

# Experimentelle Untersuchungen zur kritischen Wärmestromdichte und zum Post-Dryout-Wärmeübergang mit R-134a unter hohen Drücken

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
**DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)**

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)  
angenommene

**DISSERTATION**

von

M.Sc. Nikolai Rensch

Tag der mündlichen Prüfung: 25.11.2025

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Xu Cheng

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons  
Namensnennung-Nicht kommerziell 4.0 International Lizenz (CC BY-NC 4.0):  
<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/deed.de>

# Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 26. November 2025

---

M.Sc. Nikolai Rensch





# Danksagung

Hiermit möchte ich die Gelegenheit nutzen, all jenen zu danken, die mich auf dem Weg zur Fertigstellung dieser Dissertation begleitet und unterstützt haben.

Die vorliegende Arbeit wäre ohne die Hilfe, Ermutigung und das Vertrauen vieler Menschen nicht möglich gewesen.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr.-Ing. Xu Cheng, für seine unermüdliche Unterstützung, seine fachkundige Beratung und Geduld während des gesamten Forschungsprozesses. Seine wertvollen Anregungen und sein Vertrauen in meine Fähigkeiten haben mich stets motiviert, mein Bestes zu geben.

Ebenso möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens danken. Seine konstruktiven Kommentare und Anregungen haben maßgeblich zur Qualität dieser Arbeit beigetragen.

Mein Dank gilt außerdem Herrn Dr. Aurelian Florin Badea, dessen fachliche Ratschläge und konstruktives Feedback wesentlich zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben.

Ein besonderer Dank gilt auch meinen Kolleginnen und Kollegen am IATF, die mir nicht nur durch ihre Unterstützung bei wissenschaftlichen Diskussionen, sondern auch durch die angenehme Arbeitsatmosphäre und Freundschaft den Weg erleichtert haben. Besonders hervorheben möchte ich dabei Ludwig Köckert und Fabian Wiltshko, die mich seit Beginn meiner Arbeit stets unterstützt haben und immer ein offenes Ohr für mich hatten. Außerdem möchte ich mich herzlich bei Denis Klingel und Marvin Day für die tatkräftige Unterstützung während der Laborarbeiten bedanken. Darüber hinaus möchte ich mich bei unserem Sekretariat, insbesondere bei Isolde Stamm, für ihre zuverlässige Hilfe und die reibungslose Abwicklung administrativer Aufgaben und Bestellungen bedanken.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie und meinen Freunden danken, die mich alle stets ermutigt und unterstützt haben. Zuletzt richtet sich ein ganz besonderer Dank an meine Ehefrau Rojda Palantöken-Rensch, die mir mit viel Liebe, Geduld und Verständnis zur Seite stand und mir jederzeit Halt gegeben hat.

Ohne euch wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

Allen gilt mein tiefster Dank.

Nikolai Rensch



# Kurzfassung

Da der weltweite Bedarf an elektrischer Energie rapide wächst, muss die Anzahl an Energieerzeugern entsprechend erhöht werden. Gleichzeitig steigen die CO<sub>2</sub>-Emissionen infolge der Nutzung fossiler Brennstoffe. Um der damit einhergehenden Klimaerwärmung entgegenzuwirken, ist die Erzeugung CO<sub>2</sub>-armer Energie unerlässlich. Vor diesem Hintergrund entstehen weltweit neue Kernreaktoren und damit verbundene Dampferzeuger. Diese Anlagen arbeiten unter Betriebsbedingungen, die von niedrigen bis sehr hohen unterkritischen Drücken und darüber hinaus reichen.

Im Bereich des siedenden Wärmeübergangs kann es dabei unter bestimmten thermohydraulischen Bedingungen zur Siedekrise kommen, bei der zwischen Departure from Nucleate Boiling (DNB) und Dryout zu unterscheiden ist. Anschließend an den Dryout tritt der sogenannte Post-Dryout-Bereich auf, der durch eine Dampfströmung mit dispersen Flüssigkeitstropfen gekennzeichnet ist. Diese Phänomene sind hochkomplex und beeinflussen die Wärmeübertragung während des Verdampfungsprozesses maßgeblich. Während diese Phänomene sowie die Wärmeübertragung bereits umfangreich im niedrigen und überkritischen Druckbereich untersucht wurden, sind die zugrunde liegenden Mechanismen und Charakteristika im hohen unterkritischen Druckbereich bislang noch nicht vollständig erforscht.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Siedekrise, die damit verbundene kritische Wärmestromdichte sowie den Post-Dryout-Wärmeübergang und das in diesem Bereich einflussreiche Tropfenverhalten unter hohen unterkritischen Druckbedingungen experimentell zu untersuchen. Dazu werden drei umfangreiche Versuchsreihen mit zwei unterschiedlichen Teststrecken unter Verwendung des Kältemittels R-134a durchgeführt. Die erste Teststrecke ist ein vertikal beheiztes Rohr und die zweite Teststrecke verfügt über optische Zugänge, um mittels Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen das Verhalten der dispersen Flüssigkeitstropfen im Post-Dryout-Bereich analysieren zu können. Untersucht wird dabei der Einfluss des Systemdrucks, vor allem nahe des kritischen Drucks, der lokalen Dampfqualität sowie der Massen- und Wärmestromdichte auf den Wärmeübergang, das Tropfenverhalten und das Auftreten der Siedekrise. Auch selten beobachtete Phänomene wie das Auftreten der Siedekrise vor dem Ende der beheizten Länge unter sehr hohen Druckbedingungen oder ein Wandtemperaturabfall vor dem Erscheinen der Siedekrise unter niedrigen Drücken werden ausführlich diskutiert und begründet. Des Weiteren wird der Einfluss der in der zweiten Teststrecke eingebauten Abstandhalter diskutiert und die Vorhersagegenauigkeit von entsprechenden Korrelationen bewertet. Basierend auf der gewonnenen Datenbasis werden Vorhersagemethoden aus der Literatur bewertet sowie eine neue Korrelation zur Berechnung des Post-Dryout-Wärmeübergangs für hohe Drücke entwickelt. Ergänzend wird ein künstliches neuronales Netz auf Basis der experimentellen Daten trainiert und dessen Ergebnisse bewertet.



# Abstract

As the global demand for electrical energy is growing rapidly, the number of energy producers must be increased accordingly. At the same time, CO<sub>2</sub>-emissions are rising due to the use of fossil fuels. In order to counteract the associated global warming, the generation of low-CO<sub>2</sub> energy is essential. In light of this, new nuclear reactors and associated steam generators are being built around the world. These plants work under operating conditions ranging from low to very high subcritical pressures and beyond.

During operation, however, in the area of boiling heat transfer, certain thermohydraulic conditions can lead to a boiling crisis, occurring in the form of either Departure from Nucleate Boiling (DNB) or dryout. Following dryout, the so-called post-dryout regime occurs, which is characterized by a vapor flow with dispersed liquid droplets. These phenomena are highly complex and have a significant influence on the heat transfer during the evaporation process. While these phenomena and the heat transfer have already been extensively investigated in the low and supercritical pressure range, the underlying mechanisms and characteristics in the high subcritical pressure range have not yet been fully researched.

The purpose of this study is to experimentally investigate the boiling crisis, the associated heat flux as well as the post-dryout heat transfer and the droplet behavior influencing it under high subcritical pressure conditions. Three extensive series of experimental investigations are conducted with two different test sections using the refrigerant R-134a. The first test section is a vertically heated tube, while the second test section has optical access to analyze the behavior of the dispersed liquid droplets in the post-dryout regime using high-speed camera images. The influence of the system pressure, particularly near the critical pressure, the local vapor quality and the mass and heat flux on the heat transfer, the droplet behavior and the occurrence of the boiling crisis are investigated. Rarely observed phenomena such as the appearance of the boiling crisis before the end of the heated length under very high pressure conditions, or a drop in wall temperature before the appearance of the boiling crisis at low pressures, are also discussed and explained in detail. Furthermore, the influence of the spacers installed in the second test section is discussed and the prediction accuracy of corresponding correlations is assessed. Based on the obtained database, prediction methods from the literature are assessed and a new correlation for predicting the post-dryout heat transfer for high pressures is developed. In addition, an artificial neural network is trained and assessed on the basis of the experimental data.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>i</b>
<b>Danksagung</b>	<b>iii</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Abbreviation</b>	<b>xiii</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>xv</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xxiii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xxiv</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 Kritisches Betriebsverhalten während Verdampfungsprozessen . . . . .	2
1.2 Zielsetzungen und Aufbau der Arbeit . . . . .	3
<b>2 Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Zweiphasenströmungen in der Energietechnik . . . . .	5
2.1.1 Definition der Wärmeübertragung . . . . .	6
2.2 Siedekrise . . . . .	8
2.2.1 Dryout . . . . .	9
2.2.2 Departure from nucleate boiling . . . . .	10
2.2.3 Siedekrise Experimente aus der Literatur . . . . .	10
2.3 Post-Dryout . . . . .	12
2.3.1 Wärmeübergangsmechanismen im Post-Dryout-Bereich . . . . .	12
2.3.2 Existierende Wärmeübergangs-Vorhersagemethoden . . . . .	15

2.3.3	Post-Dryout-Experimente aus der Literatur . . . . .	25
2.3.4	Post-Dryout Experimente mit Abstandshaltern aus der Literatur . . . . .	27
2.4	Effekt des Drucks auf die thermohydraulischen Prozesse . . . . .	28
2.4.1	Druckeinfluss auf die Fluideigenschaften . . . . .	28
2.4.2	Druckeinfluss auf das Strömungsverhalten . . . . .	30
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Methodik</b>	<b>33</b>
3.1	Experimenteller Versuchstand . . . . .	33
3.2	Teststrecken . . . . .	35
3.2.1	Einfaches beheiztes Rohr . . . . .	35
3.2.2	Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	37
3.3	Messtechniken . . . . .	43
3.3.1	Wandtemperaturmessung . . . . .	43
3.3.2	Flüssigkeitstemperaturmessung . . . . .	44
3.3.3	Druckmessung . . . . .	45
3.3.4	Massenstrommessung . . . . .	46
3.3.5	Wärmestrommessung . . . . .	46
3.4	Modellfluid . . . . .	46
3.5	Versuchsdurchführung . . . . .	47
3.5.1	Kritische Wärmestromdichte . . . . .	48
3.5.2	Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich . . . . .	50
3.5.3	Tropfen Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen . . . . .	51
3.6	Datenverarbeitung . . . . .	53
3.6.1	Post-Dryout-Experimente . . . . .	53
3.6.2	CHF-Experimente . . . . .	56
3.7	Validierung der Messinstrumentierung . . . . .	56
3.7.1	Wärmebilanzversuche . . . . .	56
3.7.2	Wiederholungsversuche . . . . .	57
3.7.3	Vergleich einphasiger Ergebnisse mit Korrelationen . . . . .	59
3.8	Unsicherheitsanalyse . . . . .	61
3.8.1	Unsicherheitsanalyse der PDO-Versuche im einfach beheizten Rohr . . .	62
3.8.2	Unsicherheitsanalyse der CHF Versuche im einfach beheizten Rohr . . .	65
3.8.3	Unsicherheitsanalyse der PDO-Versuche im Vierkant-Ringspalt-Kanal . .	67



<b>4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>73</b>
4.1	Kritische Wärmestromdichte . . . . .	73
4.1.1	Einfluss der Eintrittsdampfqualität . . . . .	73
4.1.2	Einfluss der beheizten Länge . . . . .	74
4.1.3	Einfluss der kritischen Dampfqualität . . . . .	75
4.1.4	Einfluss der Massenstromdichte . . . . .	76
4.1.5	Einfluss des Drucks . . . . .	77
4.1.6	Sonderfall: „Upstream-CHF“ . . . . .	78
4.1.7	Sonderfall: Temperaturabfall vor CHF . . . . .	90
4.2	Post-Dryout-Wärmeübergang . . . . .	98
4.2.1	Charakteristiken des Post-Dryout-Wärmeübergangs . . . . .	98
4.2.2	Einfluss der Eintrittsdampfqualität . . . . .	99
4.2.3	Einfluss der Wärmestromdichte . . . . .	100
4.2.4	Einfluss der Massenstromdichte . . . . .	101
4.2.5	Einfluss des Drucks . . . . .	102
4.3	Effekt der Abstandshalter auf den Post-Dryout-Wärmeübergang . . . . .	105
4.4	Untersuchungen zum Tropfenverhalten im Post-Dryout-Bereich . . . . .	112
4.4.1	Auswerteprozess der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen . . . . .	113
4.4.2	Einfluss der Versuchsparameter auf das Tropfenverhalten . . . . .	116
4.5	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse . . . . .	120
<b>5</b>	<b>Modellierung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich</b>	<b>123</b>
5.1	Post-Dryout-Datenbanken . . . . .	123
5.1.1	Experimentelle Datenbanken . . . . .	126
5.2	Bewertung existierender Korrelationen/Modelle . . . . .	128
5.3	Entwicklung einer neuen Post-Dryout-Korrelation . . . . .	130
5.3.1	Ableitung der neuen Post-Dryout-Korrelation . . . . .	130
5.3.2	Bewertung der neuen Post-Dryout-Korrelation . . . . .	136
5.4	Modellierung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich mit einem künstlichen neuronalen Netz . . . . .	143
5.5	Zusammenfassung der Modellierungsarbeiten . . . . .	148
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>151</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	151
6.2	Ausblick für zukünftige Arbeiten . . . . .	153

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>155</b>
<b>Anhang</b>	<b>169</b>
A. Post-Dryout Gleichgewichts-Korrelationen . . . . .	169
B. Post-Dryout Ungleichgewichts-Korrelationen . . . . .	172
C. Korrelationen zu Abstandshaltereffekten . . . . .	174
<b>Publikationen</b>	<b>175</b>
<b>Betreute Abschlussarbeiten</b>	<b>176</b>

# Abbreviation

**BWR** Siedewasserreaktor

**CHF** Kritische Wärmestromdichte

**CSO** Chen et al. Korrelation

**DNB** Departure from Nucleate Boiling

**GRO** Groeneveld & Delorme

**GWP** Treibhausgaspotenzial

**IAEA** Internationale Atomenergie-Organisation

**IEA** Internationale Energie Behörde

**KI** Künstliche Intelligenz

**KIMOF** KIT Modellfluidanlage

**KNN** Künstliches Neuronales Netzwerk

**LCS** Modell von Varone und Rohsenow

**PDO** Post-Dryout

**PWR** Druckwasserreaktor

**SCWR** Überkritischer Wasserreaktor

**SMR** Small Modular Reactor

**SP** Abstandshalter

**WNN** Wavelet Neural Network



# Nomenklatur

## Lateinische Buchstaben

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
$A$	$[m]$	Fläche
$AE$	$[-]$	Statistische absolute Abweichung
$b$	$[-]$	Bias
$B(P)$	$[-]$	Empirische Funktion im CSO Modell
$Bo$	$[-]$	Siede-Zahl
$BR$	$[-]$	Blockrate
$c$	$[-]$	Konstante
$C_p$	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	Spezifische Wärmekapazität
$D$	$[m]$	Durchmesser
$E$	$[-]$	Statistischer Fehler
$f$	$[-]$	Fanning-Reibungsfaktor
$F$	$[-]$	Korrekturfaktor
$f_{SP}$	$[-]$	Wärmeübergangsverbesserung durch Abstandshalter
$g$	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	Gravitationsbeschleunigung: 9,81
$G$	$\left[\frac{kg}{m^2s}\right]$	Massenstromdichte
$h$	$\left[\frac{W}{m^2K}\right]$	Wärmeübergangskoeffizient
$H$	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	Enthalpie
$\Delta H$	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	Verdampfungsenthalpie
$I$	$[A]$	Stromstärke
$K(f, \Phi)$	$[-]$	Ungleichgewichts-Faktor von Varone et al.
$Kn$	$[-]$	Ungleichgewichts-Faktor von Nishikawa et al.
$L$	$[m]$	Länge
$\dot{m}$	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Massenstrom

$MAE$	$[-]$	Statistische mittlere absolute Abweichung
$ME$	$[-]$	Statistische mittlere Abweichung
$N$	$[-]$	Anzahl an Punkten
$Nu$	$[-]$	Nussel-Zahl
$P$	$[Pa]$	Druck
$Pr$	$[-]$	Prandtl-Zahl
$P_{red}$	$[-]$	reduzierter Druck
$q$	$\left[\frac{W}{m^2}\right]$	Wärmestromdichte
$Q$	$[W]$	Wärmestrom
$R$	$[\Omega]$	Widerstand
$Re$	$[-]$	Reynolds-Zahl
$RMS$	$[-]$	Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung
$s$	$[m]$	Seitenlänge
$S$	$[-]$	Schlupf
$t$	$[s]$	Zeit
$T$	$[^{\circ}C]$	Temperatur
$T_{dim}$	$[-]$	Dimensionslose Temperatur
$u$	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Geschwindigkeit
$U$	$[V]$	Spannung
$v$	$\left[\frac{m^3}{kg}\right]$	Spezifisches Volumen
$V$	$\left[\frac{m^3}{s}\right]$	Volumenstrom
$w$	$[-]$	Gewichtungsfaktor
$We$	$[-]$	Weber-Zahl
$x$	$[-]$	Dampfqualität
$x_m$	$[-]$	Dampfmassenanteil ( $0 \leq x_m \leq 1$ )
$z$	$[-]$	Relativer Abstand
$z_{pre}$	$[-]$	Voraktivierung

## Griechische Buchstaben

---

Formelzeichen	Einheit	Beschreibung
$\alpha$	$[-]$	Volumenanteil
$\delta_F$	$[m]$	Filmdicke

---

$\zeta$	$[-]$	Gnielinski-Faktor
$\epsilon$	$[-]$	Emissionsgrad
$\kappa$	$[-]$	Konstante der Plummer-Korrelation
$\lambda$	$\left[\frac{W}{m K}\right]$	Wärmeleitfähigkeit
$\mu$	$\left[\frac{kg}{m s}\right]$	Dynamische Viskosität
$\nu$	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	Kinematische Viskosität
$\xi$	$[-]$	Eingabewerte
$\pi$	$[-]$	Kreiszahl: 3,1415..
$\rho$	$\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	Dichte
$\rho_R$	$[\Omega m]$	Spezifischer elektrischer Widerstand
$\sigma$	$\left[\frac{N}{m}\right] / [-]$	Oberflächenspannung / Standardabweichung
$\sigma_B$	$\left[\frac{W}{m^2 K^4}\right]$	Stefan-Boltzmann-Konstante

## Index

Formelzeichen	Beschreibung
<i>a</i>	Real
<i>b</i>	Bulk
<i>c</i>	Kritisch
<i>calc</i>	Berechnet
<i>cor</i>	Korrelation
<i>d</i>	Tropfen
<i>DO</i>	Dryout-Punkt
<i>down</i>	Während des Temperaturabfalls vor der Siedekrise
<i>e</i>	Gleichgewicht
<i>ev</i>	Verdampfung
<i>F</i>	Filmregion
<i>ges</i>	Gesamt
<i>h</i>	Beheizt
<i>H</i>	Hydraulischer Durchmesser
<i>HN</i>	Homogenes Sieden
<i>hom</i>	Homogen
<i>i</i>	Innen
<i>in</i>	Eintritt
<i>j</i>	Index eines Punktes
<i>konv</i>	Konvektiver Anteil
<i>l</i>	Flüssigkeitsphase
<i>loss</i>	Verluste

<i>m</i>	Gemittelt
<i>meas</i>	Gemessen
<i>n</i>	Position an der Verdampferfläche
<i>o</i>	Außen
<i>out</i>	Austritt
<i>rad</i>	Strahlung
<i>sat</i>	Sättigung
<i>SP</i>	Abstandshalter
<i>sub</i>	Unterkühlung
<i>T</i>	Rohr
<i>TP</i>	Zweiphasig
<i>u</i>	Umgebung
<i>up</i>	Vor dem Temperaturabfall vor der Siedekrise
<i>v</i>	Dampfphase
<i>vol</i>	Volumetrisch
<i>w</i>	Wand



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung der Relevanz des untersuchten Druckbereichs dieser Studie . . . . .	3
2.1	Darstellung eines vertikal, gleichmäßig beheizten Rohres und dessen Strömungs- formen sowie Temperaturverläufe [Baehr & Stephan, 2019] . . . . .	6
2.2	Zweiphasenströmung und ihre Wärmeübergangsmechanismen [Verein Deutscher Ingenieure, 2013] . . . . .	9
2.3	Darstellung Dryout gemäß VDI [2013] . . . . .	10
2.4	Darstellung DNB gemäß VDI [2013] . . . . .	10
2.5	Darstellung der Wärmeübergangsmechanismen im Post-Dryout-Bereich . . . . .	13
2.6	Darstellung des thermischen Ungleichgewichts im Post-Dryout-Bereich [Groeneveld & Delorme, 1976] . . . . .	17
2.7	Phasendiagramm eines allgemeinen reinen Fluids [Ibrahimoglu et al., 2021] . . . . .	28
2.8	Nominale Fluideigenschaften von R-134a in Abhängigkeit des Drucks . . . . .	29
2.9	Grenzen der Strömungsformen von Wasser bei unterschiedlichen Drücken [Goldmann, Firstenberg & Lombardi, 1960] . . . . .	30
3.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der KIMOF . . . . .	34
3.2	Schematische Darstellung des einfach beheizten Rohres . . . . .	36
3.3	Schematischer Aufbau des Vierkant-Ringspalt-Kanals sowie dessen Querschnitt . . . . .	38
3.4	Foto des zusammengebauten Vierkant-Ringspalt-Kanals . . . . .	38
3.5	Schematische Darstellung der Isolierung und Abdichtung des Heizstabes gegenüber dem Vierkant-Kanal sowie der Umgebung im Ein- und Austrittsmodul . . . . .	39
3.6	Schematischer Aufbau der Abstandshalter . . . . .	40
3.7	Schematische Verteilung der Thermoelemente sowie Abstandhalter des Heizstabes . . . . .	41
3.8	Fotoaufnahme des Abstandshalters und der zur Fixierung eingesetzten Edelstahlrin- ge am Heizstab . . . . .	42
3.9	Schematische Darstellung der Schraubschaugläser . . . . .	43
3.10	Fotoaufnahmen des optischen Zugangs . . . . .	43

3.11	Schematischer Aufbau und Foto des angebrachten Typ T Thermoelements . . . . .	44
3.12	Schematische Darstellung der Experimente für die kritische Wärmestromdichte . . . . .	48
3.13	Experimenteller Verlauf eines CHF-Versuches . . . . .	49
3.14	Schematischer Aufbau der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen . . . . .	52
3.15	Vergleich der Erstversuche mit den Wiederholungsversuchen im Post-Dryout-Bereich für das einfach beheizte Rohr und den Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	58
3.16	Vergleich der experimentell erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten mit den Vorhersagen durch die Korrelationen von Dittus & Boelter und Gnielinski . . . . .	60
3.17	Verteilung der Unsicherheiten der drei wesentlichen Größen im PDO-Bereich, dargestellt durch den Perzentil der Parameter, für das einfach beheizte Rohr . . . . .	64
3.18	Unsicherheitsverteilung der Nusselt-Zahl und der Dampfqualität $x_e$ im PDO-Bereich in Abhängigkeit des reduzierten Drucks mit dem einfach beheizten Rohr . . . . .	65
3.19	Standardabweichungen der kritischen Dampfqualität $\sigma_{x_c}$ in Abhängigkeit des reduzierten Drucks für die CHF-Experimente ( $L_h = 3$ m) . . . . .	66
3.20	Standardabweichungen der kritischen Dampfqualität $\sigma_{x_c}$ in Abhängigkeit des reduzierten Drucks für die CHF-Experimente ( $L_h = 1$ m) . . . . .	67
3.21	Verteilung der Unsicherheiten der drei wesentlichen Größen im PDO-Bereich, dargestellt durch den Perzentil der Parameter für den Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	68
3.22	Unsicherheitsverteilung der Nusselt-Zahl und Dampfqualität in Abhängigkeit des reduzierten Drucks im Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	69
3.23	Schematische Darstellung der Segmentierung zur Bestimmung der lokalen Wärmeleistung . . . . .	70
3.24	Effekt der Exzentrizität auf das Temperaturprofil des einfach beheizten Rohres . . . . .	72
3.25	Effekt der Exzentrizität auf das Temperaturprofil des Heizstabes im Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	72
4.1	Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf die kritische Wärmestromdichte bei unterschiedlichen Druckstufen sowie Massenstromdichten ( $L_h = 3$ m) . . . . .	74
4.2	Einfluss der beheizten Länge auf die kritische Wärmestromdichte und Dampfqualität bei unterschiedlichen reduzierten Drücken sowie Massenstromdichten . . . . .	75
4.3	Einfluss der kritischen Dampfqualität auf die kritische Wärmestromdichte bei unterschiedlichen Druckstufen sowie Massenstromdichten ( $L_h = 3$ m) . . . . .	76
4.4	Einfluss der Massenstromdichte auf die kritische Wärmestromdichte bei zwei unterschiedlichen Druckstufen ( $L_h = 1$ m) . . . . .	77
4.5	Einfluss des Drucks auf die kritische Wärmestromdichte bei $G = 1000$ kg/m <sup>2</sup> s und einer beheizten Länge von $L_h = 1$ m . . . . .	78
4.6	Axiale Temperaturprofile für CHF-Experimente mit einer Siedekrise stromaufwärts ( $z_c = 0,845$ ) sowie am Ende ( $z_c = 0,995$ ) der beheizten Länge . . . . .	81

4.7	Druck, Eintrittstemperatur sowie Massenstromdichte über die gemessene Zeit für das in Abbildung 4.6a) dargestellte Upstream-CHF-Experiment . . . . .	81
4.8	Kritische Wärmestromdichte über die kritische Dampfqualität für verschiedene Verläufe mit Upstream-CHF-Verhalten unter $P_{red} = 0,98$ . . . . .	82
4.9	Entwicklung der Siedekrise über die Zeit sowie der Position unter Upstream-CHF-Bedingungen mit $P_{red} = 0,98$ , $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $x_{in} = -5,379$ . . . . .	83
4.10	Reproduzierbarkeit der kritischen Wärmestromdichte sowie der kritischen Dampfqualität bei Experimenten mit Upstream-CHF-Verhalten . . . . .	84
4.11	Reproduzierbarkeit der Wandtemperaturentwicklung unter Upstream-CHF-Bedingungen bei $P_{red} \approx 0,98$ , $G \approx 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $q_c \approx 155 \text{ kW/m}^2$ und $x_{in} \approx -8,12$ . . . . .	85
4.12	Position der Siedekrise $z_c$ unter Upstream-CHF-Bedingungen in Abhängigkeit der lokalen kritischen Dampfqualität bei $P_{red} = 0,98$ und unterschiedlichen Massenstromdichten . . . . .	86
4.13	Position der Siedekrise $z_c$ unter Upstream-CHF-Bedingungen in Abhängigkeit der Massenstromdichte bei $P_{red} = 0,98$ und unterschiedlichen Eintrittstemperaturen . . . . .	86
4.14	Differenz der homogenen Siedetemperatur $T_{HN}$ zur Sättigungstemperatur $T_{sat}$ für Wasser nach Lienhard et al. . . . .	88
4.15	Wandinnentemperaturen $T_{w,i}$ über der relativen Länge $z$ vor (links) sowie die Entwicklung während Upstream-CHF (rechts) . . . . .	89
4.16	Abfall der Wandtemperatur vor der Siedekrise bei $P = 1,1 \text{ MPa}$ , $T_{in} = 12 \text{ °C}$ und $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ sowie $L_h = 1 \text{ m}$ . . . . .	90
4.17	Druck, Eintrittstemperatur sowie Massenstromdichte über die gemessene Zeit für das in Abbildung 4.16 dargestellte Temperatur- sowie Wärmestromdichteprofil . . . . .	91
4.18	Abfall der Wandtemperaturen vor der Siedekrise für verschiedene Thermoelementebenen bei $P = 1,1 \text{ MPa}$ , $T_{in} = 12 \text{ °C}$ und $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ sowie $L_h = 1 \text{ m}$ . . . . .	92
4.19	Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei $P_{red} = 0,28$ , verschiedenen Massenstromdichten und unterschiedlichen Positionen . . . . .	93
4.20	Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei $P_{red} = 0,28$ , verschiedenen Eintrittsdampfqualitäten und Positionen . . . . .	94
4.21	Mittelwerte der abgefallenen Wandtemperaturüberhitzungen mit den Überhitzungen an den jeweiligen Positionen, entsprechend der Versuchsparameter in Tabelle 4.5 . . . . .	95
4.22	Darstellung einer Pfropfenströmung . . . . .	96
4.23	Charakteristische Post-Dryout-Temperaturprofile für niedrige und hohe Massenstromdichten [Rensch et al., 2024] . . . . .	99
4.24	Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf den PDO-Wärmeübergang . . . . .	100
4.25	Einfluss der Wärmestromdichte auf den PDO-Wärmeübergang unter niedrigen und hohen Massenstromdichten . . . . .	101

4.26	Einfluss der Massenstromdichte auf den PDO-Wärmeübergang während zwei unterschiedlichen Druckstufen . . . . .	102
4.27	Einfluss des Drucks auf den PDO-Wärmeübergang während $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ [Rensch et al., 2024] . . .	104
4.28	Beispiele für den Effekt der Abstandshalter auf die Wandtemperaturen sowie auf die Wärmeübertragung im PDO-Bereich . . . . .	106
4.29	Einfluss der Dampfqualität auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter $SP_9$ bei einem reduzierten Druck von $P_{red} = 0,70$ . . . . .	107
4.30	Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter $SP_9$ bei einer Massenstromdichte von etwa $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . . .	107
4.31	Einfluss der Massenstromdichte auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter $SP_9$ . . . . .	108
4.32	Einfluss des Drucks auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter $SP_9$ . . . . .	109
4.33	Vorhersageergebnisse der Verbesserung des PDO-Wärmeübergangs nach Abstandshaltern durch Korrelationen aus der Literatur . . . . .	112
4.34	Auswertungsprozess der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen . . . . .	114
4.35	Histogramm der Verteilung des Tropfendurchmessers im PDO-Bereich bei $P_{red} = 0,80$ , $G = 100,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $q = 19,5 \text{ kW/m}^2$ und $x_e = 1,5$ . . . . .	114
4.36	Histogramme der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeitsverteilungen im PDO-Bereich bei $P_{red} = 0,80$ , $G = 100,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $q = 19,5 \text{ kW/m}^2$ und $x_e = 1,5$ .	115
4.37	Beispiele der Problematiken während der Kameraaufnahmen im PDO-Bereich: Belichtungsprobleme a), Kondensationsablagerungen b), hohe Tropfenzahl c) . .	116
4.38	Einfluss der Wärme-, Massenstromdichte und des Drucks auf die Verteilung des Tropfendurchmessers [Xia et al., 2025] . . . . .	118
4.39	Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025] . . . . .	119
4.40	Einfluss der Massenstromdichte auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025] . . . . .	119
4.41	Einfluss des Drucks auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025] . . . . .	120
5.1	Zusammenhang zwischen homogenem Volumenanteil und Dampfqualität bei verschiedene Drücken gemäß Gleichung (2.19) . . . . .	125
5.2	Temperatur- sowie Dampfqualitätskriterium anhand eines PDO-Experiments bei $P_{red} = 0,80$ , $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , $q = 70,2 \text{ kW/m}^2$ und $x_{in} = -0,162$ . . . . .	126
5.3	Datenverteilung der gesamten PDO-Datenbank für Wasser, R-134a und $\text{CO}_2$ . . .	127

5.4	Einfluss dimensionsloser Kennzahlen auf die experimentell ermittelten Nusselt-Zahlen $Nu_{meas}$ . . . . .	134
5.5	Berechnete PDO-Wärmeübergangskoeffizienten $h_{calc}$ gegenüber den experimentell ermittelten PDO-Wärmeübergangskoeffizienten $h_{meas}$ . . . . .	138
5.6	Analyse der Vorhersagegenauigkeit der jeweiligen Korrelationen bezüglich Bereiche unterschiedlicher Drücke sowie Massenstromdichten . . . . .	139
5.7	Experimentelle sowie mit der neuen Korrelation berechnete PDO-Wärmeübergangsprofile für verschiedene Parametereinflüsse und Fluide . . . . .	143
5.8	Architektur des KNN-Modells . . . . .	144
5.9	Ergebnisse des Wärmeübergangskoeffizienten mit dem KNN-Modell $h_{calc}$ vs. den experimentellen Daten $h_{meas}$ der einzelnen Entwicklungsphasen des Modells . . .	146
5.10	PDO-Wärmeübergangskoeffizient Vorhersagen mithilfe des KNN-Modells im Vergleich mit der neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation . . . . .	147

# Tabellenverzeichnis

2.1	Experimentelle CHF-Untersuchungen unter hohen Drücken aus der Literatur . . .	12
2.2	PDO-Gleichgewichts-Korrelationen mit deren jeweiligen Anwendungsbereichen	18
2.3	PDO-Ungleichgewichts-Korrelationen mit den jeweiligen Anwendungsbereichen	22
2.4	Wärmeübergangs Look-Up-Tabellen für den Post-Dryout-Bereich . . . . .	22
2.5	Experimentelle Untersuchungen des PDO-Wärmeübergangs unter hohen Drücken aus der Literatur . . . . .	26
3.1	Spezifikationen des einfach beheizten Rohres . . . . .	35
3.2	Spezifikationen der Vierkant-Kanäle . . . . .	37
3.3	Spezifikationen des Heizstabes . . . . .	39
3.4	Positionen der Abstandshalter bezogen auf den Beginn der beheizten Länge . . .	41
3.5	Positionen der Thermoelemente bezogen auf den Beginn der beheizten Länge . .	41
3.6	Tabelle mit relevanten Fluideigenschaften der Fluide R-134a und Wasser . . . . .	47
3.7	Experimentelle Matrix für die CHF-Untersuchungen bei einer beheizten Länge von 3 m a) und 1 m b) . . . . .	50
3.8	Experimentelle Matrix für die Untersuchungen des Post-Dryout-Wärmeübergangs für das einfach beheizte Rohr a) und den Vierkant-Ringspalt-Kanal b) . . . . .	51
3.9	Experimentelle Matrix der Tropfenuntersuchungen im Post-Dryout-Bereich . . .	52
3.10	Versuchsparameter und deren Abweichungen für die in Abbildung 3.15 dargestell- ten, wiederholten Post-Dryout-Experimente . . . . .	58
3.11	Versuchsparameter und deren Abweichungen für wiederholte CHF-Experimente .	59
3.12	Statistische Auswertung des Vergleichs der experimentell erhaltenen Wärmeüber- gangskoeffizienten mit den Korrelationen von Dittus & Boelter sowie Gnielinski .	60
3.13	Herstellerangaben zu den Messunsicherheiten der jeweiligen Messparameter . . .	61
3.14	Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für den Post- Dryout-Wärmeübergang im einfach beheizten Rohr . . . . .	63
3.15	Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für die Siedekrise- Experimente im einfach beheizten Rohr ( $L_h = 3$ m) . . . . .	65

3.16	Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für die Siedekrise-Experimente im einfach beheizten Rohr ( $L_h = 1$ m) . . . . .	66
3.17	Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für den Post-Dryout-Wärmeübergang im Vierkant-Ringspalt-Kanal . . . . .	67
4.1	Experimentelle Untersuchungen von Upstream-CHF aus der Literatur . . . . .	80
4.2	Versuchsparameter der Upstream-CHF-Experimente dieser Arbeit . . . . .	80
4.3	Versuchsparameter und deren Abweichungen für wiederholte Upstream-CHF-Experimente der in 4.10 dargestellten Diagramme . . . . .	84
4.4	Versuchsparameter und mittlere Temperaturen vor („up“) sowie während („down“) des Temperaturabfalls, gemäß Abbildung 4.18 . . . . .	92
4.5	Versuchsparameter und mittlere Temperaturen nach dem Temperaturabfall sowie deren Standardabweichungen, für Abbildung 4.21 . . . . .	95
4.6	Berechnung der Filmdicke zwischen der beheizten Wand und einer Taylor-Blase an der Stelle $z = 0,995$ . . . . .	97
4.7	Experimentelle PDO-R-134a-Datenbank zur Bewertung von Korrelationen zur Vorhersage des Abstandshaltereinflusses . . . . .	110
4.8	Bewertung der PDO-Korrelationen zur Vorhersage des Einflusses der Abstandshalter	111
5.1	Experimentelle PDO-Wasser-Datenbank . . . . .	127
5.2	Experimentelle PDO-R-134a-Datenbank . . . . .	128
5.3	Experimentelle PDO-CO <sub>2</sub> -Datenbank . . . . .	128
5.4	Bewertung der PDO-Vorhersagemethoden aus Abschnitt 2.3.2 im hohen unterkritischen Druckbereich . . . . .	129
5.5	Datenbank zur Entwicklung der neuen PDO-Korrelation . . . . .	136
5.6	Vorhersagegenauigkeit der verschiedenen PDO-Korrelationen bezüglich der jeweiligen Fluide . . . . .	137
5.7	Datenbank zur Validierung der neuen PDO-Korrelation . . . . .	140
5.8	Validierung der neu entwickelten Korrelation mit PDO-Daten, welche nicht zur Entwicklung beigetragen haben . . . . .	140
5.9	Einsatz der neuen PDO-Korrelation auf Druckbereiche außerhalb des Entwicklungsbereichs . . . . .	141
5.10	Testfälle zur Validierung der neu entwickelten PDO-Korrelation . . . . .	142
5.11	Datenverteilung für das KNN-Modell . . . . .	145
5.12	Vergleich KNN-Modell mit der neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation . . . . .	146
5.13	PDO-Testfälle zur Validierung des KNN-Modells . . . . .	147

A.1 Koeffizienten für die Korrelation von Groeneveld . . . . .	170
--	-----



# 1. Einführung

Aufgrund wachsender Population, Wirtschaft sowie steigender Elektrifizierung erhöht sich der Bedarf der weltweiten elektrischen Leistung rapide. Wie die Internationale Energie Behörde (IEA) in ihrem Bericht beschreibt, wird der globale elektrische Energiebedarf von 2024 bis 2050 nochmals um mindestens 80 % bis maximal 150 % steigen. Dabei wird der Bedarf hauptsächlich von erneuerbaren Energieträgern, nuklearer Energie und fossilen Energieträgern gedeckt. Stand 2022 wurde über 60 % der weltweiten elektrischen Energie durch Kohle, Gas und Öl erzeugt, was in einer hohen CO<sub>2</sub>-Emission resultiert [International Energy Agency, 2023]. Dies wiederum hat dazu geführt, dass die Klimaerwärmung weiter vorangeschritten ist und dass das Jahr 2023 bisher als das global wärmste Jahr seit über 100 000 Jahren bezeichnet wird [European Environment Agency, 2024].

Zur Minderung der globalen Erwärmung und zur Abwendung weiterer klimatischer Risiken ist eine signifikante Reduktion der Stromerzeugung auf Basis fossiler Energieträger erforderlich. Stattdessen muss der Ausbau von Energiequellen vorangetrieben werden, die entweder keine oder nur geringe CO<sub>2</sub>-Emissionen verursachen. Dazu zählen insbesondere erneuerbare Energien, die Kernenergie sowie Anlagen auf fossiler Brennstoffbasis, die mit Technologien zur Kohlenstoffabscheidung und -speicherung ausgestattet sind.

Ein wesentlicher Nachteil von erneuerbaren Energieträgern liegt jedoch in ihrer eingeschränkten Verfügbarkeit, da sie naturgemäß nicht kontinuierlich bereitstehen. Zudem weisen sie im Vergleich zu fossilen Brennstoffen eine deutlich geringere Energiedichte auf. Ein weiteres zentrales Problem besteht in der bislang wirtschaftlich nicht wettbewerbsfähigen Speicherung elektrischer Energie im großtechnischen Maßstab [Jenkins & Ekanayake, 2024].

Über die Energieerzeugung mithilfe von Nuklearkraftwerken wird in der Europäischen Union seit mehreren Jahren debattiert und seit 2019 steigt der Zuspruch allmählich wieder an. Zudem hat die Europäische Kommission beschlossen, nukleare Energie in den Energiemix aufzunehmen und demnach ein Teil der CO<sub>2</sub>-armen Energieproduktion zu sein [Dulian, 2023, International Atomic Energy Agency, 2021]. Mithilfe eines Energiemixes aus erneuerbaren Energien sowie nuklearer Energie kann zum einen der künftige Energiebedarf gedeckt werden sowie gleichzeitig die einhergehenden Schwankungen durch erneuerbare Energieträger ausgeglichen und damit das elektrische Netz stabil gehalten werden.

Aktuellen Angaben des Europäischen Parlaments zufolge sind derzeit 100 Kernreaktoren in 12 der 27 EU-Mitgliedsstaaten in Betrieb, wobei allein Frankreich mit 56 Reaktoren den größten Anteil stellt. Verglichen mit den Vorjahren, 109 Reaktoren im Jahr 2020 und 106 im Jahr 2021, lässt sich ein rückläufiger Trend erkennen. Dennoch befinden sich aktuell mehrere neue Reaktoren im Bau,

und zahlreiche Mitgliedsstaaten, darunter Finnland, Bulgarien, Tschechien und Polen, verfolgen konkrete Pläne zum Bau weiterer Kernkraftwerke bis zum Jahr 2040 [Dulian, 2023].

Darüber hinaus gewinnt die Technologie der sogenannten „Small Modular Reactors“ (SMR) zunehmend an Bedeutung. Im Rahmen der europäischen SMR-Partnerschaft ist vorgesehen, den ersten Reaktor dieser Art Anfang der 2030er Jahre in Betrieb zu nehmen. Ziel ist es zudem, im Zeitraum von 2030 bis 2050 jährlich zwischen zwei und acht SMRs mit einer elektrischen Leistung von jeweils etwa 300 MWe ans Netz anzuschließen [EU-SMR Pre-Partnership, 2023].

Weltweite Prognosen gehen davon aus, dass bis zum Jahr 2050 eine zusätzliche nukleare Erzeugungskapazität von rund 550 GW erforderlich sein wird, um den wachsenden Energiebedarf unter Berücksichtigung klimapolitischer Ziele zu decken [International Atomic Energy Agency, 2023]. Mit Stand September 2024 sind weltweit 440 Kernreaktoren in Betrieb, verteilt auf 32 Länder. Darüber hinaus befinden sich 60 weitere Reaktoren im Bau und etwa 110 befinden sich in konkreter Planungsphase. Ein signifikanter Anteil dieser Neubauten konzentriert sich auf den asiatischen Raum, der als zentraler Wachstumstreiber für die globale Kernenergieentwicklung gilt [World Nuclear Association, 2023, International Energy Agency, 2023].

### 1.1 Kritisches Betriebsverhalten während Verdampfungsprozessen

Während des Betriebs von Kernkraftwerken sowie konventionellen Dampfkraftwerken kann es unter gewissen Umständen bzw. Störfällen zu kritischem Verhalten und Unfällen kommen. Um diesen entgegenzuwirken, ist die Auslegung und das Verständnis thermohydraulischer Systeme von zentraler Bedeutung.

Wird beispielsweise der Wärmeübertragungsprozess, insbesondere der siedende Wärmeübergang, gestört, kann es zur plötzlichen Austrocknung des Flüssigkeitsfilms an den beheizten Wandflächen kommen. Infolgedessen steigt die Wandtemperatur schlagartig an. Dieses Verhalten tritt ab einer bestimmten Wärmestromdichte auf, die als kritische Wärmestromdichte (CHF) bezeichnet wird. Darüber hinaus existiert ein Strömungsbereich, in dem eine Dampfphase mit dispersen Flüssigkeitstropfen vorherrscht. Dieser sogenannte Post-Dryout (PDO)-Bereich ist durch komplexe Wärme- und Stofftransportmechanismen charakterisiert.

Beide Phänomene sind entscheidend für die Wärmeübertragung während Verdampfungsprozessen und beeinflussen maßgeblich sowohl die Betriebssicherheit als auch die Effizienz thermischer Systeme. Die CHF stellt den kritischen Punkt dar, an dem der Wärmeübergang abrupt zusammenbricht, was zu einem plötzlichen sowie drastischen Abfall des Wärmeübergangs und demnach zum Anstieg der Wandtemperatur führt. Wird dieser Übergang nicht rechtzeitig erkannt und kontrolliert, besteht die Gefahr erheblicher Materialschäden, insbesondere am Verdampferrohr und angrenzenden Bauteilen [Tong & Tang, 1997, Verein Deutscher Ingenieure, 2013].

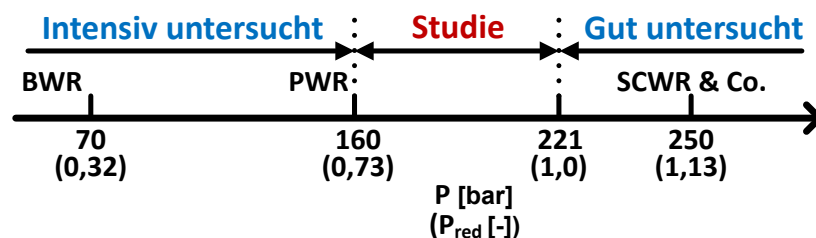
Das Verhalten der CHF sowie der nachfolgenden Wärmeübertragung im PDO-Bereich sind Gegenstand intensiver Forschung, insbesondere in Hochdrucksystemen. Es besteht der Bedarf, die Einflüsse der thermodynamischen Zustandsgrößen, wie des Drucks, der Temperatur und der Massenströmungsdichte, auf den Wärmeübergang und die Stabilität thermischer Systeme besser zu verstehen. Während der PDO-Wärmeübergang bei niedrigen bis mittleren Drücken bereits seit Mitte des 20.

Jahrhunderts umfassend untersucht wurde [Heineman, J. B., 1960, Laverty & Rohsenow, 1964], sind die Mechanismen und die Charakteristika des Wärmeübergangs unter hohen Drücken noch nicht vollständig analysiert und verstanden.

Ein vergleichbares Bild zeigt sich im Bereich der CHF. Auch hier wurden bereits früh zahlreiche experimentelle und theoretische Studien durchgeführt, um das Phänomen besser verstehen und verlässliche Vorhersagemodelle entwickeln zu können [Tachibana et al., 1967, Polomik et al., 1972]. Darüber hinaus wurden schon in den 1960er- und 1970er-Jahren erste Untersuchungen zum Wärmeübergang in Fluiden im überkritischen Druckbereich durchgeführt, um auch in diesem thermodynamischen Bereich das komplexe Verhalten besser zu verstehen [Krasnoshchekov et al., 1967, Yamagata et al., 1972].

Im Falle eines Störfalls, bei dem der Systemdruck eines überkritisch betriebenen Kraftwerks unter den kritischen Druck absinkt, operiert die Anlage im Bereich hoher unterkritischer Drücke. Unter diesen Bedingungen kann es zur Ausbildung einer Siedekrise sowie zum Übergang in den PDO-Bereich kommen. Um auf solche Szenarien vorbereitet zu sein und potenziell risikobehaftete Verläufe frühzeitig erkennen und vermeiden zu können, ist ein fundiertes Verständnis der zugrunde liegenden thermohydraulischen Prozesse ebenso erforderlich wie zuverlässige Vorhersagemethoden für das Systemverhalten in diesem Druckbereich.

Die nachfolgende Abbildung 1.1 verdeutlicht nun noch einmal die Relevanz der Untersuchungen nahe des kritischen Drucks durch diese Arbeit. Im niedrigeren Druckbereich bis zu einem Wasserdruck von 70 bar arbeitet beispielsweise ein Siedewasserreaktor (BWR), im Druckbereich um 160 bar herum verfährt ein Druckwasserreaktor (PWR) und im überkritischen Druckbereich bis 250 bar wird ein überkritischer Wasserreaktor (SCWR) betrieben. Dabei entsteht ein Bereich zwischen 160 und 221 bar, welcher, wie bereits beschrieben, weniger untersucht und verstanden wurde.  $P_{red}$  beschreibt dabei den reduzierten Druck, welcher der Quotient aus dem aktuellen Druck  $P$  und dem kritischen Druck  $P_c$  darstellt. Somit wird durch diese Arbeit die Grundlagenforschung unter Drücken nahe des kritischen Drucks vervollständigt und das Verständnis sowie die Sicherheit infolge von Störfällen in und um diesen Bereich herum verbessert.



**Abbildung 1.1:** Darstellung der Relevanz des untersuchten Druckbereichs dieser Studie

## 1.2 Zielsetzungen und Aufbau der Arbeit

Zur Untersuchung des Phänomens der Siedekrise, der damit verbundenen kritischen Wärmestromdichte sowie des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich unter hohen Druckbedingungen wurden gezielt Experimente durchgeführt. Aufgrund der hohen Kosten und der sicherheitstechnischen Anforderungen, die mit der Verwendung von Wasser als Arbeitsfluid einhergehen, kam in der vorlie-

genden Studie das Kältemittel R-134a als Modellfluid zum Einsatz. Die Untersuchungen erfolgten hauptsächlich bei Systemdrücken im Bereich von 28,4 bar bis 39,8 bar, was etwa äquivalent zu einem Druckbereich von 154,4 bar bis 216,2 bar bei Wasser ist. Die gewonnenen experimentellen Daten wurden im weiteren Verlauf systematisch ausgewertet und dienten als Grundlage für die Entwicklung einer neuen Korrelation zur Vorhersage des Wärmeübergangs im PDO-Bereich.

Zu Beginn dieser Arbeit werden in Kapitel 2 die fundamentalen Konzepte der Zweiphasenströmung dargestellt, wobei auf die beiden Haupttypen der Siedekrise eingegangen wird. Des Weiteren erfolgt eine detaillierte Erläuterung der Wärmeübertragungsmechanismen im PDO-Bereich sowie eine Betrachtung des Einflusses des Drucks auf die physikalischen Eigenschaften der Fluide, das Strömungs- und das Wärmeübertragungsverhalten. Zur Verdeutlichung der Relevanz dieser Arbeit werden zudem bisherige experimentelle Untersuchungen und Studien zur Siedekrise sowie zum Wärmeübergang im PDO-Bereich zusammengefasst. Diese Übersicht zeigt deutlich, dass insbesondere unter hohen Drücken nahe dem kritischen Punkt weiterhin ein erheblicher Forschungsbedarf besteht, um ein besseres Verständnis des Verhaltens und damit eine höhere Sicherheit von Hochdruckdampfzeugern zu gewährleisten.

In Kapitel 3 wird der Aufbau des experimentellen Versuchssandes und die zur Messung sowie Überwachung der Experimente notwendige Instrumentierung beschrieben. Des Weiteren wird der Aufbau sowie die Druck- und Temperaturmessung der zwei für die Experimente verwendeten Teststrecken erläutert. Im Anschluss daran wird die Versuchsdurchführung der Siedekrise sowie PDO-Wärmeübergangs-Experimente mit dem Kältemittel R-134a beschrieben und auf die Messung der Tropfeneigenschaften im PDO-Bereich mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera eingegangen. Dabei werden ebenfalls die jeweiligen Versuchsmatrizen aufgelistet und beschrieben. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Darstellung der angewandten Datenverarbeitungsmethoden sowie eine umfassende Auswertung der Messunsicherheiten.

Nachdem der Aufbau und die Methodik der Experimente beschrieben wurden, werden in Kapitel 4 die Ergebnisse der Siedekrise und PDO-Wärmeübergangs-Experimente detailliert erläutert und grafisch dargestellt. Dabei wird auf Sonderfälle und spezifisches Verhalten während der Siedekrise-Experimente eingegangen. Ebenfalls wird der Einfluss der lokalen Dampfqualität, Massen- und Wärmestromdichte sowie des Drucks ausführlich auf die Ergebnisse dargelegt und begründet. Als weiterer Punkt in diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Hochgeschwindigkeitskamera ausgewertet, um das Tropfenverhalten im PDO-Bereich verstehen und neue Erkenntnisse sammeln zu können. Hierbei werden die Messungen der Tropfengröße sowie die Tropfengeschwindigkeiten beschrieben und dargestellt.

Um nun den Wärmeübergang im PDO-Bereich modellieren und vorhersagen zu können, werden in Kapitel 5 die bereits existierenden Wärmeübergangsmodelle aufgelistet und auf die, aus der Literatur sowie den Experimenten aus dieser Studie hervorgegangenen PDO-Datenbanken mit Wasser, CO<sub>2</sub> sowie Kältemittel R-134a eingegangen. Im Anschluss werden existierende Korrelationen mithilfe der gesammelten Daten bewertet und eine neu entwickelte Korrelation zur Vorhersage des PDO-Wärmeübergangs unter hohen Drücken vorgestellt sowie bewertet. Zum Abschluss des Kapitels wird künstliche Intelligenz als weitere Methodik zur Vorhersage des Wärmeübergangs im PDO-Bereich verwendet und mit den bisher bewerteten Methoden verglichen.

## 2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Zweiphasenströmung während Verdampfungsprozessen sowie speziell die Phänomene der Siedekrise und des Post-Dryout-Wärmeübergangs beschrieben und Vorhersagemethoden aufgelistet. Des Weiteren wird auf den Effekt des Drucks auf die Eigenschaften der Flüssigkeit, des Strömungs- sowie Wärmeübertragungsverhaltens eingegangen.

### 2.1 Zweiphasenströmungen in der Energietechnik

In der Energietechnik und speziell während Heiz- und Verdampfungsprozessen durchläuft das Fluid verschiedene Strömungsformen, die auch jeweils das Wärmeübertragungsverhalten beeinflussen. Da diese Arbeit unter vertikal strömenden Bedingungen und einer gleichmäßigen beheizten Fläche durchgeführt wurde, wird im Folgenden exemplarisch ein ausreichend langes Rohr unter diesen Bedingungen dargestellt, um die unterschiedlichen Strömungsmuster beschreiben zu können.

Abbildung 2.1 zeigt nun die jeweiligen Formen der Strömung sowie die entsprechenden Wand- und Fluidtemperaturen mit zunehmendem Dampfgehalt  $x_e$ . Bei Eintritt in das Verdampferrohr liegt die Flüssigkeit unterkühlt und einphasig vor, weshalb in diesem Zustand die Wärme über erzwungene Konvektion übertragen wird.

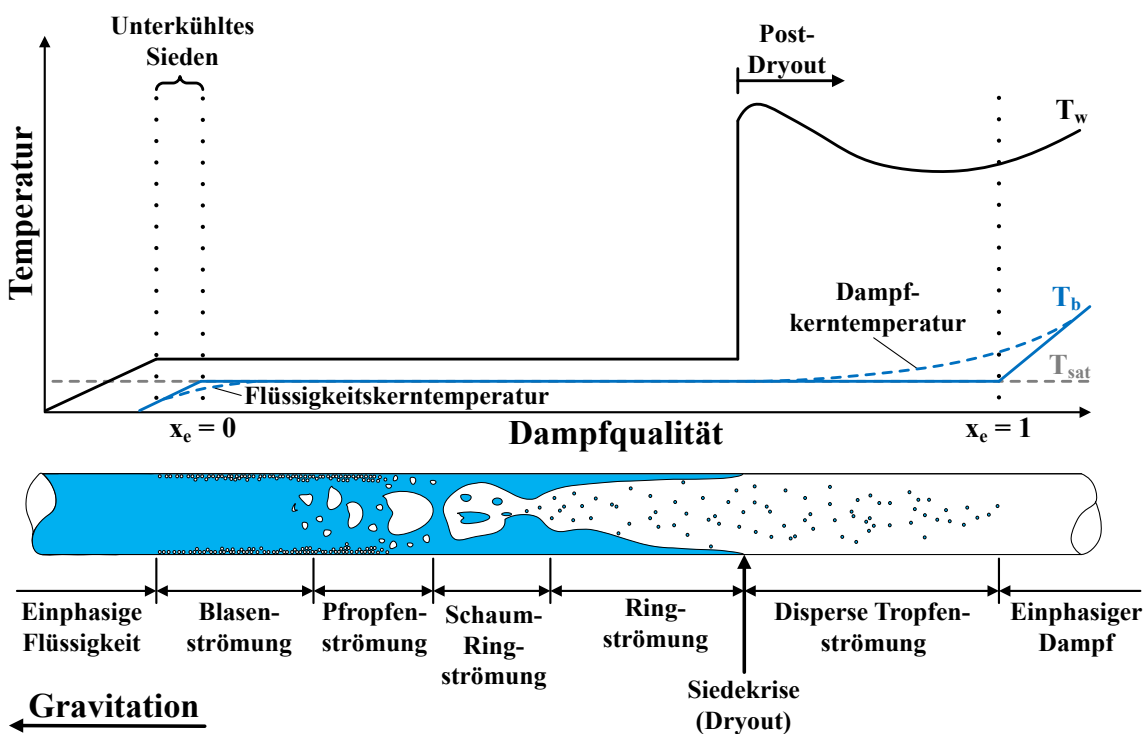
Durch die konstante Wärmestromdichte bilden sich die ersten Dampfblasen, sobald die Wandtemperatur ausreichend überhitzt ist. Da die Temperatur im Kern der Flüssigkeit in diesem Zustand weiterhin unterkühlt ist, wird dabei auch vom unterkühlten Sieden gesprochen. Der Übergang zum Blasensieden wird nach der Definition an dem Punkt stattfinden, an dem ein thermodynamischer Dampfgehalt von  $x_e = 0$  erreicht wird. An diesem Punkt erreicht die mittlere Flüssigkeitstemperatur die Sättigungstemperatur. Wie das Profil der Flüssigkeitskerntemperatur zeigt, wird der Kern der Flüssigkeit noch weiter darüber hinaus unterhalb der Sättigungstemperatur liegen, während an der beheizten Wand bereits Dampfblasen vorliegen. Während des Blasensiedens spielt die Wärmeübertragung aufgrund erzwungener Konvektion eine untergeordnete Rolle und die Wärme wird hauptsächlich mittels der Blasenbildung abgeführt. Dieses Strömungsmuster ist im Wesentlichen durch einen geringen Dampfanteil charakterisiert.

Weiter stromabwärts entstehen immer mehr und größere Dampfblasen, welche sich verbinden, was zu einer Pfropfenströmung führt. Die hier strömenden großen Dampfblasen werden auch Taylor-Blasen genannt, die eine halbkugelförmige Nase besitzen. Aufgrund des weiter zunehmenden Dampfanteils durch die Zufuhr von Wärme entsteht eine Schaum-Ringströmung, in der das Blasensieden noch immer die übergeordnete Wärmeübertragungsart darstellt. Diese Strömungsart besteht aus teils großen und kleinen Dampfketten, welche sehr instabil und unregelmäßig sind. Sie

entsteht vermehrt in Strömungen mit hohen Geschwindigkeiten, in Rohren mit großem Durchmesser sowie unter höheren Drücken.

Steigt der Dampfgehalt weiter, erhöht sich die Dampfgeschwindigkeit und es kommt zu einem Kern aus Dampf. Dieser ist von der an der Wand strömenden Flüssigkeit umgeben und führt disperse Flüssigkeitstropfen mit sich, es kommt zu einer Ringströmung. Das Blasensieden wird in diesem Bereich unterdrückt, da der Flüssigkeitsfilm dünn ist und dessen Wärmewiderstand klein ist. Eine ausreichende Überhitzung des Flüssigkeitsfilms kann dadurch nicht mehr gewährleistet werden. Die Wärme wird dabei durch Strömungssieden abgeführt, wobei diese hauptsächlich durch den Flüssigkeitsfilm hindurchgeleitet wird, welcher am Übergang zum Dampfkern verdampft.

Weiter stromabwärts wird der Flüssigkeitsfilm an der beheizten Wand immer dünner, bis zu dem Punkt, an dem dieser vollständig verdampft. In der Folge geht die Ringströmung in eine disperse Tropfenströmung über. Durch das schlechte Wärmeübertragungsverhalten des Dampfes an der beheizten Wand kommt es zu einem plötzlichen Anstieg der Wandtemperatur. Dieser Punkt wird auch als Siedekrise bzw. in diesem Fall als Dryout bezeichnet. Wird dem System nun weiter Wärme zugeführt, verdampfen sämtliche Flüssigkeitstropfen vollständig, sodass eine einphasige Dampfströmung zurückbleibt [Baehr & Stephan, 2019, Kanizawa & Ribatski, 2021].



**Abbildung 2.1:** Darstellung eines vertikal, gleichmäßig beheizten Rohres und dessen Strömungsformen sowie Temperaturverläufe [Baehr & Stephan, 2019]

### 2.1.1 Definition der Wärmeübertragung

In diesem Abschnitt sollen die wesentlichen Kennzahlen zur Beschreibung des Wärmeübergangs und Strömungsverhaltens in ein- bzw. zweiphasigen Strömungen beschrieben werden. Die Wärme kann je nach System durch unterschiedliche Mechanismen übertragen werden. Dabei handelt es sich um den konvektiven Wärmeübergang, die Wärmeleitung und den Strahlungswärmeübergang.

Wie diese Wärmeübertragungsarten den Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich beeinflussen, wird in Abschnitt 2.3.1 beschrieben.

Konvektiver Wärmeübergang beschreibt die Wärmeübertragung zwischen einem sich bewegenden Fluid und einer ruhenden Festkörperoberfläche durch makroskopische Bewegung des Fluids. Die Art der Konvektion kann zwischen natürlicher Konvektion und erzwungener Konvektion unterschieden werden. Ersteres wird durch Druckdifferenzen, Dichtegradienten oder Gravitation erzeugt und die erzwungene Konvektion durch erzeugte Druckdifferenzen, beispielsweise aufgrund von Pumpen. Im Fall dieser Studie handelt es sich um eine ruhende beheizte Wand mit einer erzwungenen Strömung. Um die charakteristische Form in einer erzwungenen Strömung beschreiben zu können, wurde die Reynolds-Zahl  $Re$  eingeführt, welche das Verhältnis zwischen den Trägheits- und den Reibungskräften definiert und eine dimensionslose Kennzahl darstellt.

$$Re = \frac{uD_H\rho}{\mu} = \frac{GD_H}{\mu} \quad (2.1)$$

Dabei steht  $u$  für die Geschwindigkeit des Fluids bzw.  $G$  für die Massenstromdichte,  $D_H$  für den hydraulischen Durchmesser und  $\rho$  für die Dichte sowie  $\mu$  für die dynamische Viskosität des Fluids. Neben der Reynolds-Zahl gibt es eine weitere dimensionslose Kennzahl, die ebenfalls den Charakter einer Strömung kennzeichnet. Dabei handelt es sich um die Weber-Zahl  $We$ , die das Verhältnis zwischen den Trägheits- und den Oberflächenspannungskräften darstellt. Aufgrund dessen ist die Weber-Zahl gut geeignet, um Phänomene von Grenzflächeninteraktionen, wie beispielsweise Tropfenformationen in Zweiphasenströmungen zu beschreiben.  $\sigma$  steht dabei für die Oberflächenspannung.

$$We = \frac{\rho u^2 D_H}{\sigma} = \frac{G^2 D_H}{\rho \sigma} \quad (2.2)$$

Durch den konvektiven Wärmeübergang wird nun die Energie von der beheizten Wand an das entlangströmende Fluid abgegeben. Die Energie, die dabei transportiert wird, ist abhängig von der Temperaturdifferenz zwischen der Wand  $T_w$  sowie der Strömung  $T_b$ . Der Zusammenhang zwischen der übertragenen Wärmestromdichte  $q$  und der Temperaturdifferenz wird mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  gebildet.

$$q = h(T_w - T_b) \quad (2.3)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient berücksichtigt eine Vielzahl verschiedener und komplexer Einflussparameter. Er hängt unter anderem von den Stoffwerten des Fluids, der Strömungsgeschwindigkeit, Turbulenz, Temperatur sowie Strömungsrichtung ab. Zudem wird er durch die Strömungsgeometrie und die Oberflächenbeschaffenheit beeinflusst. Repräsentiert wird der Wärmeübergangskoeffizient durch die Nusselt-Zahl  $Nu$ , welche durch eine charakteristische Länge, in diesem Fall der hydraulische Durchmesser  $D_H$  sowie die thermische Leitfähigkeit  $\lambda$  des Fluids definiert ist. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen konvektivem Wärmeübergang und Wärmeleitung.

$$Nu = \frac{hD_H}{\lambda} \quad (2.4)$$

Eine weitere wichtige Größe während der konvektiven Wärmeübertragung ist die Prandtl-Zahl  $Pr$ . Sie stellt die Verknüpfung zwischen dem Geschwindigkeitsfeld und dem Temperaturfeld her und

definiert das Verhältnis der kinematischen Viskosität zur Temperaturleitfähigkeit des Fluids.

$$Pr = \frac{C_P \mu}{\lambda} \quad (2.5)$$

Wobei  $C_P$  die spezifische Wärmekapazität ist. Außerdem gibt sie Aufschluss darüber, ob in einem System der konvektive Wärmeübergang oder die Wärmeleitung überwiegt.

Die Wärmeleitung selbst beschreibt den Energietransport zwischen benachbarten Molekülen infolge molekularer Wechselwirkungen. Dabei übertragen Moleküle mit höherer kinetischer Energie Energie an solche mit geringerer kinetischer Energie. Somit ermöglicht dieser Mechanismus die Wärmeleitung in Flüssigkeiten, Gasen und Festkörpern.

Als letzte der drei Wärmeübertragungsarten überträgt die Wärmestrahlung die Energie durch elektromagnetische Wellen. Der wesentliche Unterschied zwischen dieser Übertragungsart und der Wärmeleitung sowie der konvektiven Wärmeübertragung besteht darin, dass sie nicht an ein Medium gebunden ist und daher auch im Vakuum Wärme übertragen kann. Wärmestrahlung wird wiederum von jedem Körper aus abgegeben, welcher eine Temperatur größer als 0 K besitzt. Die emittierte Wärmestrahlung besitzt eine Obergrenze, welche lediglich von der Temperatur mit der Potenz 4 des strahlenden Körpers abhängt. Die Wärmestromdichte aufgrund von Strahlung  $q_{rad}$ , die von einem Körper abgegeben werden kann, ist durch folgende Gleichung in Abhängigkeit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma_B$  sowie dem Emissionsgrad  $\epsilon(T)$  definiert. Der Emissionsgrad selbst ist abhängig vom Material und der Temperatur des Körpers. Für einen idealen Schwarzkörper besitzt er den Wert eins. [Verein Deutscher Ingenieure, 2013, Baehr & Stephan, 2019].

$$q_{rad} = \epsilon(T) \sigma_B T^4 \quad (2.6)$$

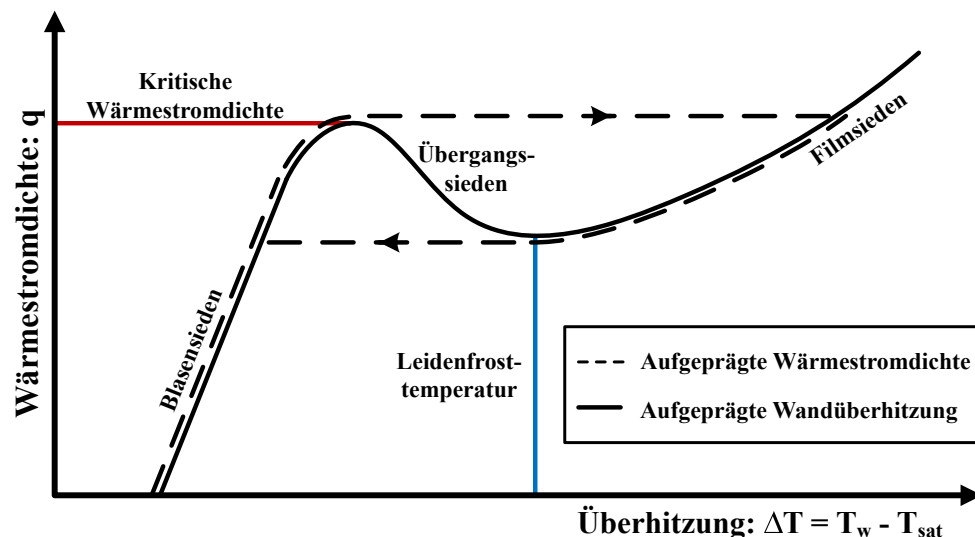
## 2.2 Siedekrise

Das Blasensieden an der beheizten Wand ermöglicht den Transfer hoher Wärmestromdichten bei vergleichsweise geringen Temperaturdifferenzen. Allerdings ist die übertragbare Wärmestromdichte physikalisch begrenzt und erreicht bei weiterer Leistungssteigerung ein Maximum. Wird diese Grenze überschritten, kommt es zu einem Wechsel des Wärmeübertragungsmechanismus. Dieses Maximum kennzeichnet den Beginn der sogenannten Siedekrise und wird allgemein als kritische Wärmestromdichte (CHF) bezeichnet. Das Phänomen wird teilweise auch als Ausbrennen beschrieben, was jedoch nicht zwangsläufig der Fall sein muss, aber bei extremen Temperatursprüngen möglich ist [Das & Chatterjee, 2023, Faghri & Zhang, 2020]. Gegenzeichnet wird dieser kritische Zustand dadurch, dass eine Wärmestromdichte existiert, bei der ein schlagartiger Anstieg der Wandtemperatur durch eine kleine Erhöhung der Wärmestromdichte hervorgerufen wird.

Die kritische Wärmestromdichte stellt wiederum einen zentralen Parameter für das Design, den sicheren Betrieb sowie die Auslegung von Sicherheitsgrenzen in Kesseln, Kernreaktoren und allgemein Dampferzeugern dar. Eine Erhöhung der CHF gilt als kosteneffizienter Ansatz zur Leistungssteigerung bestehender Anlagen, ohne zusätzliche strukturelle Änderungen vorzunehmen. Darüber hinaus spielt sie eine entscheidende Rolle im Genehmigungsverfahren zur Festlegung sicherer Betriebsgrenzen für neu zu errichtende Kraftwerksanlagen [Habib et al., 2014].



Zur Verdeutlichung der Siedeformen zwischen einer beheizten Wand und einem Fluid kann die von Nukiyama [1966] eingeführte Siedekurve herangezogen werden. Nukiyama untersuchte die unterschiedlichen Siedeformen und trug die jeweiligen Wärmestromdichten über die überhitzte Wandtemperatur auf. Die Überhitzung selbst ist die Differenz zwischen der Wandtemperatur  $T_w$  und der Sättigungstemperatur  $T_{sat}$ . Somit ergibt sich die Siedekurve, welche in Abbildung 2.2 dargestellt ist. Da in dem Fall dieser Arbeit eine Wärmestromdichte aufgeprägt wird, wird hier nur dieser Verlauf weiter erläutert. Dabei zeigt die Kurve, dass das Blasensieden ein sehr effektiver Wärmeübergangsmechanismus ist, da eine starke Erhöhung der Wärmestromdichte zu einer starken Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten führt und somit lediglich zu einer geringen Erhöhung der Überhitzung. Das Blasensieden ist, wie bereits erwähnt, durch die kritische Wärmestromdichte begrenzt. Beim Erreichen dieses Punkts steigt die Wandtemperatur schlagartig an und es kommt zum Filmsieden. Am Leidenfrostpunkt ist die Dampfschicht im System vollständig stabil und es kommt zu einem Minimum der Wärmeübertragung. An diesem Punkt ist die Temperatur so hoch, dass eine Benetzung der beheizten Wand durch Flüssigkeit nicht mehr möglich ist [Incropera et al., 2007].



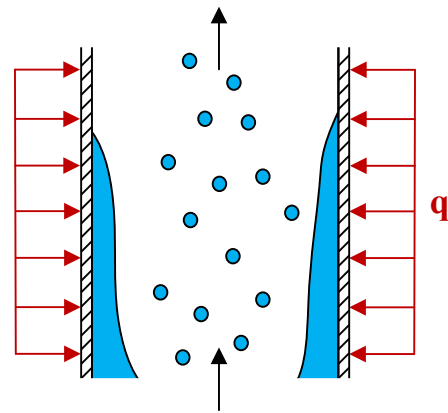
**Abbildung 2.2:** Zweiphasenströmung und ihre Wärmeübergangsmechanismen [Verein Deutscher Ingenieure, 2013]

Die Siedekrise lässt sich in zwei Phänomene unterteilen, zum einen das sogenannte Austrocknen, im englischen Sprachgebrauch auch Dryout genannt und zum anderen der Übergang zwischen Blasensieden zum Filmsieden, welcher auch als Departure from Nucleate Boiling (DNB) bezeichnet wird [Tong & Tang, 1997]. Diese Phänomene werden im Folgenden noch einmal genauer betrachtet.

### 2.2.1 Dryout

Das Dryout-Phänomen tritt bei Strömungen mit hohem Dampfmassenanteil auf. Vor dem Auftreten des Dryouts liegt eine Ringströmung mit einem Dampfkern und mitgeführten Flüssigkeitstropfen vor. Das Austrocknen und demnach Dryout tritt auf, sobald der Flüssigkeitsfilm an der beheizten Wand vollständig verdampft und nur noch von Dampf bedeckt ist. Abbildung 2.3 zeigt diesen Übergang.

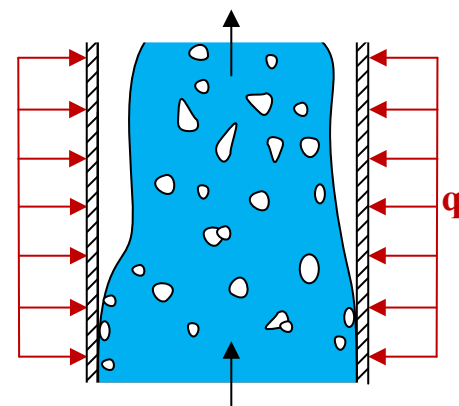
Ist der Dampfgehalt hinreichend hoch, kommt es bereits bei geringen Wärmestromdichten zum Austrocknen der beheizten Wand. [Verein Deutscher Ingenieure, 2013]. Der Wert der kritischen Wärmestromdichte hängt dabei auch von der Dicke des Flüssigkeitsfilms während der Ringströmung vor dem Dryout ab. Dieser wird in der Regel durch das Abreißen von Flüssigkeitstropfen und der Verdampfung sowie der Tropfenablagerung beeinflusst. Das Abreißen von Tropfen wird durch Gravitation sowie Scherspannungen zwischen dem Flüssigkeitsfilm und dem im Kern strömenden Dampf begünstigt. Bei hohen Massenstromdichten überwiegt der Effekt der Scherspannung gegenüber dem der Gravitation. Weiterhin verdampft der Flüssigkeitsfilm stromabwärts durch die Wärme, die in das System eingebracht wird. Im Gegenzug können sich Flüssigkeitstropfen, die mit dem Dampf mitgeführt werden, am Flüssigkeitsfilm ablagern [Morse et al., 2021].



**Abbildung 2.3:** Darstellung Dryout gemäß VDI [2013]

### 2.2.2 Departure from nucleate boiling

Während Dryout bei hohen Dampfmassenanteilen auftritt, herrscht beim DNB eine unterkühlte Strömung mit geringem Dampfmassenanteil, kann jedoch auch während gesättigter Strömung auftreten. Das bedeutet, dass der Kern der Strömung aus Flüssigkeit besteht, die auch die kontinuierliche Phase bildet. Bevor es zur Siedekrise kommt, koaleszieren die kleinen Dampfblasen während des Blasensiedens zunehmend zu größeren Dampfblasen. Aufgrund der geringen Kerntemperatur kondensieren jedoch die Dampfblasen wieder, sobald sie sich in Richtung der Kernströmung bewegen. Kommt es zur Siedekrise, geht das Blasensieden zum Filmsieden über und es entsteht ein Dampffilm, welcher die Flüssigkeit daran hindert, die beheizte Wand zu kühlen. Der Dampf wirkt dabei als Isolator, weshalb der Wärmeübergangskoeffizient stark vermindert wird und es zu einem sprunghaften Anstieg der Wandtemperatur kommt [Verein Deutscher Ingenieure, 2013]. In Abbildung 2.4 ist dieser Mechanismus grafisch dargestellt.



**Abbildung 2.4:** Darstellung DNB gemäß VDI [2013]

### 2.2.3 Siedekrise Experimente aus der Literatur

Experimente bezüglich der Siedekrise wurden bereits im frühen 20. Jahrhundert durchgeführt, um das Verständnis sowie die Sicherheit der Systeme zu verbessern. Im Folgenden werden einige experimentelle Arbeiten aus der Literatur aufgelistet, die im hohen unterkritischen Druckbereich durchgeführt wurden. Hierbei wird sich auf den reduzierten Druck  $P_{red}$  bezogen, welcher den

Quotienten aus dem untersuchten und dem kritischen Druck darstellt.

Eine der ersten Studien, welche eine große Anzahl an CHF-Datenpunkten umfasst und unter hohen Druckbedingungen mit Wasser durchgeführt wurde, stammt von DeBortoli et al. [1958]. Der reduzierte Druck wurde während der Experimente zwischen 0,16 und 0,94 variiert. Die Massenstromdichte lag dabei in einem Bereich zwischen 38 und 10 596 kg/m<sup>2</sup>s und die kritische Dampfqualität  $x_c$  am CHF-Punkt lag zwischen -1,15 und 0,98. Dies ergaben kritische Wärmestromdichten zwischen 230 und 12 000 kW/m<sup>2</sup>. Das Ziel der Studie war es, das Verständnis für die verschiedenen Einflussparameter auf den CHF zu erweitern. Die Ergebnisse der in dieser Studie vorgestellten Experimente zeigten, dass der maximale Wert der kritischen Wärmestromdichte bei etwa einem Drittel des kritischen Drucks vorliegt. Wird der reduzierte Druck entsprechend ab diesem Punkt in Richtung null verringert oder in Richtung eins erhöht, sinkt jeweils die kritische Wärmestromdichte.

Weiterhin hat Becker et al. [1972] ebenfalls eine Studie mit Wasser durchgeführt, welche eine große Anzahl an Datenpunkten über einen recht großen Parameterbereich aufweist. Während der Experimente wurde der Druck zwischen 100 bar und 200 bar variiert, was einem reduzierten Druck von 0,45 bis 0,90 entspricht. Die beheizte Länge wurde von 2000 mm auf 3000 mm und auf 5000 mm erhöht sowie die Massenstromdichte in mehreren Schritten von 156 auf 7560 kg/m<sup>2</sup>s. Diese Parameterkombinationen mit Variation der Eintrittstemperatur ergaben CHF-Werte zwischen 130 und 3530 kW/m<sup>2</sup>, bei kritischen Dampfqualitäten von -0,3 bis 1.

In der Literatur finden sich zudem Studien, in denen CHF-Experimente bei reduzierten Drücken oberhalb von 0,95, also in unmittelbarer Nähe des kritischen Drucks, durchgeführt wurden. Die Auswertung dieser Daten zeigte, dass der Zusammenhang zwischen der CHF und der kritischen Dampfqualität bei hohen Drücken wesentlich geringer ist als bei niedrigeren Drücken. Dies weist darauf hin, dass der Einfluss der Eintrittsunterkühlung mit zunehmendem Systemdruck abnimmt. In den Arbeiten von Hong et al. [2004] und Chun et al. [2007] mit R-134a sowie von Chen et al. [2018] und Xie et al. [2018] mit Wasser konnte eindeutig festgestellt werden, dass die kritische Wärmestromdichte bei Annäherung an den kritischen Druck deutlich abnimmt, bis sie bei einem reduzierten Druck von 1 zu null tendiert. Dieser Trend wird damit begründet, dass sich die Verdampfungswärme bei sehr hohen unterkritischen Drücken stark verringert. Ebenfalls sinkt der Temperaturpeak infolge des Auftretens der Siedekrise, was auf die stark verringerte kritische Wärmestromdichte sowie die Annäherung der Flüssigkeits- und Dampfdichte zurückzuführen ist. Weitere experimentelle Untersuchungen zur kritischen Wärmestromdichte unter sehr hohen Drücken finden sich in Tabelle 2.1 wieder.

Weiterhin wurden transiente CHF Experimente von Hong et al. [2003] durchgeführt. Während der Versuche wurde der Druck von einem überkritischen Zustand auf einen unterkritischen Zustand reduziert. Dabei konnte festgestellt werden, dass sich die Wandtemperatur schlagartig erhöht, sobald der Druck im System einen unterkritischen Druck erreicht hat.

**Tabelle 2.1:** Experimentelle CHF-Untersuchungen unter hohen Drücken aus der Literatur

Autor	Fluid	$P_{red}$ [-]	$D_H$ [mm]	$G$ [ $\frac{kg}{m^2s}$ ]	$x_c$ [-]	$q_c$ [ $\frac{kW}{m^2}$ ]
Nishikawa et al. [1982]	R-22	0,68 - 0,96	13	200 - 1300	-0,22 - 0,59	15 - 92
Hong et al. [2003]	R-134a	0,16 - 0,995	9,86	500 - 1500	N/A*	34 - 230
Vijayarangan et al. [2006]	R-134a	0,24 - 0,98	12,7	200 - 2000	0,17 - 0,94	2 - 80
Zhu et al. [2009]	Wasser	0,408 - 0,995	26	600 - 1200	N/A*	200 - 600
Chen et al. [2011, 2016]	Wasser	0,08 - 0,93	4,62 - 10,89	454 - 4055	N/A*	260 - 9300

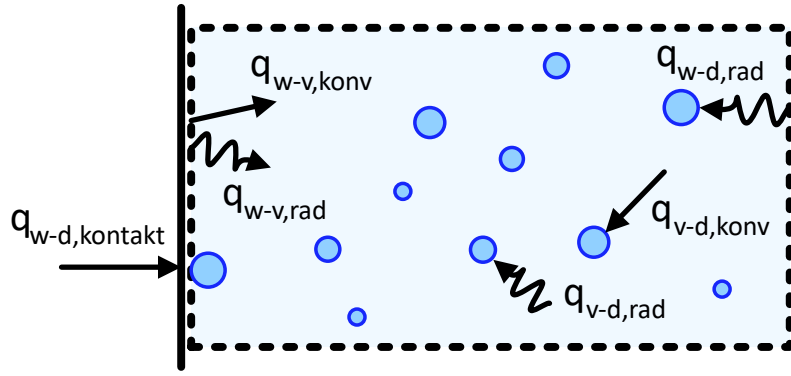
\* N/A = Nicht verfügbare Daten

## 2.3 Post-Dryout

Der Post-Dryout-Bereich bezeichnet die Region stromabwärts des Dryout-Punktes, in der kein Flüssigkeitsfilm mehr an der beheizten Wand existiert. Es liegt lediglich eine Dampfströmung mit mitgerissenen Flüssigkeitströpfchen vor. Weiterhin wird die Strömung in diesem Bereich auch als disperse Tropfenströmung bezeichnet. Die Wärmeübertragung erfolgt dabei von der beheizten Wand auf den entlangströmenden Dampf, der dabei überhitzt. Währenddessen können sich die Tropfen im Kern des Dampfes in Richtung der beheizten Wand bewegen, dort auftreffen und entweder zurückgestoßen werden oder verdampfen. Der überhitzte Dampf bewirkt, dass die in der Dampfströmung befindlichen Tropfen zunehmend verdampfen, bis schließlich alle Flüssigkeitstropfen vollständig verdampft sind. Erreicht die Strömung diesen Punkt, liegt nur noch eine einphasige Dampfströmung vor, welche die Wärme der beheizten Wand durch reine Dampfkonvektion abführt.

### 2.3.1 Wärmeübergangsmechanismen im Post-Dryout-Bereich

Im PDO-Bereich treten drei wesentliche Wärmeübergangsmechanismen auf, die im Folgenden beschrieben werden und deren Relevanz in diesem Bereich hervorgehoben wird. Abbildung 2.5 zeigt dabei sechs mögliche Wärmeübertragungsarten.  $q_{w-d,kontakt}$  bezeichnet dabei den Wärmeübergang zwischen der Wand und den Tropfen, welche direkten Kontakt mit der beheizten Wand aufweisen.  $q_{w-v,konv}$  beschreibt den Wärmeübergang aufgrund von Konvektion zwischen der Wand und dem Dampf sowie zwischen dem Dampf und den Tropfen  $q_{v-d,konv}$ . Der Wärmeübergang durch Strahlung zwischen der Wand und dem Dampf wird mittels  $q_{w-v,rad}$  beschrieben, der zwischen dem Dampf und den Tropfen mit  $q_{v-d,rad}$  sowie zwischen der Wand und den Tropfen mit  $q_{w-d,rad}$ . Der Mechanismus der Wärmeleitung kann im PDO-Bereich vernachlässigt werden, da dieser nur einen sehr geringen Anteil der Gesamtwärmeübertragung ausmacht. Ursache hierfür ist die geringe Wärmeleitfähigkeit des an der Wand strömenden Dampfes [Groeneveld, 1973, J. C. Chen et al., 1979].



**Abbildung 2.5:** Darstellung der Wärmeübergangsmechanismen im Post-Dryout-Bereich

### Konvektiver Wärmeübergang

Der konvektive Wärmeübergang im PDO-Bereich kann zwischen zwei verschiedenen Grenzflächen stattfinden. Zum einen der Übergang zwischen der beheizten Wand und der an dieser vorbeiströmenden Dampf-Tropfenströmung sowie zwischen dem überhitzten Dampf und den Tropfen. Die übertragene Wärme zwischen der Wand und der zweiphasigen Hauptströmung kann mithilfe folgender Gleichung beschrieben werden:

$$q_{w-v,konv} = h_{w-v} (T_w - T_{TP}) \quad (2.7)$$

wobei  $h_{w-v}$  den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen der Wand und der Zweiphasenströmung darstellt und  $(T_w - T_{TP})$  die Temperaturdifferenz zwischen der Wand und der Hauptströmung wiedergibt [Kreith, 2000]. Wird von einem linearen Zweiphasenmodell ausgegangen, kann die Temperatur der Hauptströmung durch die Kombination der beiden Flüssigkeitstemperaturen mithilfe der jeweiligen Volumenanteile  $\alpha$  bestimmt werden. Dies ergibt folgenden Zusammenhang in einer zweiphasigen Strömung [Lemmon & Tillner-Roth, 1999]:

$$T_{TP} = T_v \alpha_v + T_d \alpha_d = T_v \alpha_v + T_d (1 - \alpha_v) \quad (2.8)$$

Weiterhin überträgt der überhitzte Dampf der Zweiphasenströmung konvektiv Wärme an die in der Strömung befindlichen Flüssigkeitstropfen, wodurch diese verdampfen. Somit ergibt sich der konvektive Wärmeübergang zwischen dem überhitzten Dampf und den Flüssigkeitstropfen wie folgt [Guo & Mishima, 2002].

$$q_{v-d,konv} = h_{v-d} (T_v - T_{sat}) \quad (2.9)$$

Ein wesentlicher Aspekt während der Wärmeübertragung vom Dampf auf die Flüssigkeitstropfen liegt in der Größe der Tropfen, welche wiederum durch viele Faktoren beeinflusst wird. Ein Modell zur Bestimmung der Tropfengröße wurde von Kataoka et al. [1983] vorgeschlagen und lautet wie folgt:

$$D_d = 0,01 \frac{\sigma}{\rho_v u_v^2} Re_v^{\frac{2}{3}} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{-\frac{1}{3}} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.10)$$

wobei  $\sigma$  die Oberflächenspannung,  $\rho_v$  und  $\rho_l$  sowie  $\mu_v$  und  $\mu_l$  die jeweiligen Dichten sowie Viskositäten bei Sättigungstemperatur darstellt.  $u_v$  bezeichnet die Geschwindigkeit der kontinuierlichen

Dampfphase.

Ein Modell, um den konvektiven Wärmeübergang zwischen dem Dampf und den Tropfen beschreiben zu können, wurde von Lee & Ryley [1968] vorgeschlagen. Dieses Modell basiert auf Annahmen, welche die Herleitung der Wärmeübertragung ermöglichen. Dabei wird vorausgesetzt, dass die Tropfen eine einheitliche Größe besitzen und sphärisch sind. Weiterhin wurde die Interaktion zwischen den einzelnen Tropfen vernachlässigt. Zudem wird die Annahme getroffen, dass die Massenstromdichte infolge der Verdampfung keinen Einfluss auf den Wärmeübergangsprozess hat. Somit kann der Wärmeübergangskoeffizient für isolierte Tropfen durch Gleichung (2.11) beschrieben werden.

$$h_{v-d} = \frac{\lambda_v}{D_d} \left( 2 + 0,74 Re_d^{\frac{1}{2}} Pr_v^{\frac{1}{3}} \right) \quad (2.11)$$

Wobei die Reynolds-Zahl für die Tropfen  $Re_d$  wie folgt bestimmt wird:

$$Re_d = (u_v - u_d) \frac{\rho_v D_d}{\mu_v} \quad (2.12)$$

$(u_v - u_d)$  beschreibt dabei die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem Dampf und den Tropfen.

### Wärmeübertragung durch direkten Kontakt

Ein weiterer wesentlicher Wärmeübertragungsmechanismus, welcher in der Vergangenheit häufiger vernachlässigt wurde, ist die Wärmeübertragung bei direktem Kontakt der Tropfen mit der beheizten Wand, siehe Gleichung (2.13).

$$q_{w-d,kontakt} = h_{w-d} (T_w - T_d) \quad (2.13)$$

$T_d$  bezeichnet dabei die Temperatur der Flüssigkeitstropfen. Die Tropfen werden von der Dampfströmung in Richtung der Wand transportiert, wo sie entweder auftreffen und verdampfen oder wieder zurück in die Kernströmung gestoßen werden. Kommt es zum Auftreffen und Verdampfen, können verschiedene Ansätze zur Beschreibung des Wärmeübergangs herangezogen werden. Ein Ansatz, der von Cheng et al. [2018] vorgeschlagen wurde, basiert auf folgenden Annahmen. Zum einen wird angenommen, dass die Tropfenverteilung auf einer axialen Ebene konstant ist, sich jedoch entlang der Strömungsrichtung verändert. Außerdem folgt die Fluktuation der turbulenten Geschwindigkeit beider Phasen dem gauß'schen Profil. Weiterhin wird angenommen, dass ein Tropfen nur dann die Wand erreichen kann, wenn seine turbulente kinetische Energie größer ist als die von der Verdampfung verrichteten Arbeit. Hierfür wurde die kritische Amplitude der Geschwindigkeitsfluktuation  $u_{d,c}$  eingeführt. Sie kennzeichnet den Punkt, an dem die turbulente kinetische Energie des Tropfens gleich der verrichteten Arbeit der Verdampfungskraft ist. Zur Bestimmung dieses Punktes wurde Gleichung (2.14) vorgeschlagen.

$$u_{d,c} = \frac{G_v}{2} \sqrt{\frac{D_H}{D_d \rho_v \rho_d}} \quad (2.14)$$

$G_v$  steht für die Massenstromdichte der Dampfphase und  $\rho_d$  steht für die Dichte der Tropfen.

Mithilfe dieser Annahmen konnte die Massenstromdichte der Tropfen  $G_d$  bestimmt werden.

$$G_d = u_{d,c} \rho_d f_d (1 - \alpha_v) \quad (2.15)$$

Der Faktor  $f_d$  bezeichnet dabei den Anteil der Tropfen, welcher auf die beheizte Wand trifft.

Als letzte Annahme wurde davon ausgegangen, dass die Tropfen, welche die beheizte Wand erreichen, nicht vollständig verdampfen. Überschreitet die Wandtemperatur nämlich die Leidenfrosttemperatur deutlich, lagern sich die Tropfen kaum an der Wand ab. Der Anteil der verdampften Masse kann in diesem Fall durch einen weiteren Faktor  $f_{ev}$  bestimmt werden. Dieser Faktor beinhaltet das gauß'sche Fehlerintegral, um die Wahrscheinlichkeitsverteilung zu berücksichtigen. Die verdampfende Massenstromdichte  $G_{ev}$  kann nun folgendermaßen berechnet werden.

$$G_{ev} = G_d f_{ev} \quad (2.16)$$

Mit  $G_{ev}$  und der Verdampfungswärme  $\Delta H$  kann nun die Wärmestromdichte  $q_{w-d}$  bei direktem Kontakt zwischen der Wand und den auftreffenden Tropfen bestimmt werden und somit auf den Wärmeübergangskoeffizienten geschlossen werden.

$$q_{w-d,kontakt} = G_{ev} \Delta H \quad (2.17)$$

### Wärmeübergang durch Strahlung

Der Wärmeübergang aufgrund von Strahlung stellt eine eher untergeordnete Rolle dar, gewinnt hingegen bei sehr hohen Wandtemperaturen an Bedeutung. Da die Wandtemperaturen im Post-Dryout-Bereich jedoch vergleichsweise niedrig sind, wird dieser Wärmeübertragungsmechanismus in den meisten Fällen als vernachlässigbar klein angenommen [Groeneveld & Delorme, 1976, Nishikawa et al., 1986, Yu, 2019]. Dies kann leicht durch den Vergleich von Gleichung (2.7) bzw. (2.9) des konvektiven Wärmeübergangs mit dem Wärmeübergang aufgrund von Strahlung (2.6) gezeigt werden. Der konvektive Wärmeübergang erhöht sich linear mit steigender Temperatur, wobei der Strahlungswärmeübergang dagegen mit der Potenz 4 der Temperatur steigt. Damit liefert der konvektive Wärmeübergang bei niedrigeren Temperaturdifferenzen deutlich höhere Leistungen, wohingegen die Strahlungsleistung bei hohen Temperaturdifferenzen deutlich dominanter ist.

Dennoch gibt es Modelle, welche den Wärmeübergang aufgrund von Strahlung berücksichtigen. Ein bekanntes Modell lieferte dabei Sun et al. [1976], bei dem der Strahlungswärmeübergang mithilfe einer Analogie zu einer elektrischen Schaltung veranschaulicht wird.

### 2.3.2 Existierende Wärmeübergangs-Vorhersagemethoden

Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, sind die Berechnungen der jeweiligen Wärmeübergangsmechanismen kompliziert herzuleiten und unterliegen verschiedensten Annahmen. Um daher die Vorhersage des gesamten Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich zu vereinfachen, wurden empirische Korrelationen hergeleitet, um diesen Wärmeübergang mithilfe weniger Gleichungen oder lediglich einer Gleichung zu beschreiben. In diesem Abschnitt werden Korrelationen und

vereinfachte Modelle aus der Literatur aufgelistet und ihr Anwendungsbereich angegeben. Diese Vorhersagemethoden werden im Anschluss in Abschnitt 5.2 bewertet und die Ergebnisse detaillierter analysiert.

In der Literatur werden zwei unterschiedliche Ansätze zur Vorhersage beschrieben. Zum einen wird ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Flüssigkeits- sowie der Dampfphase angenommen und zum anderen ein thermisches Ungleichgewicht. Beide Ansätze gehen davon aus, dass am Punkt des Dryouts ein Gleichgewicht der Phasen vorliegt, was bedeutet, dass beide Phasen Sättigungstemperatur aufweisen. Im Gegensatz zur Gleichgewichtsannahme wird jedoch bei einem thermischen Ungleichgewicht davon ausgegangen, dass die Dampftemperatur stromabwärts überhitzt und somit oberhalb der Sättigungstemperatur liegt. Dies wiederum führt zu einer verstärkten Verdampfung der Flüssigkeitstropfen in der Dampfphase. Ursache für die Überhitzung ist, dass zunächst die Wärmeübertragung zwischen der beheizten Wand und dem Dampf erfolgt, bevor die Wärme vom Dampf an die Tropfen übertragen wird. Dies führt dazu, dass Flüssigkeitstropfen auch noch weit über den Punkt hinaus vorhanden sind, an dem theoretisch bereits ausreichend Wärme dem System zugeführt wurde, um die gesamte Flüssigkeit vollständig zu verdampfen [Webb & Chen, 1982, Rohsenow, 1988, Meholic et al., 2015]. Während experimenteller Untersuchungen konnte bereits früh gemessen werden, dass hohe Dampfüberhitzungen im Post-Dryout-Bereich herrschen können, was wiederum dafür sorgt, dass der Unterschied zwischen der Gleichgewichtsdampfqualität  $x_e$  und der realen Ungleichgewichtsdampfqualität  $x_a$  sehr hoch sein kann. Eine grafische Darstellung dieser Differenz ist in Abbildung 2.6 zu sehen [Groeneveld & Delorme, 1976]. Die Gleichgewichtsdampfqualität selbst kann über die Kernenthalpie  $H_b$ , siehe Gleichung (3.11) sowie mithilfe des Drucks über eine Stoffdatenbank wie folgt berechnet werden.

$$x_e = \frac{H_b - H_l}{H_v - H_l} \quad (2.18)$$

Mithilfe der Gleichgewichtsdampfqualität kann nun der Volumenanteil  $\alpha$  des Gases über das Verhältnis der gesättigten Dampf- sowie Flüssigkeitsdichten und den Schlupf  $S$  zwischen beiden Phasen wie folgt berechnet werden.

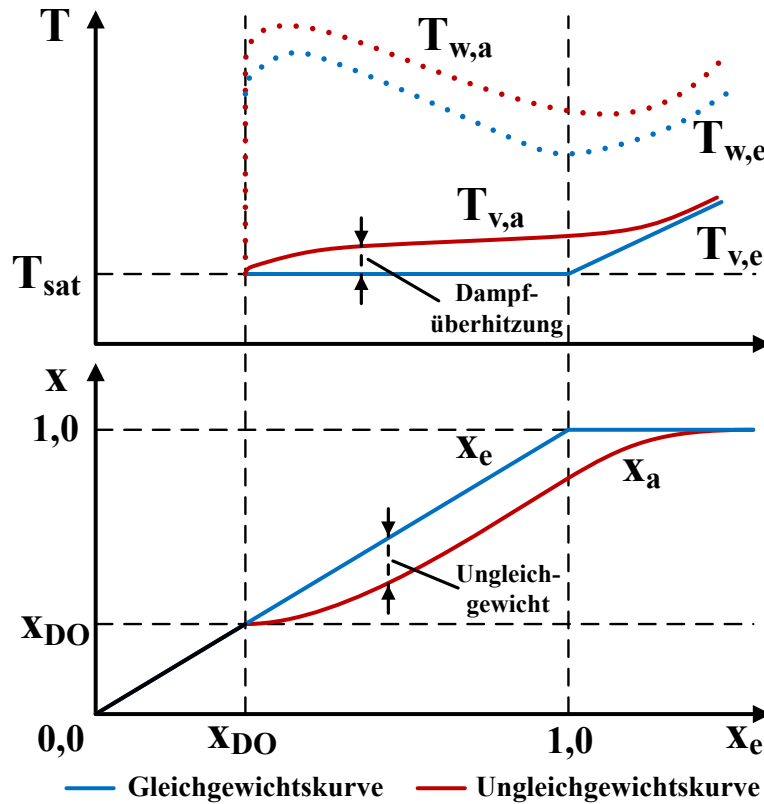
$$\alpha = \frac{x_e}{x_e + S \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_e)} \quad (2.19)$$

Der Schlupf kann über das Geschwindigkeitsverhältnis der beiden Phasen  $u_v/u_l$  bestimmt werden. Bereits Cumo et al. [1971] konnten in frühen experimentellen Untersuchungen zeigen, dass Flüssigkeitstropfen sogar bis zu einer Gleichgewichtsdampfqualität von  $x_e = 2,2$  in der Dampfströmung nachgewiesen werden können. Der Zusammenhang zwischen der realen Dampfqualität  $x_a$  und der Gleichgewichtsdampfqualität  $x_e$  kann mithilfe der realen Dampfenenthalpie  $H_{v,a}$  und den gesättigten Dampf-  $H_v$  sowie Flüssigkeitsenthalpien  $H_l$  beschrieben werden und lautet wie folgt [Nishikawa et al., 1986]:

$$\frac{x_e}{x_a} = \frac{H_{v,a} - H_l}{\Delta H} \quad (2.20)$$

Die Korrelation von Dittus & Boelter [1930] bildet die Grundlage für viele gängige Vorhersagemethoden und wurde ursprünglich zur Berechnung des Wärmeübergangs bei einphasiger Konvektion von Wasser entwickelt. Dabei wird die Nusselt-Zahl durch die Multiplikation der Reynolds-Zahl  $Re$





**Abbildung 2.6:** Darstellung des thermischen Ungleichgewichts im Post-Dryout-Bereich [Groeneveld & Delorme, 1976]

mit der Prandtl-Zahl  $Pr$  bestimmt, siehe Gleichung (2.21).

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (2.21)$$

Neben Korrelationen und Modellen existiert eine weitere Methode zur Vorhersage des Post-Dryout-Wärmeübergangs, und zwar die sogenannten Nachschlagetabellen, im Englischen auch „Look-Up-Tables“ genannt. Dabei handelt es sich um zahlreiche verschiedene PDO-Wärmeübergangs-Daten, die zu einer übersichtlichen Tabelle zusammengetragen wurden. In Bereichen mit wenigen experimentellen Daten oder außerhalb des experimentell zugänglichen Parameterraums wurden zusätzlich Daten mithilfe von Korrelationen inter- und extrapoliert, um die Datenbank zu vervollständigen. Mithilfe dieser Tabellen soll die Vorhersagegenauigkeit verbessert werden und eine Alternative zu den Korrelationen zur Verfügung stehen.

Eine weitere Methode ist die Nutzung von künstlicher Intelligenz. Künstliche Intelligenz (KI) wird stetig weiterentwickelt und findet zunehmend in verschiedenen Bereichen Anwendung. So auch bei der Vorhersage des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich. Durch den Zugang zu großen Datenmengen sowie die hohe nutzbare Rechenkapazität können KI-Modelle deutlich bessere Ergebnisse liefern, weshalb sie in der heutigen Zeit eine weitere vielversprechende Methode zur Vorhersage von Daten darstellen und somit zur Sicherheit der Anlagen beitragen können [Ghallab, 2019, Ahmad et al., 2023].

### Gleichgewichts-Korrelationen

Wie bereits erwähnt und in Abbildung 2.6 dargestellt, gehen Gleichgewichtskorrelationen davon aus, dass die Dampftemperaturen bis zu einer Dampfqualität von eins der Sättigungstemperatur entsprechen. Im Folgenden werden in Tabelle 2.2 einige empirische Gleichgewichts-Korrelationen aus der Literatur aufgelistet, welche auf einfache und gleichmäßig beheizte Rohre anwendbar sind. Die dazugehörigen Gleichungen (A.1) - (A.16) sind im Anhang zu finden.

**Tabelle 2.2:** PDO-Gleichgewichts-Korrelationen mit deren jeweiligen Anwendungsbereichen

Autor	Fluid	$P_{\text{red}} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	$q \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$	$D_H [\text{mm}]$	$x_e [-]$
Polomik et al. [1986]	Wasser	0,249 - 0,453	1000 - 2450	N/A	N/A	0,4 - 0,7
Swenson et al. [1962]	Wasser	0,937	950 - 1356	284 - 852	10,4	0,08 - 0,98
Miropolskiy [2001]	Wasser	0,184 - 1,0	700 - 2000	N/A	8,0 - 24,0	0,06 - 1,0
Bishop et al. [1986]	Wasser	0,761 - 0,992	1350 - 3400	N/A	N/A	0,1 - 1,0
Bishop et al. 1 & 2 [1986]	Wasser	0,185 - 0,993	700 - 3400	N/A	N/A	0,07 - 1,0
Quinn [1966]	Wasser	0,311 - 0,438	678 - 2061	186 - 1891	5,94 - 12,62	0,31 - 0,97
Polomik 1 & 2 [1986]	Wasser	0,181 - 0,453	700 - 2700	N/A	N/A	0,2 - 1,0
Herkenrath et al.[2001]	Wasser	0,771 - 0,975	700 - 3500	N/A	5,0 - 20,0	0,1 - 1,0
Groeneveld 1 - 3 [1973]	Wasser	0,308 - 0,975	700 - 5300	120 - 2100	2,5 - 25,0	0,1 - 0,9
Slaughterbeck et al. [1973]	Wasser	0,031 - 0,781	13,56 - 4352	N/A	13,46 - 17,02	0,0 - 1,0
Ünal et al. [1983]	Wasser	0,671 - 0,902	415 - 3500	53 - 1662	2,54 - 20,0	0,21 - 1,0
Koizumi et al. [1987]	Wasser	0,136 - 0,544	20 - 800	N/A	9,73	0,0 - 1,0
Lee et al. [2008]	R-134a	0,32 - 0,591	70 - 800	24 - 240	N/A	N/A
Song et al. [2022]	Wasser, CO <sub>2</sub> , R-134a	0,045 - 0,950	295 - 3118	N/A	2,5 - 24,7	0,001 - 0,999

\* N/A = Nicht verfügbare Daten

Die Publikationen der Korrelationen von Polomik et al. [1961, 1967] und von Bishop et al. [1964, 1965] liegen nicht vor. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird daher nach der Sekundärquelle von Groeneveld & Snoek [1986] zitiert. Dies gilt ebenfalls für die Korrelationen von Miropolskiy [1963] und Herkenrath et al. [1967], wobei hier im weiteren Verlauf der Arbeit die Internationale Atomenergie-Organisation (IAEA) [2001] zitiert wird.

Alle Korrelationen bestimmen die Nusselt-Zahl  $Nu$  basierend auf der Dittus-Boelter-Gleichung (2.21), mit der wiederum der Wärmeübergangskoeffizient  $h$  berechnet werden kann. In den meisten Fällen wurden die Koeffizienten der Dittus-Boelter-Gleichung angepasst und/oder dimensionslose Kennzahlen sowie Verhältnisse der Fluideigenschaften ergänzt. Häufig wurde dabei auf das Verhältnis der Dampf- sowie Flüssigkeitsdichte  $\rho_v/\rho_l$  zurückgegriffen. Des Weiteren wurde die Basis, auf der die Fluideigenschaften für die dimensionslosen Kennzahlen bestimmt werden, variiert.

Beispielsweise  $Re_v$  bei der die Reynolds-Zahl mithilfe der gesättigten Dampfeigenschaften bestimmt wird, oder  $Pr_w$  bei der die Prandtl-Zahl auf Basis der Fluideigenschaften, bezogen auf die Wandtemperatur, berechnet wird [Swenson et al., 1962].

Wie Tabelle 2.2 größtenteils zeigt, basieren die Korrelationen auf Validierungen mit Post-Dryout-Wasserdaten. Durch ihre dimensionslose Form lassen sie sich jedoch auch auf andere Fluide anwenden. Generell ist diese Art der empirischen Korrelationen stark abhängig von der Menge an experimentellen Datenpunkten sowie deren Anwendungsbereich. Werden diese Vorhersagemethoden auf Daten angewendet, welche nicht in diesem Bereich liegen, versagen sie zum größten Teil.

Die Tabelle und Publikationen verdeutlichen nochmals, dass bereits früh mit der Entwicklung empirischer Korrelationen zur Vorhersage des Wärmeübergangs im PDO-Bereich begonnen wurde [Swenson et al., 1962] und diese Forschungsarbeit weiterhin fortgeführt wird [Song et al., 2022].

### **Ungleichgewichts-Korrelationen**

Einfache empirische Gleichgewichts-Korrelationen bilden jedoch nicht die Realität ab, weil das Überhitzen der Dampftemperatur bereits vor dem Erschöpfen der gesamten Flüssigkeit im PDO-Bereich stattfindet. Aus diesem Grund wurden Ungleichgewichts-Korrelationen entwickelt, die die Überhitzung der Dampftemperatur und damit das Ungleichgewicht gegenüber der Gleichgewichtsdampfqualität berücksichtigen. Eine der ersten Vorhersagemethoden dieser Art wurde von Groeneveld & Delorme (GRO) [1976] vorgestellt. Dabei wird die eigentliche Dampftemperatur  $T_{v,a}$  sowie die eigentliche Dampfqualität  $x_a$  durch einen Iterationsprozess bestimmt. Wie gewöhnlich unterliegt auch diese Methode einigen Annahmen, beispielsweise wird der direkte Kontakt der Flüssigkeitstropfen mit der Wand sowie der Strahlungswärmeübergang nicht berücksichtigt. Des Weiteren wurde davon ausgegangen, dass die Strömung homogen ist und dass der Wärmeübergang an der beheizten Wand durch eine überhitzte Dampfkorrelation vorhergesagt werden kann. Schließlich kann der Wärmeübergang im PDO-Bereich mithilfe einer modifizierten Form der Dampfkorrelation von Hadaller [1969] berechnet werden. Die Validierung der Korrelation anhand von 1852 PDO-Datenpunkten zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen und erreichte einen *RMS* -Wert von lediglich 6,9 %.

Eine weitere Ungleichgewichts-Korrelation wurde von Plummer et al. [1974] entwickelt. Dabei konnte mithilfe experimenteller Daten von Forslund & Rohsenow [1966] der Einfluss des thermischen Ungleichgewichts sehr gut gezeigt werden. Die aus der Arbeit entstandenen Grafen wurden von Plummer verwendet, um einen linearen Zusammenhang zwischen  $x_a$  und  $x_e$  zu formulieren, welcher wie folgt lautet:

$$(x_a - x_{DO}) = \kappa (x_e - x_{DO}) \quad (2.22)$$

wobei  $\kappa$  ein korrelierter Faktor darstellt. Anhand der  $x_a$  vs.  $x_e$  Kurve wurde für  $\kappa$  eine Funktion entwickelt, welche für Wasser ( $c_1 = 0,674$  &  $c_2 = 0,402$ ) und Freon 12 ( $c_1 = 0,811$  &  $c_2 = 0,236$ ) wie folgt lautet.

$$\kappa = c_1 \ln \left[ (1 - x_{DO})^5 \sqrt{\frac{G^2 D_H}{\rho_v \sigma}} \right] + c_2 \quad (2.23)$$

Die reale Dampftemperatur  $T_{v,a}$  lässt sich durch die Energiebilanz zwischen dem überhitzten Dampf und der verdampfenden Flüssigkeit bestimmen, wie in der nachfolgenden Gleichung dargestellt (2.24).

$$x_e \Delta H = x_a [\Delta H + C_{p,v} (T_{v,a} - T_{sat})] \quad (2.24)$$

Dieses Modell wurde anschließend mit PDO-Wasserdaten von Bennett et al. [1967] sowie Freon-12-Daten von Groeneveld [1972] validiert.

Weiterhin gibt es zwei Ungleichgewichtsmodelle, welche ebenfalls oftmals in der Literatur erwähnt werden. Dabei handelt es sich um das Modell von Varone & Rohsenow (LCS) [1986] sowie die Chen et al. Korrelation (CSO) [1979]. Das LCS-Modell wurde dabei mithilfe der Impuls- sowie der Energieerhaltungsgleichung entwickelt und berücksichtigt den mittleren Tropfendurchmesser am Dryout-Punkt. Ebenfalls wird die Wärmeübertragung zwischen dem Dampf und den Tropfen, der Wand und den Tropfen sowie der Wand und dem Dampf miteinbezogen. Der Tropfendurchmesser am Dryout-Punkt wird dabei über das Modell von Yoder et al. [1980] bestimmt, wofür auch die Dampfqualität an diesem Punkt benötigt wird. Um das Ungleichgewicht im PDO-Bereich zu berechnen, wird jeweils der Gradient der Geschwindigkeit der Flüssigkeitsphase, des Tropfendurchmessers, der eigentlichen Dampfqualität (2.25) sowie der eigentlichen Dampftemperatur bestimmt.

$$\frac{dx_a}{dz} = -3 \frac{(1 - x_a)}{D_d} \frac{dD_d}{dz} \quad (2.25)$$

Das LCS-Modell wurde anhand von vier Post-Dryout-Datenbanken validiert, darunter Wasserdaten von Era et al. [1966] sowie Bennett et al. [1967], Stickstoffdaten von Hynek [1969] und Freon-12-Daten von Cumo et al. [1972]. Die Ergebnisse davon wurden lediglich grafisch aufgearbeitet, jedoch nicht statistisch.

Beim CSO-Modell wird das thermische Ungleichgewicht und damit das Verhältnis der eigentlichen Dampfqualität  $x_a$  zur Gleichgewichtsqualität  $x_e$  über eine lineare Korrelation (2.26) mit der dimensionslosen Temperatur  $T_{dim}$  (2.27) und einem eingeführten empirischen Parameter  $B(P)$  berechnet, welcher abhängig vom Druck  $P$  ist.

$$\frac{x_a}{x_e} = 1 - T_{dim} B(P) \quad (2.26)$$

Die dimensionslose Temperatur wiederum beinhaltet die Überhitzung der Dampftemperatur  $T_{v,a}$

und ist wie folgt definiert:

$$T_{dim} = \frac{T_{v,a} - T_{sat}}{T_w - T_{sat}} \quad (2.27)$$

Das Modell zur Bestimmung des thermischen Ungleichgewichts konnte mithilfe von 2186 Datenpunkten validiert werden, wodurch eine mittlere Abweichung von 5 % gegenüber den experimentellen Daten erzielt werden konnte. Anschließend wurde das gesamte Modell mit 2854 Post-Dryout-Datenpunkten validiert, was eine mittlere Abweichung von 14,9 % ergab.

Das als letztes hier vorgestellte Modell, welches das thermische Ungleichgewicht im PDO-Bereich berücksichtigt, ist das von Nishikawa et al. [1986], welches explizit für den hohen unterkritischen Druckbereich entwickelt wurde. Für die Entwicklung des Modells wurden experimentelle Untersuchungen mit dem Kältemittel R-22 unter hohen Drücken bis zu einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,92$  durchgeführt. Die Vorhersagen der gemessenen Wandtemperaturen hat jedoch gezeigt, dass konventionelle theoretische Modelle nur zum Teil richtig lagen. Aufgrund dessen haben Nishikawa et al. zur Berücksichtigung des thermischen Ungleichgewichts einen charakteristischen dimensionslosen Parameter  $Kn$  eingeführt, welcher wie in Gleichung (2.28) definiert ist.

$$Kn = \frac{GC_{p,v}}{\alpha_D A_D} \quad (2.28)$$

Das thermische Ungleichgewicht wurde dabei anhand der Energiebilanz der Zweiphasenströmung im PDO-Bereich hergeleitet und führte zu folgender Gleichung:

$$\frac{dx_a}{dx_e} = \frac{1}{BoKn} \left( \frac{x_e}{x_a} - 1 \right) \quad (2.29)$$

wobei  $Bo$  die Siede-Zahl darstellt, welche wie in Gleichung (2.30) definiert ist.

$$Bo = \frac{q}{G\Delta H} \quad (2.30)$$

Die nachfolgende Tabelle 2.3 enthält eine Übersicht ausgewählter Ungleichgewichtskorrelationen mit ihren Anwendungsbereichen. Die jeweiligen Gleichungen sind im Anhang (6.2) zu finden.

### Nachschlagetabellen

Da Korrelationen und Modelle nur auf einen begrenzten Bereich anwendbar sind und deshalb schlechte Vorhersagegenauigkeiten liefern, sobald über diesen Anwendungsbereich hinausgegangen wird, wurden Tabellen zusammengetragen, welche eine große Anzahl an Datenpunkten bezüglich der Wärmeübertragung im Post-Dryout-Bereich beinhalten. Um die Tabellen zu inter- und extrapolieren und damit zu vervollständigen, wurden verschiedene Korrelationen verwendet. Diese Tabellen sollen nicht nur eine Ergänzung zu den Korrelationen und Modellen darstellen, sondern auch die Vorhersagegenauigkeit sowie den Anwendungsbereich durch umfangreiche Datenbasen erhöhen. Eine Arbeit in dieser Richtung wurde unter anderem von Leung et al. [1996] durchgeführt, welche nach dem Prinzip der CHF-Look-Up-Tabelle aufgebaut wurde. Diese beinhaltet 14 687 Wärmeübergangsdatenpunkte aus dem Post-Dryout-Bereich [Leung et al., 1997]. Auf Grundlage dieser Tabelle wurde diese von Groeneveld et al. [2003] erweitert und beinhaltet nun eine Gesamt-

**Tabelle 2.3:** PDO-Ungleichgewichts-Korrelationen mit den jeweiligen Anwendungsbereichen

Autor	Fluid	$P_{red} [-]$	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$q \left[ \frac{kW}{m^2} \right]$	$D_H [mm]$	$x_e [-]$
Groeneveld et al. [1976]	Wasser	0,317 - 0,975	130 - 5200	30 - 2100	2,54 - 20,0	-0,12 - 3,09
Chen et al. [1979]	Wasser	0,181 - 0,884	16,5 - 3032	34 - 1652	34 - 24,0	N/A
Varone et al. [1986]	Wasser, CO <sub>2</sub> , R-12	0,190 - 0,484	45 - 5190	23 - 1836	4,75 - 12,6	0,2 - 2,0
Plummer et al. [1974]	Wasser, R-12	0,258 - 0,313	339 - 2034	N/A	7,8 - 12,6	$\leq 0,95$
Nishikawa et al. [1986]	R-22	0,68 - 0,92	400 - 1600	12 - 70	9,0 - 13,0	0,35 - 1,45

\* N/A = Nicht verfügbare Daten

datenmenge von  $N = 77\,234$  Datenpunkten. Hauptsächlich konnte während der Erweiterung die thermodynamische Dampfqualität erhöht werden. Außerdem wurde die Wärmestromdichte durch die Oberflächenüberhitzung ( $T_w - T_{sat}$ ) ersetzt, da die Oberflächentemperatur die unabhängigere Variable während Sicherheitsanalysen darstellt. Die nachfolgende Tabelle 2.4 gibt einen Überblick der in der Literatur zu findenden Nachschlagetabellen und zeigt deren Parameterbereich sowie die Ungenauigkeit. Die Ungenauigkeit wird dabei in Form eines mittleren Fehlers  $ME$  und als die Quadratwurzel des mittleren quadratischen Fehlers  $RMS$  angegeben. Da die gesamte Nachschlage-

**Tabelle 2.4:** Wärmeübergangs Look-Up-Tabellen für den Post-Dryout-Bereich

Autor	N	P [MPa]	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$q \left[ \frac{kW}{m^2} \right]$	$x_e [-]$	ME [%]	RMS [%]
Leung et al. [1997]	14 687	0,1 - 20,0	0 - 7000	50 - 3000	-0,2 - 1,2	1,2	6,73
Groeneveld et al. [2003]	77 234	0,1 - 20,0	0 - 7000	50 - 3000	-0,2 - 2,0	1,71	10,56

\* N/A = Nicht verfügbare Daten

tabelle von 2003 auf Basis des Referenzdurchmessers von 8 mm normiert wurde, hat Groeneveld et al. [1999] einen Korrekturfaktor zur Umrechnung auf andere Durchmesser vorgeschlagen, siehe Gleichung (2.31).

$$\frac{h_{table}}{h_{exp}} = \left( \frac{8}{D_{exp}} \right)^{-0,2} \quad (2.31)$$

## Künstliche Intelligenz

Im Gegensatz zu den zuvor vorgestellten Vorhersagemethoden handelt es sich bei der künstlichen Intelligenz (KI) um einen vergleichsweise neuen Ansatz, weshalb bisher nur wenige Arbeiten zur

Bestimmung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich vorliegen. KI spielt in der modernen Datenverarbeitung sowie bei der Generierung von Vorhersagen eine zentrale Rolle, insbesondere wenn es um komplexe, hochdimensionale Datensätze geht. Der Teilbereich des maschinellen Lernens ermöglicht es dabei, Muster und Strukturen in großen Datenmengen zu erkennen und zu verarbeiten. Der Unterschied zu Verfahren in der klassischen Statistik beruht auf der Fähigkeit, auch nichtlineare Zusammenhänge und interaktive Effekte zu erfassen. Somit ist das maschinelle Lernen sehr gut geeignet, um den Zusammenhang zwischen physikalischen Einflussgrößen und dem resultierenden Wärmeübergang innerhalb des PDO-Bereichs zu modellieren. Innerhalb des maschinellen Lernens kommt unter anderem der Ansatz künstlicher neuronaler Netzwerke zum Einsatz. Ein künstliches neuronales Netzwerk (KNN) ist ein rechnergestütztes Modell, welches nach der Struktur des menschlichen Gehirns inspiriert ist. Das KNN besteht dabei aus künstlichen Neuronen, die in verschiedene Schichten aufgeteilt sind. Dabei handelt es sich um die Eingabeschicht, um die versteckten Schichten (Hidden Layers) sowie um die Ausgabeschicht. Die Verarbeitung in einem KNN beginnt mit den Einflussparametern eines Systems, welche als Eingabedaten ( $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ ) der Eingabeschicht eingespeist werden. Anschließend durchlaufen die Daten die jeweiligen versteckten Schichten und werden zuletzt in die Ausgabeschicht überführt, in der das Ergebnis ausgegeben wird. Die Neuronen übernehmen dabei die Rolle der Verarbeitungseinheiten, welche die eingehenden Daten mit bestimmten Gewichtungsfaktoren ( $w$ ) und Bias-Termen ( $b$ ) multiplizieren und anschließend aufsummieren, siehe Gleichung (2.32). Im weiteren Schritt wird eine Aktivierungsfunktion auf diese jeweiligen Voraktivierungssummen ( $z_{pre}$ ) angewendet. Diese Funktion bestimmt, in welchem Ausmaß und ob überhaupt das Neuron ein Signal an die nachfolgende Schicht weitergibt.

$$z_{pre} = w_1\xi_1 + w_2\xi_2 + \dots + w_n\xi_n + b \quad (2.32)$$

Nach dem Durchlaufen aller Schichten werden die Gewichtungen der Neuronen mithilfe des sogenannten Backpropagation-Algorithmus angepasst, um den Fehler zwischen der vorhergesagten Ausgabe des Netzwerks und dem tatsächlichen Sollwert zu minimieren. So wird das Netz mit zunehmender Epoche oder auch Trainingsdauer in der Lage sein, auch unbekannte Eingabedaten korrekt zu verarbeiten.

In der Arbeit von Zhao et al. [2008] wurden experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich in einem Ringspalt durchgeführt, bei denen niedrige Drücke und geringe Massenstromdichten als Randbedingungen gewählt wurden. Anschließend wurde auf Basis der gewonnenen experimentellen Daten ein KNN trainiert, das zur Vorhersage der Nusselt-Zahl dient. Somit konnte mittels des KNN der Einfluss der Spaltgröße, des Drucks, der Eintrittsdampfqualität sowie der dimensionslosen Zahlen, wie die Dampf-Reynolds-Zahl, die Prandtl-Zahl und das Verhältnis zwischen dem Wärmestrom am Innen- zum Außenrohr auf die Wärmeübertragung im PDO-Bereich untersucht werden.

Eine weitere Studie auf Grundlage von KI wurde von Wei & Zhang [2011] durchgeführt. Hierbei wurde ein sogenanntes „Wavelet Neural Network“ (WNN)-Modell aufgebaut, um die durchschnittliche Nusselt-Zahl im Post-Dryout-Bereich in vertikal, aufwärtsströmenden sowie engen Ringspalten mit beidseitiger Beheizung vorherzusagen. Das WNN-Modell kombiniert dabei die Vorteile des KNN mit den Eigenschaften der Wavelet-Transformation. Die Wavelet-Transformation

ermöglicht eine gleichzeitige Zerlegung eines Signals in Frequenz- und Ortsinformation. Im Gegensatz zur Fourier-Transformation eignet sie sich daher besonders zur Analyse instationärer Probleme [Debnath, 1998]. Das WNN macht es möglich, komplexe Informationen durch die Wavelet-Transformation mit einem künstlichen neuronalen Netzwerk zu verbinden, was den Vorteil mit sich bringt, dass die Konvergenzgeschwindigkeit der Transformation drastisch erhöht werden kann [Alexandridis & Zapanis, 2013]. Die Aktivierungsfunktion der Neuronen des KNN ist dabei die Wavelet-Basis. Das in dieser Studie aufgebaute KNN besteht aus einer vierschichtigen Struktur, mit einer Eingabeschicht, Ausgabeschicht und zwei versteckten Schichten, die jeweils einen oder mehrere Neuronen besitzen. Durch dieses Modell war es letztendlich möglich, eine Parameterstudie durchzuführen, die den Einfluss des Systemdrucks und der Dampf-Reynolds-Zahl auf die Nusselt-Zahl im PDO-Bereich untersucht.

Weiterhin gab es bereits eine Studie, die mithilfe künstlicher neuronaler Netze ein Modell aufgebaut hat, um den Anteil an mitgerissenen Flüssigkeitstropfen in einer zweiphasigen Ringströmung vorherzusagen [Aliyu et al., 2023]. Als Eingangsparameter für das KNN dienten die Geschwindigkeiten, Viskositäten und Dichten der Flüssigkeits- und Dampfphase, die Oberflächenspannung sowie der Rohrdurchmesser als Geometriefaktor. Das vorgestellte KNN-Modell konnte den Anteil der mitgerissenen Flüssigkeitstropfen mit einem mittleren quadratischen Fehler von 0,19 % vorhersehen und hat zusätzlich eine deutlich geringere Streuung gezeigt als konventionelle Korrelationen.

### Bewertung der Vorhersagemethoden

Um nun die jeweiligen Vorhersagemethoden und Modelle mit den experimentell erhaltenen Daten bewerten zu können, werden die Methoden zuallererst auf die experimentellen Daten angewendet und der Wärmeübergangskoeffizient  $h_{j,Cor}$  für jeden einzelnen Punkt  $j$  bestimmt. Die Ergebnisse der Modelle weichen dabei von den experimentellen Werten ab, was zu einer mittleren Abweichung der jeweiligen Modelle führt. Die relevanten statistischen Kennwerte, wie den statistischen Fehler  $E$ , die mittlere Abweichung  $ME$ , die mittlere absolute Abweichung  $MAE$ , die Standardabweichung  $\sigma$  sowie die Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers  $RMS$ , werden wie folgt definiert und im weiteren Verlauf dieser Arbeit zur Bewertung herangezogen.

$$E_{j,Cor} = \frac{h_{j,Cor} - h_j}{h_j} \quad (2.33)$$

$$ME_{Cor} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N E_{j,Cor} \quad (2.34)$$

$$MAE_{Cor} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |E_{j,Cor}| \quad (2.35)$$

$$\sigma_{Cor} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^N (E_{j,Cor} - ME_{Cor})^2} \quad (2.36)$$

$$RMS_{Cor} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N E_{j,Cor}^2} \quad (2.37)$$



### 2.3.3 Post-Dryout-Experimente aus der Literatur

Post-Dryout-Wärmeübergangsversuche zur Verbesserung der Sicherheit und zum Verständnis des Phänomens wurden bereits früh begonnen. Angesichts der Vielzahl an experimentellen Arbeiten in diesem Bereich wird im Folgenden lediglich ein Überblick über die relevanten PDO-Daten gegeben, die unter mittleren bis sehr hohen Drücken und stationären Bedingungen erfasst wurden. Die reduzierten Drücke reichen dabei von 0,5 bis 1,0. Eine der bekanntesten und häufig zur Validierung von Korrelationen und Modellen verwendeten experimentellen PDO-Datenbanken wurde von Becker et al. [1983] erstellt. Dabei wurde der PDO-Wärmeübergang bei insgesamt elf verschiedenen Drücken untersucht, die einem reduzierten Druckbereich von 0,136 bis 0,929 entsprechen. Darüber hinaus wurden die Versuche bei drei unterschiedlichen Innendurchmessern, 10,0 mm, 14,9 mm sowie 24,69 mm, über einen breiten Bereich an Massenstromdichten durchgeführt. Die Eintrittunterkühlung wurde bei allen Versuchen auf etwa  $(T_{sat} - T_{in}) = 10\text{ °C}$  eingestellt.

Neben den Experimenten mit einem gleichmäßig beheizten Rohr hat Becker et al. auch Untersuchungen vorgenommen, bei denen das Verdampferrohr ungleichmäßig beheizt war. Dabei wurde das Rohr mit drei unterschiedlichen Leistungsprofilen beaufschlagt und dessen Einfluss auf den PDO-Wärmeübergang untersucht [Becker et al., 1992]. Somit konnte eine breit aufgebaute Datenbank erstellt werden, die von niedrigen reduzierten Drücken bis zu hohen reduzierten Drücken von 0,7 reicht. Die Versuche haben gezeigt, dass sich der Eintritt des Dryouts aufgrund der unterschiedlichen Leistungsprofile signifikant verschieben kann und nicht wie gewöhnlich am Ende der beheizten Länge auftritt.

Bei einer weiteren experimentellen Untersuchung von Becker et al. [1988] wurde das Verdampferrohr lediglich auf einer Seite beheizt. Dies konnte durch die Bearbeitung der Oberfläche des Rohres gewährleistet werden. Dabei wurde die eine Hälfte des Rohres versilbert, was die elektrische Leitfähigkeit verbesserte. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass diese Art von ungleichmäßiger Beheizung große Unterschiede in Bezug auf die axiale Wandtemperaturverteilung im Post-Dryout-Bereich aufweist. Dies hatte zur Folge, dass ein Teil der auf der heißen Seite aufgebrachten Wärmestromdichte zur kalten Seite übertragen wurde. Somit war es notwendig, für die Bestimmung der Wandtemperatur sowie der Wärmestromdichte an der Innenseite der Wand eine zweidimensionale Analyse durchzuführen.

Des Weiteren wurden bereits Mitte des 20. Jahrhunderts experimentelle Untersuchungen bei reduzierten Drücken von 0,634 bis zu einem überkritischen reduzierten Druck von 1,133 durchgeführt, wobei der höchste unterkritische reduzierte Druck bei 0,975 lag [Herkenrath et al., 1967].

Untersuchungen im hohen Druckbereich sind aufgrund von zukünftigen Entwicklungen und Störfällen bei überkritischen Reaktoren von hoher Bedeutung, dies ist auch weiterhin durch die experimentellen Untersuchungen zu sehen. Ebenfalls zeigen die Studien, dass die zu untersuchenden Fluide in Richtung Alternativfluide, wie beispielsweise Kältemittel, gehen [Nishikawa et al., 1986, S. K. Lee & Chang, 2008, Nakla et al., 2011, Mawatari & Mori, 2016, Köckert et al., 2024].

Neueste Untersuchungen von Oettig et al. [2025] wurden unter reduzierten Drücken von  $P_{red} = 0,7$  bis 0,95 mit Wasser durchgeführt. Der Innendurchmesser des gleichmäßig beheizten Rohres belief sich auf 15,8 mm und die beheizte Länge auf 7 m. Parallel dazu wurden neue Experimente mit CO<sub>2</sub> von Bronik et al. [2025] durchgeführt. Die Untersuchungen des PDO-Wärmeübergangs

wurden hierbei mithilfe von drei unterschiedlichen Rohrrinnendurchmessern (4, 8 & 10 mm) sowie beheizten Längen von 2 m bzw. 1,6 m durchgeführt. Aufgrund des Einsatzes von Glasfasern zur Messung der Wandtemperaturen konnte eine umfangreiche Datenbasis generiert werden.

Tabelle 2.5 listet nun einige der experimentellen Arbeiten unter mittleren bis hohen Drücken auf, wobei  $N$  die Anzahl der aufgenommenen Datenpunkte und  $x_e$  die Gleichgewichtsdampfqualitäten angibt.

**Tabelle 2.5:** Experimentelle Untersuchungen des PDO-Wärmeübergangs unter hohen Drücken aus der Literatur

Autor	Fluid	N	$P_{\text{red}} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	$q \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$	$D_H [\text{mm}]$	$x_e [-]$
Swenson et al. [1962]	Wasser	109	0,937	949 - 1356	290 - 574	10,4	0,08 - 0,98
Bishop et al. [1965]	Wasser	78	0,753 - 0,975	1356 - 3377	662 - 1923	2,5 - 5,1	0,07 - 0,92
Herkenrath et al. [1967]	Wasser	1252	0,635 - 0,975	700 - 3500	100 - 2000	4,0 - 30,0	0,0 - 1,0
Becker et al. [1983]	Wasser	23 130	0,135 - 0,920	496 - 3113	90 - 1295	10,0 - 24,69	0,0 - 1,65
Becker et al. 2 [1988]	Wasser	N/A	0,227 - 0,907	500 - 2500	$\leq 1157$	24,69	N/A
Becker et al. 3 [1992]	Wasser	61 470	0,045 - 0,727	497 - 3118	87 - 3087	15,0	-0,29 - 1,46
Nishikawa et al. [1986]	R-22	N/A	0,681 - 0,922	400 - 1600	12 - 70	9,0	N/A
Lee et al. [2008]	R-134a	176	0,320 - 0,591	70 - 800	87 - 122	17,0	0,01 - 1,70
Nakla et al. [2011]	R-134a	N/A	0,158 - 0,589	500 - 4000	$\leq 622$	5,46	N/A
Mawatari et al. [2016]	R-22, R-134a	N/A	0,924 - 0,992	400 - 1000	8 - 61	4,4	N/A
Köckert et al. [2024]	R-134a	16 484	0,270 - 0,694	295 - 2020	20 - 140	10,0	0,14 - 1,56
Oettig et al. [2025]	Wasser	2926	0,698 - 0,955	498 - 756	133 - 358	15,8	-0,61 - 1,38
Bronik et al. [2025]	CO <sub>2</sub>	67 603	0,684 - 0,994	276 - 3724	15 - 201	4,0 - 10,0	-2,16 - 1,59

\* N/A = Nicht verfügbare Daten

### 2.3.4 Post-Dryout Experimente mit Abstandshaltern aus der Literatur

Abstandshalter spielen eine wichtige Rolle in Reaktoren, um die Brennstäbe in ihrer Position sowie in einem gleichmäßigen Abstand zu halten. Außerdem verbessern sie die Strömungs- sowie Wärmeübertragungsbedingungen und gewährleisten eine gleichmäßige Strömung in den Kammern. Die Abstandshalter tragen ebenfalls dazu bei, die Durchmischung der Strömung zu verbessern und somit für eine gleichmäßigere Wärmeverteilung zu sorgen. Die Anwendung der Abstandshalter in verschiedensten Reaktorkonzepten ist weit verbreitet, jedoch ist die genaue Wirkung auf die Reaktionsprozesse sowie das Strömungs- und Wärmeübertragungsverhalten, vor allem im PDO-Bereich, nicht ausreichend untersucht [Park et al., 2003, Han et al., 2024].

Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, dass sich das Strömungs- sowie Wärmeübertragungsverhalten aufgrund der Abstandshalter drastisch ändert. Durch die Verengung der Strömungsfläche wird beispielsweise die Strömung auf eine kurze Distanz stark beschleunigt. Ebenfalls generieren die Abstandshalter Eintrittseffekte, was dazu führt, dass der konvektive Wärmeübergang zwischen dem Dampf und der heißen Wand im Post-Dryout-Bereich deutlich verbessert wird. Weiterhin steigt durch generell höhere Turbulenzen infolge der Abstandshalter die Wahrscheinlichkeit, dass Tropfen in der Dampfströmung mit der beheizten Wand in Kontakt kommen. Dies kann zu einer partiellen Wiederbenetzung der beheizten Wand kommen, was zusätzlich die Wärmeübertragung stark verbessert [Cluss, 1978].

Untersuchungen haben gezeigt, dass der Effekt der verstärkten Wärmeübertragung durch die Abstandshalter mit zunehmendem Abstand exponentiell abnimmt [K. L. Lee & Chang, 2010]. Weitere experimentelle Untersuchungen der Abstandshalter und deren Einfluss auf den Post-Dryout-Wärmeübergang in einem Ringspalt-Kanal wurden von Kim & Korol'kov [1991], Peng et al. [2003], Perrson et al. [2004], Anglart & Perrson [2007] sowie neuesten Untersuchungen von Chen et al. [2025] durchgeführt. Um den Einfluss verschiedener Formen von Abstandshaltern untersuchen zu können, haben Anghel et al. [2012] drei unterschiedliche Designvarianten verwendet. Dabei handelte es sich um Stifte zur Fixierung des Heizstabs, ein zylindrisches Hindernis sowie einen typischen Abstandshalter, wie er auch in Druckwasserreaktoren zum Einsatz kommt. Das Hindernis mit den Stiften, welches die größte Blockrate für die Strömung darstellte, war dabei das effektivste Hindernis. Ähnliche Erkenntnisse wurden von Chen et al. aufgezeigt. Zusätzlich dazu konnte beobachtet werden, dass die Verbesserung der Wärmeübertragung durch geringere lokale Dampfqualitäten, kleinere Massenstromdichten sowie höhere Drücke begünstigt wird. Andere Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass sich aufgrund höherer Massenstromdichten und demnach höherer Turbulenzen eine Verbesserung der Wärmeübertragung nach einem Abstandshalter ergibt [Groeneveld & Yousef, 1980]. Ebenfalls zeigte sich in den Untersuchungen, dass direkt nach dem Abstandshalter die lokale Siedeform vom dominierenden Filmsieden hin zum Blasensieden übergehen kann. Grundsätzlich haben die experimentellen Untersuchungen gezeigt, dass die Strömung etwa zwanzig bis dreißig Mal den hydraulischen Durchmesser benötigt, bis der Einfluss der Abstandshalter verschwindet [Yoder et al., 1983, S. Chen et al., 2025].

Zusätzlich zu dem Wärmeübertragungsverhalten wurden auch Untersuchungen zum Einfluss auf das Tropfenverhalten durchgeführt [Cheung & Bajorek, 2011, Riley et al., 2015]. Das Ergebnis zeigte, dass das Auftreffen der Tropfen auf den Abstandshalter dazu führt, dass die Tropfen in

viele kleine Tropfen aufbrechen, was demnach die Gesamtfläche der Flüssigkeit im Post-Dryout-Bereich vergrößert. Die Änderung der Tropfengröße während des Vorgangs hängt dabei von der Tropfen-Weber-Zahl, der blockierten Fläche sowie der kinetischen Energie ab.

## 2.4 Effekt des Drucks auf die thermohydraulischen Prozesse

Um das Verhalten der Siedekrise und des Post-Dryout-Wärmeübergangs unter Einfluss hoher Drücke besser verstehen zu können, ist es notwendig, die Abhängigkeiten des Drucks auf die Eigenschaften der Flüssigkeit, auf das Strömungsverhalten sowie auf das Wärmeübergangsverhalten zu analysieren. Vor allem im sehr hohen Druckbereich nahe des kritischen Drucks und unter zweiphasigen Strömungsbedingungen wird dieses Verhalten sehr komplex. Abbildung 2.7 zeigt das Phasendiagramm eines allgemeinen reinen Fluids, wobei zu sehen ist, dass der Druck und die Temperatur im Zusammenhang stehen. Steigt demnach der Druck, steigt die Temperatur, bei der die Flüssigphase verdampft und in die Gasphase übergeht. Wird jedoch der kritische Punkt überschritten, liegt die Flüssigkeit in einem einphasigen Zustand vor, in welchem sie nicht mehr verdampfen kann. Befindet sich das Fluid zunächst im überkritischen Zustand und fällt der Druck unter den kritischen Punkt, kann es wieder zur Phasentrennung und infolgedessen zu einer Siedekrise kommen.

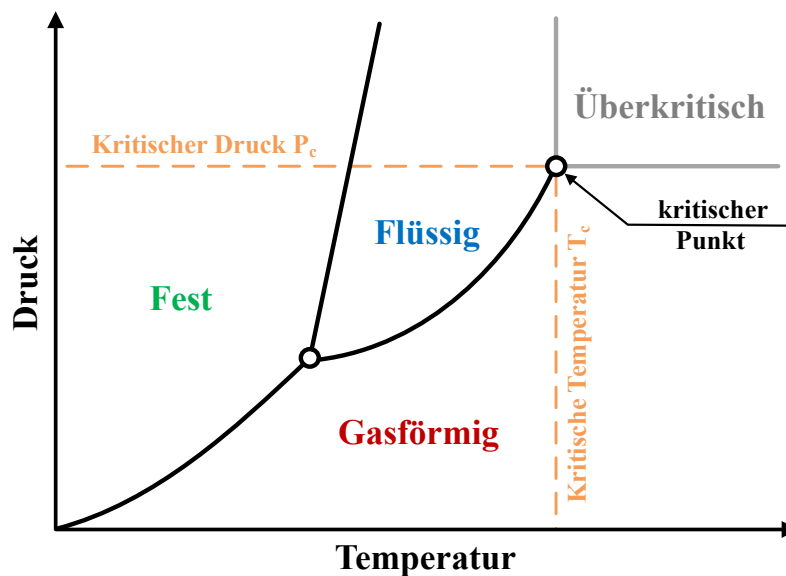
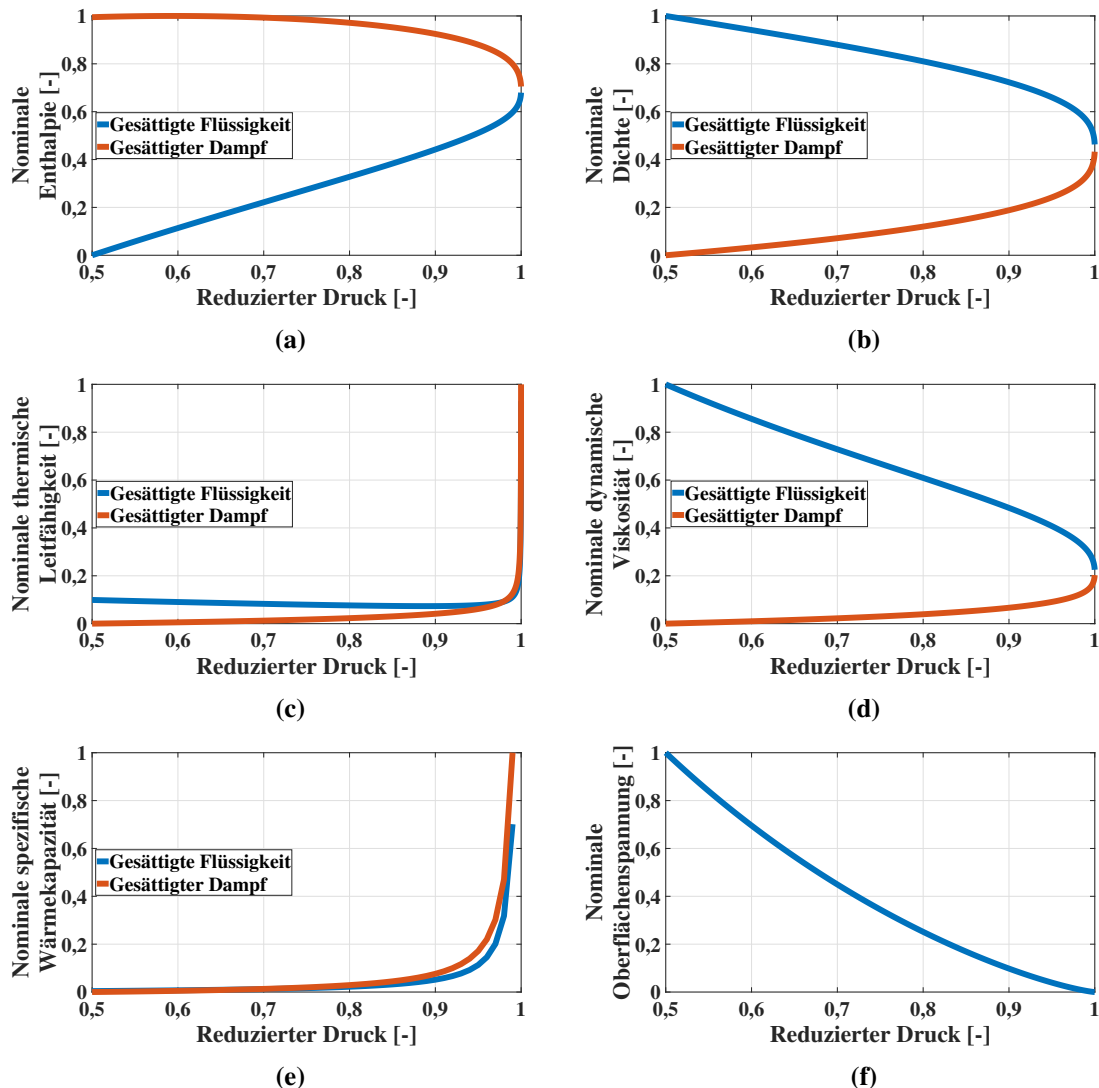


Abbildung 2.7: Phasendiagramm eines allgemeinen reinen Fluids [Ibrahimoglu et al., 2021]

### 2.4.1 Druckeinfluss auf die Fluideigenschaften

Die Eigenschaften einer Flüssigkeit ändern sich in Abhängigkeit des Drucks. Dieses Verhalten wird umso stärker, je näher dieser dem kritischen Druck kommt. Die nachfolgenden Fluideigenschaften beziehen sich auf das in den experimentellen Untersuchungen verwendete Kältemittel R-134a und sind nominal durch eine Min-Max-Normalisierung aufgetragen. Die Fluideigenschaften von beispielsweise Wasser und  $\text{CO}_2$  haben annähernd die gleichen Verläufe. Des Weiteren beginnen die Verläufe ab einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,5$ , da sich diese Studie hauptsächlich mit hohen Drücken beschäftigt.

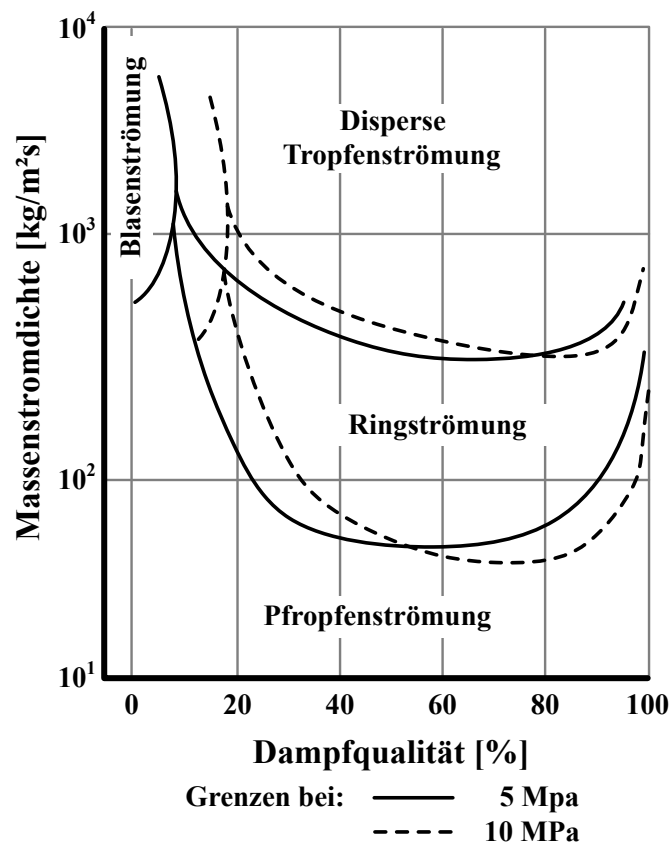
Wird der Verlauf der Enthalpie in Abbildung 2.8a) betrachtet, ist zu erkennen, dass sich die Sättigungsenthalpien der beiden Phasen mit steigendem Druck annähern, bis sie letztendlich bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 1$  identisch sind. Die Differenz der Dampf- und der Flüssigkeitsenthalpie gibt die Verdampfungsenthalpie an  $\Delta H = H_v - H_l$ . Dieser Trend zeigt demnach, dass dem System mit steigendem Druck weniger Wärme zugeführt werden muss, um die Flüssigphase zu verdampfen. Ähnlich verhält sich die Dichtedifferenz zwischen der Flüssigkeit und dem Dampf, welche mit zunehmendem Druck kontinuierlich abnimmt und sich der Null annähert (2.8b). Auch die dynamische Viskosität beider Phasen zeigt den gleichen Verlauf, weshalb auch hier die Differenz beider Phasen mit steigendem Druck sinkt und letztendlich bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 1$  zu null wird (2.8d). Wird die thermische Leitfähigkeit (2.8c) sowie die spezifische Wärmekapazität (2.8e) betrachtet, zeigt sich ein stark exponentielles Verhalten in der Nähe des kritischen Drucks. Die spezifische Wärmekapazität beginnt etwa bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,8$  stark anzusteigen, wobei die thermische Leitfähigkeit erst ab etwa  $P_{red} = 0,95$  dieses Verhalten zeigt. Auch die Oberflächenspannung weist ein stark druckabhängiges Verhalten auf, wobei sich diese mit steigendem Druck reduziert, bis sie bei  $P_{red} = 1$  zu null wird (2.8f).



**Abbildung 2.8:** Nominale Fluideigenschaften von R-134a in Abhängigkeit des Drucks

### 2.4.2 Druckeinfluss auf das Strömungsverhalten

Da der Druck die Eigenschaften des Fluids direkt beeinflusst, zeigt sich auch ein entsprechender Einfluss auf das Strömungsverhalten. Somit resultiert die eingestellte Zweiphasenströmung aus den Kräften der jeweiligen Phasen. Diese sind abhängig von den Dichten beider Phasen, der Oberflächenspannung, der jeweiligen Geschwindigkeiten und dem Volumenanteil [Mayinger, 1972]. Mithilfe des Strömungsformen-Diagramms, in dem die Dampfqualität über die Massenstromdichte aufgetragen ist, können die Strömungsformen, die in einem vertikal beheizten Rohr stattfinden, dargestellt werden. Wie sich in Abbildung 2.9 für Wasser zeigt, verschieben sich die Grenzen für die jeweiligen Strömungsformen mit steigendem Druck hin zu höheren Dampfanteilen. Ebenso zeigt es, dass sich das Gebiet der Blasenströmung mit steigendem Druck erweitert. Die Betrachtung



**Abbildung 2.9:** Grenzen der Strömungsformen von Wasser bei unterschiedlichen Drücken [Goldmann et al., 1960]

der jeweiligen Fluideigenschaften verdeutlicht beispielsweise am Dichteverhältnis, dass sich die Differenz zwischen Dampf- und Flüssigkeitsphase mit steigendem Druck gegen null bewegt. In einer Zweiphasenströmung bedeutet das wiederum, dass sich die Geschwindigkeiten beider Phasen annähern, was die Reibungsverluste verringert und den Grad der Turbulenz beeinflusst. Erhöht sich also der Druck, resultiert dies in einer sinkenden Turbulenz, da sich die Scherkräfte zwischen den beiden Phasen verringern. Auch die Oberflächenspannung trägt maßgeblich zum Strömungsverhalten bei. Da diese mit steigendem Druck abnimmt, wirkt sich dies wiederum positiv auf die Mitnahme von Tropfen aus dem Flüssigkeitsfilm an der Wand während einer Ringströmung aus. Außerdem begünstigt eine sinkende Oberflächenspannung das Aufbrechen der Tropfen, weshalb die disperse Tropfenströmung aus kleineren, aber auch mehreren Tropfen besteht.

Dies wiederum bedeutet, dass eine homogenere Blasenströmung anstatt einer Pfropfenströmung vor dem PDO-Bereich vorliegt, was zu einem geringeren Druckverlust im Gegensatz zu heterogenen Strömungsmustern führt [Groeneveld & Delorme, 1976, Vijayarangan et al., 2007].





## 3. Experimenteller Aufbau und Methodik

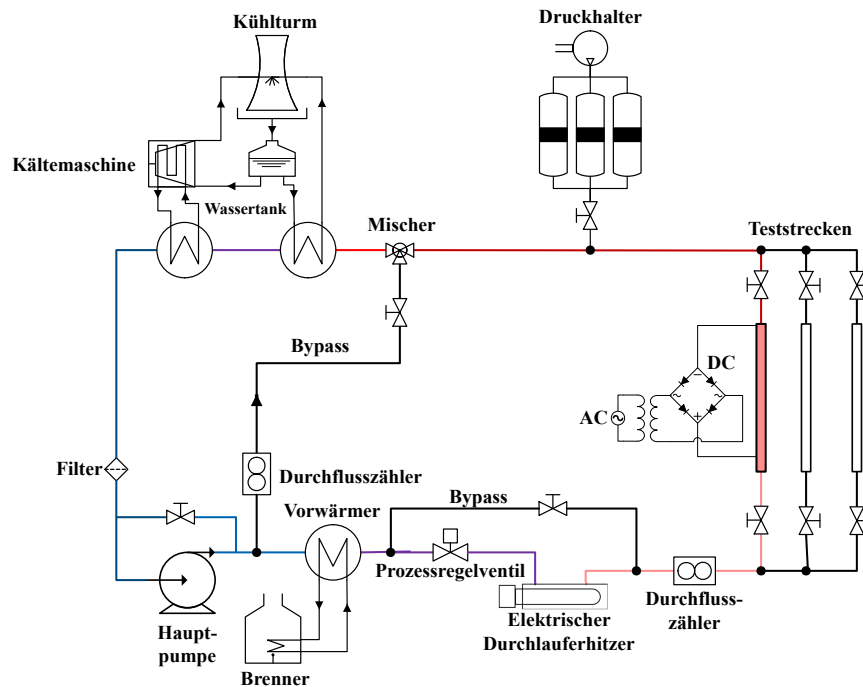
Dieser Abschnitt beschreibt den experimentellen Aufbau der Versuchsanlage sowie die Vorgehensweise der Experimente und gibt einen Überblick über die verwendeten Parameter und deren Unsicherheiten. Dies beinhaltet eine Beschreibung der KIT Modellfluidanlage (KIMOF), der beiden Teststrecken sowie der verwendeten Messtechnik. Des Weiteren wird die Validierung der Messtechnik mit Hilfe von Wärmebilanzversuchen aufgezeigt. Im weiteren Verlauf wird die Vorgehensweise der CHF- und Post-Dryout-Versuche sowie die Tropfenuntersuchungen beschrieben. Die Experimente wurden unter hohen bis sehr hohen Druckbedingungen durchgeführt, wobei als Fluid das Kältemittel R-134a zum Einsatz kam. Die CHF- und Post-Dryout-Versuche wurden in einem einfachen beheizten Rohr sowie in einem quadratischen Ringspaltkanal durchgeführt. Die zweite Teststrecke wurde aufgrund ihres optischen Zugangs genutzt, um Tropfenuntersuchungen im Post-Dryout-Bereich durchführen zu können.

### 3.1 Experimenteller Versuchstand

Die experimentelle KIT Modellfluidanlage, aufgebaut von der Firma ANNEN Verfahrenstechnik, besteht aus einem geschlossenen Kreislauf, in dem das Arbeitsfluid R-134a mittels einer Pumpe zirkuliert wird. Der experimentelle Aufbau wird in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt und im Weiteren ausführlich beschrieben. In die Versuchsanlage können parallel drei Testobjekte eingebaut werden, wobei nicht alle zeitgleich betrieben werden können. Das Kältemittel R-134a wurde über die Firma TEGA beschafft und besitzt eine Reinheit von mindestens 99,5 Gew.-%, eine maximale Feuchteverunreinigung von 10 ppm sowie eine kleine Menge (1,5 Vol.-%) an nicht-kondensierbaren Gasen.

Das R-134a wird mittels einer vierstufigen Kältemittelpumpe des Typs CAMh 2/4 von der Firma Hermetic-Pumpen GmbH im Kreislauf gepumpt. Sie besitzt eine zulässige Förderhöhe von 59,4 m und kann dabei einen maximalen Förderstrom von  $4,4 \text{ m}^3/\text{h}$  bereitstellen. Die Maximaltemperatur der Pumpe beträgt  $50^\circ\text{C}$  und der maximal zulässige Systemdruck liegt bei 52 bar.

Um nun die gewünschten Teststrecken-Eintrittstemperaturen erreichen zu können, kann zum einen ein Vorwärmer und zum anderen ein elektrischer Durchlauferhitzer zum Erhitzen verwendet werden. Um das Kältemittel mit dem Vorwärmer aufzuheizen, wird ein Gasbrenner verwendet, welcher Wasser auf der Primärseite erhitzt. Um nun große Temperaturschwankungen minimieren zu können, steht ein zusätzlicher 500 Liter Tank zur Verfügung, in dem das Wasser zwischengespeichert wird. Mit Hilfe eines regelbaren Mischventils kann der Massenstrom des Wassers für den Vorwärmer eingestellt werden, um demnach das Kältemittel auf der Sekundärseite aufzuheizen. Die Leistung



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus der KIMOF

des Brenners liegt bei 90 kW und wird hauptsächlich benötigt, um hohe Massenströme auf die gewünschten Temperaturen zu bringen.

Da die Temperaturschwankungen des Brenners nicht vollständig abgefangen werden können und dies bei kleinen Massenströmen zu größeren Problemen führt, besteht die Möglichkeit der Nutzung des elektrischen Durchlauferhitzers von der Firma Siekerkotte GmbH & Co. KG. Dieser verfügt über eine Nennleistung von 4,0 kW und überträgt die Wärme über Heizbündel der Heizelemente auf das durchströmende Fluid. Hauptsächlich ist der Durchlauferhitzer darauf ausgelegt, kleine Massenströme bis zu 300 l/h präzise und mit minimalen Temperaturschwankungen zu erwärmen.

Um nun den Massenstrom regeln und auf den einzustellenden Wert bringen zu können, ist ein Prozessregelventil der Ventilserie SmallFlow-3850E1-P vom Hersteller Flowserve verbaut. Dieses kann bis zu einem Durchfluss von 500 l/h hochpräzise die durchströmte Masse regeln. Für höhere Massenströme kann der Bypass geöffnet werden, der parallel zum Prozessregelventil und Durchlauferhitzer installiert ist. Zusätzlich ermöglicht ein weiteres Regelventil vor dem Vorwärmer die Einstellung großer Massenströme.

Der Systemdruck in der Versuchsanlage wird über einen Druckhalter geregelt, welcher über drei 60 Liter Druckspeicher verfügt. Öl auf der Hydraulikseite steuert die Kolben in den Zylindern, um somit Druck auf- oder abzubauen.

Um das verdampfte Kältemittel wieder nach dem Erhitzen in der Teststrecke abzukühlen, steht ein Wärmetauscher, gekoppelt mit einem Kühlturm sowie ein Wärmetauscher, gekoppelt mit einer Kältemaschine, zur Verfügung. Die Gesamtleistung der beiden Wärmetauscher beläuft sich dabei auf 800 kW, mit denen eine minimale Fluidtemperatur von -5 °C erreicht werden kann.

Die KIMOF Versuchsanlage kann bis zu einem maximalen Druck von 50 bar und einer Höchsttemperatur von 250 °C operieren. Die Steuerung des Systems erfolgt über einen Wago programmierten

CoDeSys-Code. Die gemessenen Werte des Wago-Systems sowie vier 2640 A Datenlogger von der Firma FLUKE sind mit dem PC gekoppelt und werden über eine LabVIEW-Software ausgegeben und gespeichert.

## 3.2 Teststrecken

Bei den Untersuchungen zur CHF und zum Post-Dryout-Wärmeübergang wurden zwei unterschiedliche Teststrecken verwendet. Der Vierkant-Ringspalt-Kanal besitzt dabei optische Zugänge, die es ermöglichten, das Tropfenverhalten im Post-Dryout-Bereich mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera zu analysieren.

### 3.2.1 Einfaches beheiztes Rohr

Als erste Teststrecke wurde ein einfach beheiztes Rohr in die KIMOF Anlage eingebaut, dessen schematische Darstellung in Abbildung 3.2 zu sehen ist. Das Rohr mit einer niedriggekohten Nickel-Chrom-Molybdän-Niob Legierung wurde durch das Herstellerwerk der Firma ETHEN Rohre GmbH nahtlos nachgezogen. Die Spezifikationen des beschafften Rohres werden in Tabelle 3.1 aufgelistet. Für dieses Rohr wurde die innere Wandrauigkeit nicht direkt bestimmt. Allerdings liegt eine Untersuchung eines zur gleichen Zeit im selben Werk gefertigten Rohres aus X5CrNi18-10 vor [Feuerstein, 2019]. Feuerstein bestimmte für dieses Rohr mittels eines Konfokalmikroskops eine arithmetische mittlere Rauheit von  $R_a = 0,45 \mu\text{m}$  sowie eine gemittelte Rautiefe von  $R_z = 2,5 \mu\text{m}$ . Aufgrund der unterschiedlichen Rohre und Werkstoffeigenschaften ist jedoch nicht von einer direkten Übertragbarkeit dieser Werte auf das hier verwendete Rohr auszugehen. Sie können vielmehr lediglich als Orientierung hinsichtlich der Größenordnung dienen.

**Tabelle 3.1:** Spezifikationen des einfach beheizten Rohres

Material	$L_{\text{ges}}$	$L_H$	$D_o$	$D_i$	$T_{\text{max}}$
NiCr22Mo9Nb	3700 mm	3000/1000 mm	12,7 mm	10 mm	1050 °C

Die aus Alloy 625 bestehende Teststrecke wurde über eine Länge von 3000 mm bzw. 1000 mm mit Stromklemmen aus E-Kupfer beheizt, die über einen Transformator und einen Gleichrichter versorgt wurden. Der Transformator kann mit einem Maximalstrom von 600 A eine Leistung bis maximal 150 kW zur Verfügung stellen. Die Klemmen besitzen einen Kupfergehalt von über 99,9 % und zeichnen sich durch eine hohe Leitfähigkeit sowie Korrosionsbeständigkeit aus. Die elektrische Leitfähigkeit liegt bei Temperaturen zwischen 20 °C und 200 °C, bei  $58,14 \text{ mm}^2/\Omega\text{m}$  bis  $32,26 \text{ mm}^2/\Omega\text{m}$ . Um einen ungewollten Stromfluss auf Komponenten außerhalb der Teststrecke zu vermeiden, wurden spezielle Isolierungen aus Isoseal D200 von der Firma PSI Products GmbH in die Flanschverbindungen eingebaut. Die thermische Leitfähigkeit des Rohres liegt im Temperaturbereich von 300 K bis 500 K zwischen  $14,89 \text{ W/mK}$  und  $18,28 \text{ W/mK}$ .

Um während des Betriebs eine voll entwickelte Strömung gewährleisten zu können, wurde die Einlaufänge bis zum Beginn der beheizten Länge auf 50 mal den hydraulischen Durchmesser festgelegt. Nach dem Beginn der beheizten Länge, welcher durch die untere Stromklemme definiert

wurde, wurde das erste Thermoelement 655 mm oberhalb dieser befestigt. Die nachfolgenden Thermoelemente wurden abwechselnd auf den gegenüberliegenden Seiten angebracht, was ebenfalls in Abbildung 3.2 dargestellt wird. Thermoelement 1 bis 34 hatten einen longitudinalen Abstand von 60 mm. Anschließend wurde der Abstand auf 30 mm reduziert und die Thermoelemente 57 bis 60 hatten jeweils einen Abstand von 15 mm zueinander. Thermoelement 59 und 60 wurden 5 mm unterhalb der oberen Stromklemme fixiert. Um den Einfluss der Exzentrizität beobachten und messen zu können, wurde ab Thermoelement 11 und 12 jeweils jedes sechste Thermoelement zusätzlich mit einem weiteren Thermoelement direkt gegenüberliegend ausgestattet. Somit ergaben sich acht Ebenen mit parallelen Thermoelementen. Bevor die Thermoelemente an der Außenwand fixiert wurden, wurden alle durch kochendes Wasser bei Umgebungsdruck kalibriert. Da die Thermoelemente jedoch nicht isoliert sind, wurde vor der Montage eine Schicht Hi-Bond-HB830-Isolierband zwischen Thermoelement und Rohr angebracht. Dieses besteht aus einem  $25 \pm 2 \mu\text{m}$  starken Polyimidfilm und einer Silikonklebefolie, was eine Gesamtdicke von  $70 \pm 3 \mu\text{m}$  ergibt.

Zur Minimierung der Wärmeverluste am beheizten Rohr und zur Aufrechterhaltung einer nahezu konstanten Eintrittstemperatur bis zum Beginn der beheizten Strecke wurden zwei Schichten ROCK-WOOL 800 Wärmedämmung mit jeweils 25 mm Dicke angebracht, siehe ebenfalls Abbildung 3.2. Dieses Dämmmaterial besteht aus Steinwolle mit einer Außenhaut aus einer gitternetzverstärkten Aluminiumfolie. Es zeichnet sich durch einen Temperatureinsatzbereich bis maximal  $250^\circ\text{C}$  und eine Wärmeleitfähigkeit von  $0,035 \text{ W/mK}$  aus.

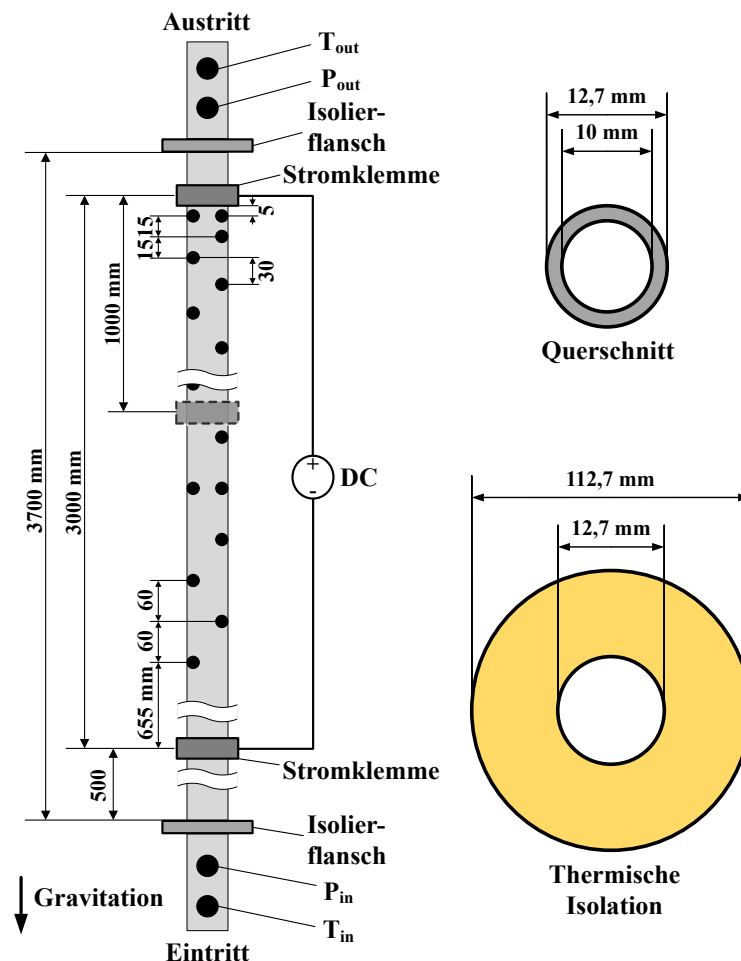


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des einfach beheizten Rohres

### 3.2.2 Vierkant-Ringspalt-Kanal

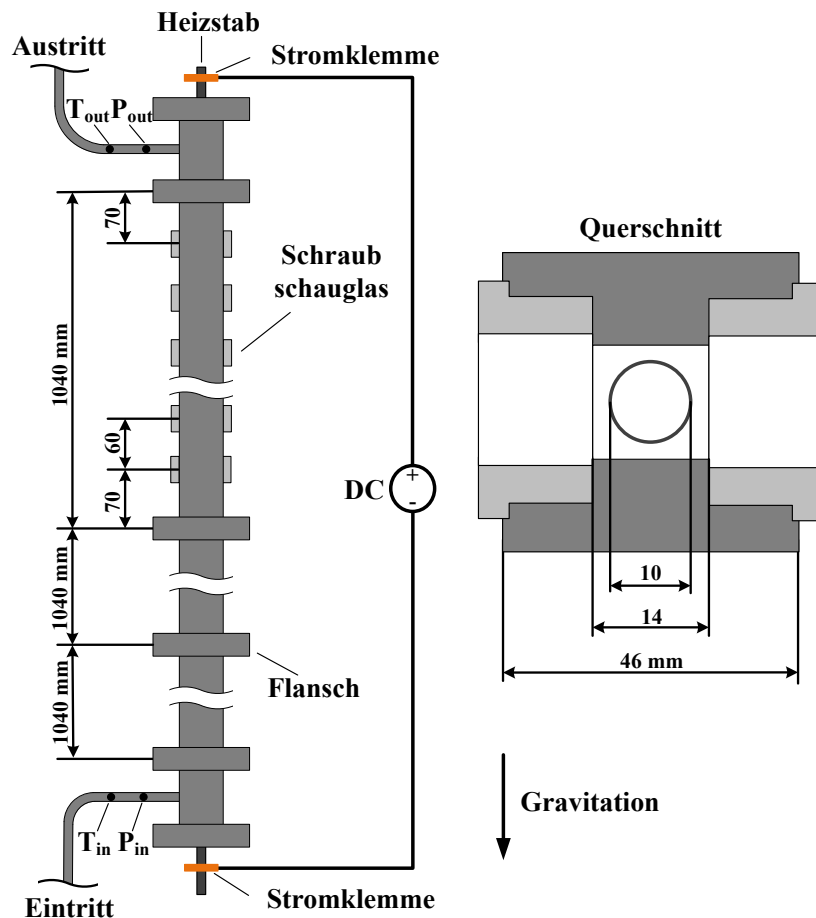
Eine weitere in dieser Studie verwendete Teststrecke ist ein Vierkant-Ringspalt-Kanal, welcher die Besonderheit der optischen Zugänge besitzt. Diese Teststrecke wurde verwendet, um weitere Post-Dryout-Versuche durchführen und den Einfluss der Teststreckengeometrie und der verbauten Abstandshalter untersuchen zu können. Des Weiteren wurden mit Hilfe der optischen Zugänge Hochgeschwindigkeits-Kameraaufnahmen durchgeführt. Das Ziel dabei war, die Flüssigkeitstropfen im Post-Dryout-Bereich auf ihre Größe, Lage und Geschwindigkeitskomponenten zu untersuchen.

Der Vierkant-Kanal besteht aus 3 identischen Segmenten aus austenitischem korrosionsbeständigem Edelstahl mit den geometrischen Spezifikationen, welche in Tabelle 3.2 aufgelistet sind. Eines der Kanalteile besitzt zudem insgesamt 32 Schraubschaugläser, mit deren Hilfe auf unterschiedlichen Höhen ein optischer Zugang gewährleistet werden kann. Aufgrund der identischen Geometrie wäre es möglich, die Kanalteile untereinander zu tauschen, um somit mehr Möglichkeiten der Tropfen-Untersuchung zu gewinnen. Inmitten des Strömungskanals verläuft ein Heizstab, um das durchströmende Kältemittel erhitzen und verdampfen zu können. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung der zusammengebauten Teststrecke sowie deren Querschnitt auf der Höhe eines Schraubschauglases und Abbildung 3.4 zeigt ein Foto der aufgebauten Teststrecke. Durch eine

**Tabelle 3.2:** Spezifikationen der Vierkant-Kanäle

Material	$L_{\text{ges}}$	$\square s_o$	$\square s_i$	$T_{\text{max}}$
X5CrNiMoTi17-12-2	1040 mm	46 mm	14 mm	550 °C

Nut-Feder-Verbindung zwischen den einzelnen Kanalsegmenten konnten die jeweiligen Bauteile mittels Präzisionsbolzen passgenau miteinander verbunden werden. Um die Dichtheit zwischen den Segmenten gewährleisten zu können, wurden spezielle Grafitflachdichtungen der Firma EagleBurgmann eingebaut. Die gleiche Verbindungsart besteht zwischen dem Eintritts- sowie Austrittsmodul mit dem unteren bzw. oberen Kanalsegment. Der Heizstab selbst wird am oberen Austritt und unteren Eintritt jeweils mit zwei O-Ringen des Typs FPM 75 der Firma Arcus zuverlässig abgedichtet. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass kein Kältemittel aus der Teststrecke in die Umgebung austritt. Um den Heizstab gegenüber den Kanalsegmenten und der Gesamtanlage elektrisch zu isolieren, kamen Abstandshalter und im Ein- und Austrittsmodul Zirkoniumoxidringe  $\text{ZrO}_2$  der Firma BCE Special Ceramics GmbH zum Einsatz. Eine detaillierte Beschreibung der Abstandshalter folgt im weiteren Verlauf. Die Zirkoniumoxidringe wurden dabei in einen äußeren Stahlring eingepresst und als eine Art Zwischenflansch mit weiteren Grafitflachdichtungen verbaut, siehe Abbildung 3.5. Zudem wurden die Verbindungsbolzen des am Heizstab anliegenden Flansches durch Unterlegscheiben aus Zirkoniumoxid elektrisch isoliert. Der Schaft des Bolzens wurde zusätzlich mit mehreren Lagen Hi-Bond-Isolierband umwickelt, um eine leitende Verbindung bei möglichem Kontakt zuverlässig zu verhindern. Wie bereits bei der ersten Teststrecke wurde auch hier der Kanal mit zwei Schichten 30 mm dicker ROCKWOOL-Lamellenmatten thermisch isoliert, um die Wärmeverluste so gering wie möglich zu halten. Die Lamellenmatten bestehen aus Steinwolle, kaschiert mit hochfester glasfaserverstärkter Aluminiumfolie und besitzen eine Wärmeleitfähigkeit von 0,035 W/mK.



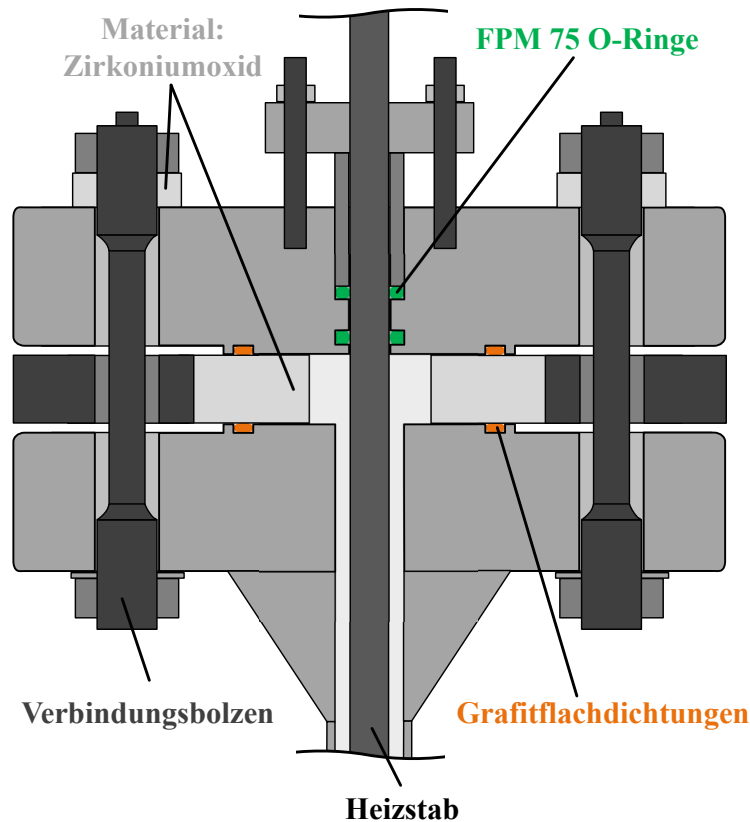
**Abbildung 3.3:** Schematischer Aufbau des Vierkant-Ringspalt-Kanals sowie dessen Querschnitt



**Abbildung 3.4:** Foto des zusammengebauten Vierkant-Ringspalt-Kanals

### Heizstab

Um nun das Fluid gezielt erhitzen und verdampfen zu können, wurde ein Heizstab der Firma AREVA/Framatome GmbH zentral im Vierkant-Ringspalt-Kanal eingebaut. Der Heizstab besteht aus einem nahtlos gezogenen Rohr aus einem austenitischen korrosionsbeständigen Chrom-Nickel-Stahl, auch unter AISI 304 bekannt, und zwei Elektroden aus hochreinem, desoxidiertem sowie sauerstofffreiem Kupfer (Cu-OFE). Diese bilden den Beginn und das Ende der beheizten Länge des Heizstabes. Die Spezifikationen des Stabes finden sich in Tabelle 3.3 wieder. Die beheizte Länge beginnt nach einer Einlauflänge von etwa 430 mm und erstreckt sich anschließend über eine Länge von 2700 mm. Um die Wandtemperaturen des Heizstabes messen zu können, wurden 20, 0,5 mm Thermoelemente an der Innenwand des Rohres angebracht. Um die Funktionsfähigkeit der Thermoelemente zu gewährleisten und diese bezogen auf das Rohr zu isolieren, wurden sie jeweils mittels Keramischalen aus  $Al_2O_3$  isoliert. Insgesamt sind die 20 Thermoelemente auf 12 Ebenen



**Abbildung 3.5:** Schematische Darstellung der Isolierung und Abdichtung des Heizstabes gegenüber dem Vierkant-Kanal sowie der Umgebung im Ein- und Austrittsmodul

und über eine Länge von 1100 mm verteilt. Ausschließlich auf den Ebenen 4, 6, 8 und 10 sind keine Thermoelemente auf der gegenüberliegenden Innenwand platziert. Durch die Positionierung zweier paralleler Thermoelemente konnte auch hier der Effekt der Exzentrizität gemessen werden. Die Anordnung und Abstände der Thermoelemente sind in Tabelle 3.5 dargestellt und beziehen sich auf den Beginn der beheizten Länge.

**Tabelle 3.3:** Spezifikationen des Heizstabes

Material	$L_{\text{ges}}$	$L_{\text{H}}$	$D_i$	$D_o$	$T_{\text{max}}$
X5CrNi18-10 & Cu-OFE	4114 mm	2700 mm	7,5 mm	10 mm	250 °C

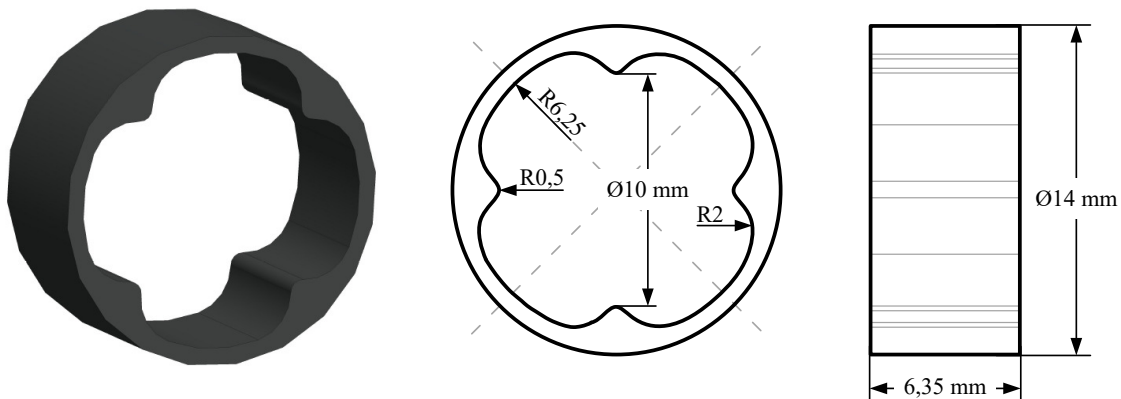
In Abbildung 3.7 ist nun eine Zeichnung des Heizstabes mit den jeweiligen Thermoelementebenen dargestellt. Weiterhin sind die Positionen der Abstandshalter exemplarisch aufgezeichnet, welche im Folgenden näher beschrieben werden.

### Abstandshalter

Da zwischen dem Heizstab und dem Vierkant-Ringspalt-Kanal unter keinen Umständen direkter Kontakt bestehen darf, wird dieser mithilfe von Abstandhaltern (auch Spacer genannt) sowie an den Ein- und Ausgangsflanschen fixiert. Die Abstandshalter (SP) bestehen aus dem Material TECASINT 1011 natural der Firma Ensinger Sintimid GmbH, welches folgende Eigenschaften aufweist:

- Hohe thermische sowie mechanische Belastbarkeit
- Sehr hohe Temperaturbeständigkeit: Dauerhafte Einsatztemperaturen bis 280 °C
- Kurzzeitige Spitzentemperaturen bis zu 368 °C
- Sehr gut elektrisch isolierend
- Gute chemische Beständigkeit

Um die optimale Anzahl an Abstandshaltern festlegen zu können, wurde sowohl die Einlauflänge der Strömung als auch die Sicherheit gegenüber einem Kontakt zwischen Heizstab und Kanal berücksichtigt. Zur Bestimmung der Einlauflänge wurde die zu durchströmende Querschnittsfläche errechnet. Durch den im Vierkant-Ringspalt-Kanal eingebauten Heizstab ergibt sich ein Strömungsquerschnitt von  $A_{Kanal} = 117,46 \text{ mm}^2$  und ein hydraulischer Durchmesser von  $D_H = 5,37 \text{ mm}$ . Abbildung 3.6 zeigt die eingebauten Abstandshalter mit deren Abmaßen. Der Abstandhalter nimmt eine Gesamtfläche von  $A_{Spacer} = 41,21 \text{ mm}^2$  ein. Vor und nach den Abstandshaltern wurden Edelstahlringe angebracht, um die Abstandshalter an ihren Positionen zu fixieren. Die Edelstahlringe besitzen einen Innendurchmesser von 10 mm, eine Stärke von 0,5 mm sowie eine Höhe von 1 mm, und damit eine Querschnittsfläche von  $A_{Ring} = 16,5 \text{ mm}^2$ . Insgesamt ergibt sich damit eine blockierte Fläche von  $A_{Block} = 55,99 \text{ mm}^2$ , was eine prozentuale Blockrate von  $BR = 47,7 \%$  bedeutet. Die Edelstahlringe wurden mit Hilfe eines Hochtemperaturklebers von der Firma Final



**Abbildung 3.6:** Schematischer Aufbau der Abstandshalter

Advanced Materials GmbH an dem Heizstab angeklebt. Der Respond 908 ist ein Zweikomponentenkleber, welcher ein sehr guter elektrischer Isolator ist, eine hohe chemische Widerstandsfähigkeit aufweist und Hochtemperaturanwendungen bis zu 1650 °C standhält. Des Weiteren besitzt er eine gute Wärmeleitfähigkeit und kann ebenfalls in Hochgeschwindigkeitsprozessen unter wechselnden Belastungen angewendet werden.

Anglart et al. [2007] haben den Post-Dryout-Bereich in einem, mit Abstandshaltern versehenen Ringspalt, experimentell untersucht. Dabei wurden die Abstandshalter in einem Abstand von 558 mm bzw. 379 mm verbaut. Der hydraulische Durchmesser lag bei 12,1 mm, was demnach ein Verhältnis zwischen dem Abstand zum hydraulischen Durchmesser von 46,12 bzw. 31,32 bedeutet. Lee et al. [2007] haben ebenfalls experimentelle Untersuchungen in einem Ringspalt mit Abstandshaltern durchgeführt. Dabei wurden die Charakteristiken der kritischen Wärmestromdichte



mit R-134a als Medium visuell untersucht. Während dieser Versuche wurden die Abstandshalter in einem Abstand von 500 mm bzw. 645 mm verbaut. Der hydraulische Durchmesser des viereckigen Kanals lag bei 10,96 mm, was einem Verhältnis von 45,60 bzw. 58,83 entspricht.

Da zwischen den Abstandshaltern Thermoelemente verbaut sind, die so wenig wie möglich beeinflusst werden sollten, ergab sich ein Verhältnis vom Abstand zum hydraulischen Durchmesser von 63,31. Dies entspricht einem Abstand von 340 mm zwischen den Abstandshaltern. Insgesamt wurden zehn Abstandshalter eingebaut, um alle Anforderungen erfüllen zu können. Zusätzlich wurde jeweils ein Abstandshalter direkt nach (SP<sub>8</sub>) sowie direkt vor (SP<sub>9</sub>) einem Thermoelement positioniert, um den Einfluss der Abstandshalter genauer untersuchen zu können, siehe Abbildung 3.7. Ebenso zeigt Tabelle 3.4 die jeweiligen relativen Positionen der Abstandshalter zum Beginn der beheizten Länge  $L_{h,beginn}$ . Zusätzlich sind nachfolgend die Abstände zwischen den Abstandshaltern und den naheliegenden Thermoelementen aufgelistet:

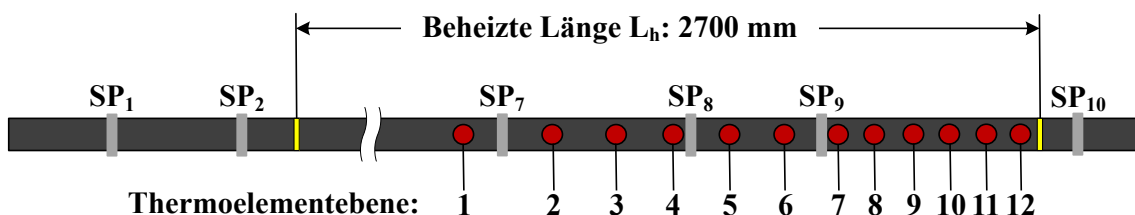
- SP<sub>6</sub>: 280 mm vor Thermoelementebene 1
- SP<sub>7</sub>: 80 mm nach Thermoelementebene 1 und 115 mm vor Thermoelementebene 2
- SP<sub>8</sub>: 5 mm nach Thermoelementebene 4 und 115 mm vor Thermoelementebene 5
- SP<sub>9</sub>: 110 mm nach Thermoelementebene 6 und 10 mm vor Thermoelementebene 7

**Tabelle 3.4:** Positionen der Abstandshalter bezogen auf den Beginn der beheizten Länge

	SP <sub>1</sub>	SP <sub>2</sub>	SP <sub>3</sub>	SP <sub>4</sub>	SP <sub>5</sub>	SP <sub>6</sub>	SP <sub>7</sub>	SP <sub>8</sub>	SP <sub>9</sub>	SP <sub>10</sub>
<b>Positionen zu <math>L_{h,beginn}</math> [mm]</b>	-350	-50	290	630	970	1310	1670	2030	2375	2740

**Tabelle 3.5:** Positionen der Thermoelemente bezogen auf den Beginn der beheizten Länge

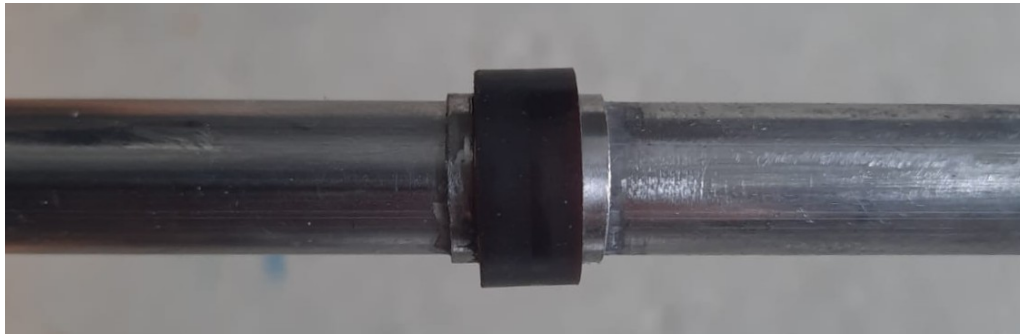
<b>Thermoelement (TE)</b>											
1/2	3/4	5/6	7	8/9	10	11/12	13	14/15	16	17/18	19/20
<b>Positionen zu <math>L_{h,beginn}</math> [mm]</b>											
1590	1785	1905	2025	2145	2265	2385	2445	2505	2565	2625	2680



**Abbildung 3.7:** Schematische Verteilung der Thermoelemente sowie Abstandshalter des Heizstabes

In den im weiteren Verlauf dieser Arbeit gezeigten Grafiken zum Vierkant-Ringspalt-Kanal werden lediglich die drei wesentlichen Abstandshalter SP<sub>7</sub>, SP<sub>8</sub> und SP<sub>9</sub> dargestellt, da diese einen relevanten Einfluss auf die gemessenen Wandtemperaturen aufweisen.

Abbildung 3.8 zeigt ein Foto der montierten Abstandshalter samt den Edelstahlringen, mit denen diese an der Position fixiert wurden.



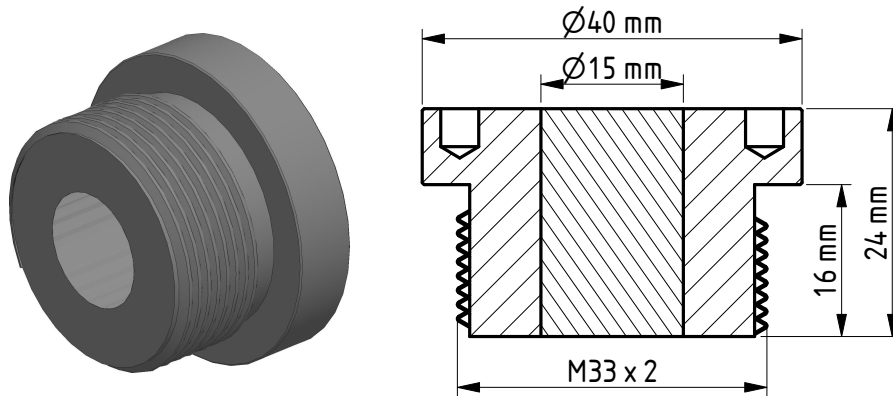
**Abbildung 3.8:** Fotoaufnahme des Abstandshalter und der zur Fixierung eingesetzten Edelstahlringe am Heizstab

Das hier verwendete Abstandshalter-Design diente hauptsächlich dazu, den Heizstab mechanisch zu fixieren und elektrisch zu isolieren sowie die blockierte Strömungsquerschnittsfläche zu minimieren. Abstandshalter, wie sie beispielsweise in einem BWR eingesetzt werden, sind deutlich komplexer und erfüllen zusätzliche Funktionen, die das hier verwendete Design nur im geringen Maße bietet. So enthalten BWR-Abstandshalter sogenannte „Mixing Vanes“, die dafür sorgen, dass ein Drall der Strömung erzeugt wird, welcher die Durchmischung sowie die Querströmung zwischen den Brennstabkanälen fördert. Dieser Drall begünstigt somit die Wiederbenetzung der Brennstäbe und verzögert beziehungsweise verhindert lokales Austrocknen, was zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte führt [Strömgren et al., 2015, A. Bennett et al., 2019]. Zwar konnte auch mit dem vorliegenden Aufbau ein deutlicher Einfluss der Abstandshalter beobachtet und anhand von Temperaturprofilen sowie weiteren Parametervariationen quantitativ ausgewertet werden, jedoch sind diese Ergebnisse aufgrund der vereinfachten Geometrie und der Verwendung lediglich eines Heizstabes nicht unmittelbar auf realitätsnahe Reaktorgeometrien übertragbar. Die Resultate dienen daher in erster Linie der Analyse relativer Trends und Mechanismen, siehe Abschnitt 4.3.

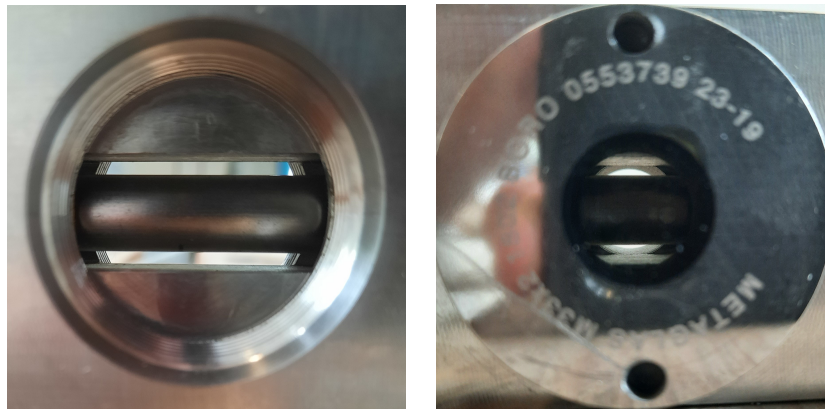
#### Optischer Zugang

Um das Tropfenverhalten im Post-Dryout-Bereich mittels Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera untersuchen zu können, ist ein optischer Zugang erforderlich. Hierfür wurden jeweils 16 Schraubschaugläser im oberen Kanalsegment auf den gegenüberliegenden Kanalseiten eingeschraubt. Diese Gläser wurden von der Firma Herberts Industrieglas GmbH & Co. KG hergestellt und besitzen die in der Abbildung 3.9 gezeigten Dimensionen. Der äußere Stahlring mit Gewinde zum Einschrauben in das Kanalsegment besteht aus einem korrosionsbeständigen Edelstahl mit der Bezeichnung X2CrNiMoN22-5-3. Die eingeschmolzene Sichtscheibe besteht aus Borosilikat und hält maximale Temperaturen bis zu 280 °C stand. Die großen Vorteile dieser Gläser liegen in ihrer einfachen Integrierbarkeit, der kompakten Bauweise sowie der hohen Druckbeständigkeit von bis zu 100 bar. Um die Schraubschaugläser abzudichten, wurden O-Ringe vom Typ FPM 75 mit den Maßen 30 mm zu 3 mm in die Nut nach dem Gewinde eingelegt. Die folgenden Fotoaufnahmen zeigen den optischen Zugang in den Strömungskanal einmal ohne das Schraubschauglas (3.10a) und einmal mit (3.10b)). In der Mitte des Kanals ist dabei der Heizstab zu sehen sowie die beiden

Spalte, in denen die Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt wurden.



**Abbildung 3.9:** Schematische Darstellung der Schraubschaugläser



**(a)** Ohne Schraubschauglas

**(b)** Mit Schraubschauglas

**Abbildung 3.10:** Fotoaufnahmen des optischen Zugangs

### 3.3 Messtechniken

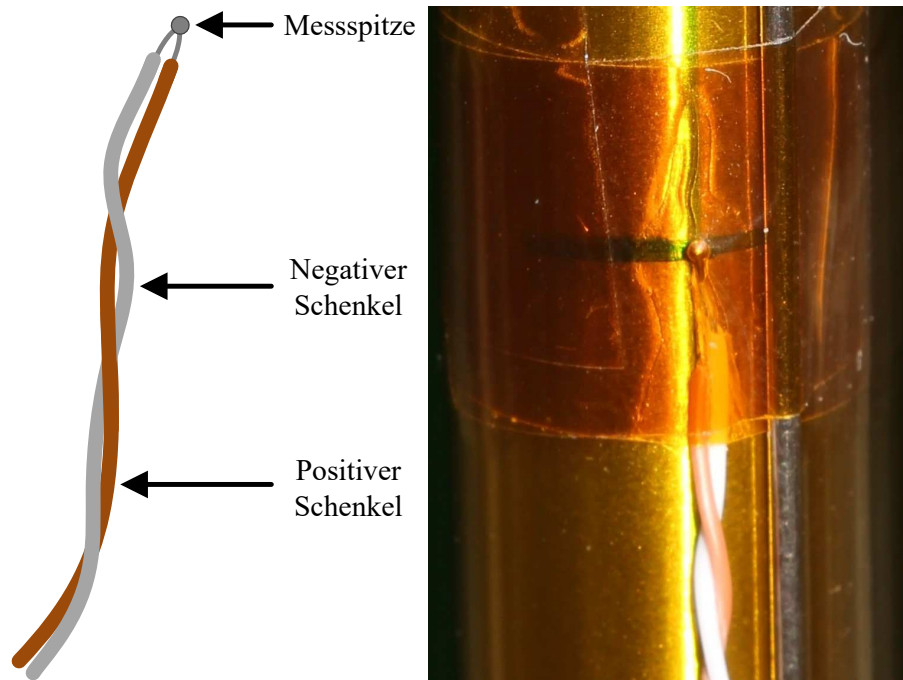
Um die notwendigen Daten während der Wärmeübergangs-Experimente aufnehmen zu können, sind verschiedene Messinstrumente notwendig. In diesem Abschnitt wird näher auf die Messung der Leistungsverteilung, Wandtemperaturen, Massenstromdichte, Flüssigkeitstemperatur sowie des Drucks eingegangen.

#### 3.3.1 Wandtemperaturmessung

##### Einfaches beheiztes Rohr

Die Wandtemperaturen an der Außenwand während der Experimente mit dem einfach beheizten Rohr wurden mittels Thermoelemente vom Typ T, der Toleranzklasse 1 der Firma TC Mess- und Regeltechnik GmbH gemessen. Dabei besteht das Thermoelement aus einem positiven Schenkel

aus 99,95 % Kupfer sowie einem negativen Schenkel aus 55,45 % Kupfer und 45 % Nickel. Diese Materialzusammensetzung findet Anwendung im Kurzzeitbetrieb bei Maximaltemperaturen von  $-250\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $+400\text{ }^{\circ}\text{C}$  und im Dauerbetrieb bei  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  bis  $+350\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Die beiden Schenkel sind verseilt, jeweils mit Perfluoralkoxy (PFA) voneinander isoliert und an den Drahtenden, der Messspitze, miteinander verschweißt, siehe Abbildung 3.11.



**Abbildung 3.11:** Schematischer Aufbau und Foto des angebrachten Typ T Thermoelements

#### Vierkant-Ringspalt-Kanal

Während der Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal wurden die Wandinnentemperaturen im Heizstab mit Thermoelementen vom Typ K, Klasse 1, der Firma Reckmann gemessen. Der positive Schenkel besteht bei dieser Variante hauptsächlich aus 89-90 % Nickel sowie 9-9,5 % Chrom und der negative Schenkel hauptsächlich aus 95-96 % Nickel. Der Temperaturbereich dieser Thermoelemente liegt zwischen  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Der höhere Temperaturbereich ist darauf zurückzuführen, dass die Thermoelemente unter hohen Temperaturen an die Innenwand des Heizstabes angeschweißt werden mussten. Dies führt wiederum dazu, dass hier eine etwas größere Unsicherheit zu berücksichtigen ist.

### 3.3.2 Flüssigkeitstemperaturmessung

#### Einfaches beheiztes Rohr

Um die Flüssigkeitstemperatur am Ein- und Austritt der Teststrecke messen zu können, wurden am einfach beheizten Rohr Mantel-Thermoelemente vom Typ 12 T, mit der Toleranzklasse 2

eingesetzt. Diese wurden bei der Firma TC Mess- und Regeltechnik GmbH beschafft und besitzen ein Mantelrohr mit einer Gesamtlänge von 50 mm. Das Mantelrohr besteht aus austenitischem korrosionsbeständigem Edelstahl mit einem Außendurchmesser von 3 mm. Die Schenkel des Thermoelements liegen dabei in einer dicht gepressten Magnesiumoxidschicht innerhalb des Mantels. Mit Hilfe einer Edelstahl-Klemmringverschraubung wurde dieses in einem Innengewinde R1/8" verschraubt. Die Klemmringverschraubung wurde dabei so ausgerichtet, dass die Spitze des Thermoelements in der Mitte des durchströmten Rohres lag. Da der Abschnitt vom Vorerhitzer bis zum Thermoelement ausreichend lang ist, kann auf eine Durchmischung der Strömung verzichtet werden. Zudem hat die Austrittstemperatur der Flüssigkeit keinen Einfluss auf die CHF- und PDO-Wärmeübergangsversuche, weshalb auch hier eine zusätzliche Durchmischung nicht erforderlich ist. Die Austrittstemperatur wurde lediglich für die Überprüfung der Ausgangstemperatur sowie der Messtechnik benötigt, siehe Kapitel 3.7.

### **Vierkant-Ringspalt-Kanal**

Die in den Ein- und Austrittsmodulen integrierten Mantel-Thermoelemente für die Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal sind von Typ T, mit der Toleranzklasse 1. Der Manteldurchmesser beträgt hier anstatt 3 mm nur noch 1,5 mm, was wiederum die Reaktionsgeschwindigkeit etwas erhöht, was aufgrund der stationären Versuche jedoch nicht von Relevanz ist. Ebenfalls wurde hier das Mantel-Thermoelement mit Hilfe einer Edelstahl-Klemmringverschraubung so in ein R1/8" Innengewinde eingeschraubt, dass die Spitze zentral in der Strömung lag.

### **3.3.3 Druckmessung**

#### **Einfaches beheiztes Rohr**

Für die Messung des Drucks wurden Drucktransmitter des Typs PXM359 von der Firma OMEGA Engineering GmbH eingesetzt. Diese Geräte sind zur Messung des Absolutdrucks im Bereich von 0 bar bis 70 bar geeignet und wurden im Werk vorab mit einer Kalibrierung an fünf definierten Punkten überprüft. Um die Auswirkungen von Ungenauigkeiten durch variierende Strömungstemperaturen zu minimieren, wurden die Drucktransmitter an einer 1,5 Meter langen Rohrwendel installiert. Diese Anordnung sorgt dafür, dass am Ende der Rohrwendel eine konstante Umgebungstemperatur herrscht, wodurch eine zuverlässige und temperaturstabile Druckmessung gewährleistet wird.

#### **Vierkant-Ringspalt-Kanal**

Zur Messung des Ein- und Austrittsdrucks an der zweiten Teststrecke wurde ebenfalls eine 1,5 Meter lange Rohrwendel eingesetzt, um die Auswirkungen der Strömungstemperatur zu minimieren. Am Ende der Rohrwendel waren Drucktransmitter vom Typ PAA-33X der KELLER Druckmesstechnik AG installiert. Diese Transmitter wurden ebenfalls vorab werkseitig kalibriert und besitzen einen Messbereich von 0 bar bis 60 bar.

#### 3.3.4 Massenstrommessung

Zur zuverlässigen Messung des Massenstroms wurde ein Rotamass TI Coriolis-Massendurchflusssystem mit der Produktspezifikation RCUS34S-20TG90-0D7A-NN00-4-JA1/L005 von der Firma YOKOGAWA Deutschland GmbH verwendet. Die Messunsicherheit beträgt bei der niedrigsten erfassten Massenstromdichte maximal 0,35 %.

#### 3.3.5 Wärmestrommessung

Die zur Erwärmung und Verdampfung der Flüssigkeit in den Teststrecken benötigte Wärme wurde mittels Transformators erzeugt. Das Wago-Kontrollsystem hat den benötigten Strom an den LabVIEW-Code übermittelt. Die über die Teststrecken abfallende Spannung wurde dabei mit einem Datenlogger vom Typ 2640A an einem Hochspannungsport erfasst. Somit konnte die Leistung und damit die Wärmestromdichte für die Experimente berechnet werden.

### 3.4 Modellfluid

Um nun die Nutzung des Kältemittels als Modellfluid zu begründen, wird in diesem Abschnitt der Zusammenhang zwischen Modellfluiden und dem im Großteil verwendeten Originalfluid Wasser beschrieben. Um vergleichbare Strömungsexperimente durchführen zu können, werden Fluide verwendet, deren Eigenschaften und Verhalten denen von Wasser entsprechen. In dieser Studie wird das Kältemittel R-134a (1,1,1,2-Tetrafluoroethan) mit der Summenformel  $\text{CF}_3\text{CH}_2\text{F}$  herangezogen. R-134a besitzt ähnliche Dampf- zu Flüssigkeitsphasengrenzen in einem Druck-Enthalpie-Diagramm, weshalb somit thermodynamische Kreisprozesse mit Wasser verglichen werden können. Außerdem besitzt es, wie auch Wasser, ein ausgeprägtes Kondensations- und Verdampfungsverhalten, was für Wärmeübertragungs- und Phasenwechselprozesse oder auch für Zweiphasenströmungen geeignet ist. R-134a findet häufig Verwendung in der Kältetechnik, beispielsweise in Klimaanlage, Gefriergeräten, Wärmepumpen oder Kälteanlagen. Der Vorteil von R-134a zu anderen Kältemitteln ist die geringere Wirkung auf die Ozonschicht, da es nicht ozonschädlich ist. Der Nachteil ist jedoch, dass es ein Treibhausgaspotenzial (GWP) besitzt, was der Grund dafür ist, dass es teilweise in Anwendungsgebieten wie der Automobilindustrie bereits verboten wurde und auf umweltfreundlichere Alternativen zurückgegriffen wird.

Ein weiterer Nachteil von R-134a ist, dass es sich beim Übersteigen einer Grenztemperatur zersetzen kann, was es demnach thermisch instabil macht. Diese Grenztemperatur ist jedoch nicht eindeutig bestimmt und hängt stark von der Reinheit des Fluids ab. Eine Untersuchung zur Bestimmung der Zersetzungstemperatur von verschiedenen Kältemitteln wurde von Calderazzi & Di Paliano [1997] durchgeführt, bei der bestimmt werden konnte, dass sich R-134a bei über 368 °C zersetzt. Weitere Studien ergaben ähnliche Ergebnisse, wobei eine Zersetzungstemperatur von 360 °C bestimmt werden konnte [Dai et al., 2018]. Demgegenüber finden sich jedoch in Sicherheitsdatenblättern Zersetzungstemperaturen von R-134a von über 250 °C [National Refrigerants, Inc., 2021]. Die Problematik während des Zersetzens von R-134a ist, dass toxische sowie reizende Verbindungen, wie beispielsweise Fluorwasserstoff entstehen können [Chemours, 2016]. Die experimentellen

Untersuchungen dieser Arbeit wurden im Hinblick auf die Vorteile mit R-134a durchgeführt. Um jedoch sicherzustellen, dass das verwendete R-134a nicht zersetzt wird, wurde eine maximale Wandtemperatur von 250 °C als Obergrenze festgelegt.

Um nun nochmals hervorzuheben, dass durch den Einsatz des Modellfluids R-134a deutlich geringere Anforderungen an die Modellanlage sowie Betriebsbedingungen gestellt werden können, werden in Tabelle 3.6 einige relevante Fluideigenschaften aufgelistet. Wobei  $P_c$  und  $T_c$  den Druck und die Temperatur am kritischen Punkt darstellen. Alle weiteren Fluideigenschaften der flüssigen Phase, wie die spezifische Wärmekapazität  $C_p$ , die Verdampfungswärme  $\Delta H$  sowie die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  sind unter Sättigungstemperatur sowie bei einem identischen Dichteverhältnis von  $\rho_l/\rho_v = 2,8$  angegeben. Die Nutzung des Dichteverhältnisses zum Vergleich der Fluideigenschaften wurde hier gewählt, da dies häufig in der Literatur zur Skalierung des Drucks verwendet wird.

**Tabelle 3.6:** Tabelle mit relevanten Fluideigenschaften der Fluide R-134a und Wasser

Fluid	$P_c$ [MPa]	$T_c$ [°C]	$C_p$ [ $\frac{J}{kgK}$ ]	$\Delta H$ [ $\frac{J}{kg}$ ]	$\lambda$ [ $\frac{W}{mK}$ ]
R-134a	4,059	101,060	$4,16 \cdot 10^3$	$6,35 \cdot 10^4$	$5,15 \cdot 10^{-2}$
Wasser	22,064	373,946	$24,31 \cdot 10^3$	$57,03 \cdot 10^4$	$41,51 \cdot 10^{-2}$

Wie aus Tabelle 3.6 ersichtlich ist, ist der kritische Druck sowie die Temperatur des Modellfluids erheblich niedriger als die von Wasser, was wesentlich dazu beiträgt, dass an die Modell-Versuchsanlagen deutlich geringere Anforderungen gestellt werden können. Dies bietet einige Vorteile bezüglich der Auslegung und dem Betrieb der Anlage, was wiederum die Kosten senkt und Zeit für den Aufbau spart. Ein Blick auf die Fluideigenschaften verdeutlicht zudem, dass die spezifische Wärmekapazität, die Verdampfungsenthalpie sowie die Wärmeleitfähigkeit des Modellfluids im Vergleich zu Wasser ebenfalls geringer sind. Dies führt dazu, dass weniger Heizleistung sowie Kühlleistung benötigt wird, was ebenfalls die Kosten im Betrieb senkt.

### 3.5 Versuchsdurchführung

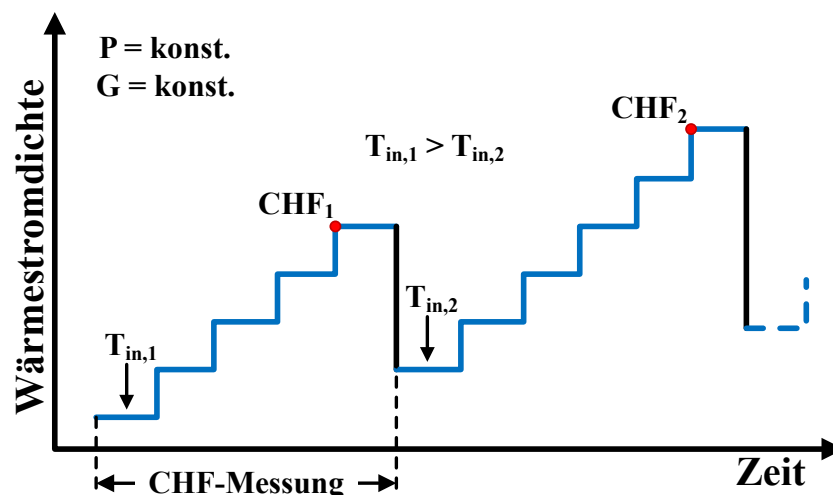
Die in dieser Studie durchgeführten experimentellen Arbeiten wurden unter stationären Bedingungen durchgeführt, somit war eine sehr hohe zeitliche Auflösung der Messtechnik nicht erforderlich. Insgesamt wurden zwei unterschiedliche Experimente durchgeführt, zum einen Siedekrise-Versuche, um die kritische Wärmestromdichte zu bestimmen und zum anderen Post-Dryout-Versuche, um den Wärmeübergang im PDO-Bereich untersuchen zu können. In dem Vierkant-Ringspalt-Kanal wurden zusätzlich im Post-Dryout-Bereich Tropfenuntersuchungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt. Während jeder Messung musste der Druck in der Teststrecke, die Eintrittstemperatur, die Massenstromdichte und im Fall der PDO-Experimente die Wärmestromdichte in vordefinierten Grenzen liegen. Der Druck durfte dabei die Grenzen von  $\pm 0,03$  MPa nicht überschreiten. Die Eintrittstemperatur musste konstant im Bereich  $\pm 0,5$  °C gehalten werden und die Massenstromdichte durfte eine Abweichung von 2 % nicht übersteigen. Für die Wärmestromdichte im Fall der PDO-Untersuchungen musste eine Grenze von  $\pm 0,5$  kW/m<sup>2</sup> eingehalten werden.

### 3.5.1 Kritische Wärmestromdichte

Der Verlauf zur experimentellen Bestimmung der kritischen Wärmestromdichte war zweigeteilt. Zu Beginn wurde der Druck am Austritt der Teststrecke und die Massenstromdichte auf den gewünschten Wert gebracht. Parallel dazu wurde die höchstmögliche Eintrittstemperatur eingestellt, die in dieser Parameterkombination untersucht werden sollte. Nachdem alle Parameter einen stationären Zustand erreicht hatten, wurde die Leistung in 5 Ampere-Schritten erhöht, bis eines der angebrachten Thermoelemente einen Temperatursprung detektierte. Somit konnte ein grober Anhaltspunkt erhalten werden, bei welchem Wert die kritische Wärmestromdichte liegen wird. Da mit einer niedrigen Eintrittsunterkühlung begonnen wurde, waren die Temperatursprünge aufgrund der Siedekrise moderat und gut kontrollierbar.

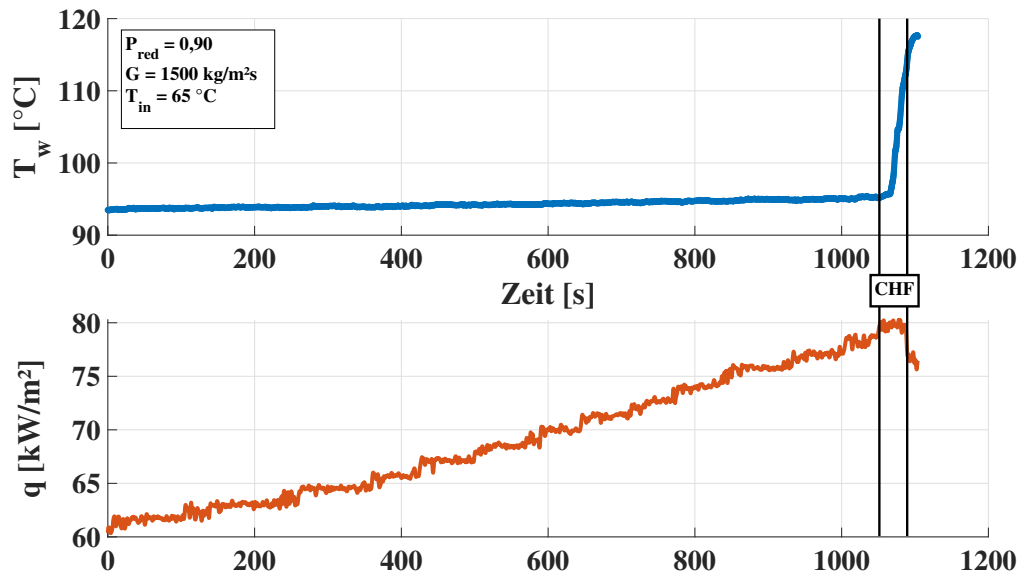
Nach der groben Ermittlung des CHF-Wertes wurde die Wärmestromdichte wieder reduziert und es wurde begonnen, die Leistung in kleinen Schritten zu erhöhen. Das bedeutete, dass der Strom des Transformators in Schritten von 0,5 A bis 1,0 A erhöht wurde. Nach jeder Erhöhung wurde auf einen stationären Zustand und stabile Strömungsbedingungen gewartet. Falls nötig, wurde der Druck, die Eintrittstemperatur und die Massenstromdichte nachgeregelt. War ein stationärer Zustand erreicht, konnte die nächste Leistungssteigerung durchgeführt werden. Dieser Vorgang wurde so lange wiederholt, bis eines der Thermoelemente einen signifikanten Temperatursprung über eine zuvor festgelegte Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 10\text{ °C}$  detektierte. Im Normalfall handelt es sich dabei um das Thermoelement am oberen Ende der beheizten Länge, wobei die Siedekrise unter gesonderten Bedingungen auch an einer anderen Stelle auftreten kann, was in Abschnitt 4.1.6 beschrieben wird.

Sobald die Siedekrise erreicht wurde, wurde die Wärmestromdichte umgehend reduziert und die nächsthöhere Eintrittsunterkühlung wurde eingestellt. Somit konnte für den weiteren Verlauf der Experimente mit dieser Druck-Massenstromkombination davon ausgegangen werden, dass die nächste CHF höher als der zuvor gemessene Wert sein wird. Abbildung 3.12 veranschaulicht dieses Vorgehen nochmals grafisch, während das Diagramm 3.13 eine experimentelle Aufnahme eines CHF-Punktes über die gemessene Zeit darstellt.



**Abbildung 3.12:** Schematische Darstellung der Experimente für die kritische Wärmestromdichte





**Abbildung 3.13:** Experimenteller Verlauf eines CHF-Versuches

Während der Messung einer kritischen Wärmestromdichte wurden alle relevanten Parameter der Versuchsanlage sowie der Teststrecke mit einer Frequenz von 5 Hz aufgenommen. Diese Untersuchungen wurden mit dem einfach beheizten Rohr sowohl bei einer beheizten Länge von 3 m als auch von 1 m durchgeführt. Die Experimente mit der beheizten Länge von 1 m haben darauf abgezielt, die Siedekrise unter DNB-Bedingungen zu untersuchen, weshalb hier auch mit starken Eintrittsunterkühlungen und höheren Massenstromdichten gearbeitet wurde.

Um eine übermäßige und unkontrollierbare Temperaturentwicklung infolge der Siedekrise zu verhindern, wurde im LabVIEW-Programm eine Temperaturgrenze von 220 °C hinterlegt. Sobald eines der Thermoelemente diese Grenze überschritt, wurde die Wärmeleistung automatisch sofort auf null reduziert. So konnte sichergestellt werden, dass zum einen das Arbeitsfluid unterhalb der Zersetzungsgrenze blieb und zum anderen, dass keine Schädigungen an der Teststrecke oder angrenzenden Komponenten auftraten.

Die Versuchsmatrix für die durchgeführten Untersuchungen der kritischen Wärmestromdichte mit einer beheizten Länge von 3 m ist in Tabelle 3.7a) dargestellt und die für 1 m in Tabelle 3.7b). Dabei ist zu erwähnen, dass Experimente unter hohen Massenstromdichten in Kombination mit hohen Eintrittsunterkühlungen teilweise nicht durchgeführt werden konnten, da die Transformatorleistung nicht ausreichend hoch war.

Insgesamt konnten mit dieser Matrix 500 CHF-Datenpunkte erhalten werden. Dabei ergaben sich 397 DNB-Daten und 103 Dryout-Daten. Die größere Anzahl an DNB-Punkten liegt dabei hauptsächlich an der Reduzierung der beheizten Länge von 3 m auf 1 m, da hier gezielt DNB-Experimente durchgeführt wurden.

**Tabelle 3.7:** Experimentelle Matrix für die CHF-Untersuchungen bei einer beheizten Länge von 3 m a) und 1 m b)

	$P_{\text{red}} [-]$	$P [\text{MPa}]$	$\Delta T_{\text{sub}} [^{\circ}\text{C}]$	$x_{\text{in}} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$
a)	0,70	2,84	[5,0; 65,0]	[-1,05; -0,11]	300, 600, 1000, 1500
	0,80	3,25	[5,0; 75,0]	[-1,49; -0,15]	
	0,90	3,65	[5,0; 80,0]	[-2,15; -0,24]	
	0,95	3,86	[5,0; 83,0]	[-3,01; -0,39]	
	0,98	3,98	[5,0; 85,0]	[-4,28; -0,67]	
b)	0,27	1,10	[15,0; 38,0]	[-0,36; -0,15]	300, 600, 1000, 1500, 2000
	0,42	1,70	[13,5; 55,5]	[-0,60; -0,07]	
	0,70	2,84	[23,6; 78,6]	[-1,26; -0,45]	
	0,80	3,25	[30,1; 85,1]	[-1,69; -0,71]	
	0,90	3,65	[10,8; 90,8]	[-2,59; -0,45]	
	0,95	3,86	[21,6; 93,6]	[-3,98; -1,24]	
	0,98	3,98	[19,1; 96,1]	[-11,28; -2,20]	

### 3.5.2 Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich

Die experimentellen Untersuchungen des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich wurden lediglich mit einer Frequenz von 2 Hz über eine Messdauer von 60 Sekunden aufgenommen. Zu Beginn wurden der mittlere Druck über der Teststrecke, die Massenstromdichte und die Eintrittstemperatur auf die zu untersuchenden Werte eingestellt. Weiterhin wurde die Wärmestromdichte so weit erhöht, bis das erste Thermoelement einen Temperatursprung detektierte. Anschließend wurde die Wärmestromdichte in Schritten von  $2,5 \text{ kW/m}^2$  oder  $5 \text{ kW/m}^2$  erhöht, je nachdem, welche Parameterkombinationen eingestellt wurden. Bei geringeren Massenstromdichten wurden kleinere Schrittweiten verwendet. Nachdem auch die Wärmestromdichte einen stationären Zustand erreicht hatte, wurde abgewartet, bis sich die Wandtemperaturen stabilisiert hatten. War dies der Fall, konnte die Messung durchgeführt und anschließend die nächste Wärmestromdichte eingestellt werden. Dies wurde so lange wiederholt, bis alle Thermoelemente den Bereich der Siedekrise überstiegen hatten und demnach im Post-Dryout-Bereich lagen, oder bis eines der Thermoelemente die maximal zulässige Wandtemperatur erreicht hatte. Diese liegt im Fall dieser Studie, mit dem Kältemittel R-134a, bei einer Grenztemperatur von  $250^{\circ}\text{C}$ , siehe auch Abschnitt 3.4.

Die Versuchsmatrix für die Untersuchungen des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich findet sich für das einfach beheizte Rohr in Tabelle 3.8a) wieder und die für den Vierkant-Ringspalt-Kanal in Tabelle 3.8b). Durch den Einbau der erforderlichen Abstandshalter im Kanal konnte zusätzlich

neben dem reinen Wärmeübergang im PDO-Bereich auch der Einfluss eines Hindernisses auf die Wärmeübergangsbedingungen untersucht werden. Insgesamt konnten mit dem einfach beheizten Rohr 10 448 und mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal 2529 PDO-Datenpunkte gewonnen werden.

**Tabelle 3.8:** Experimentelle Matrix für die Untersuchungen des Post-Dryout-Wärmeübergangs für das einfach beheizte Rohr a) und den Vierkant-Ringspalt-Kanal b)

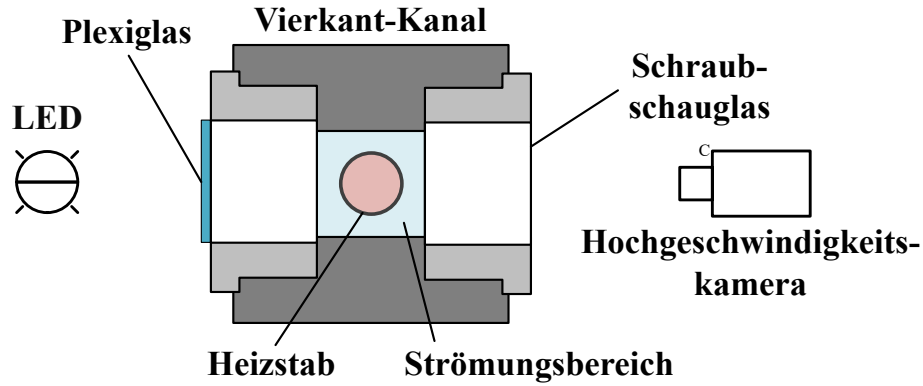
	$P_{\text{red}} [-]$	$P [\text{MPa}]$	$\Delta T_{\text{sub}} [^{\circ}\text{C}]$	$x_{\text{in}} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	$q \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$
	0,70	2,84	5,0	-0,11		[20,0; 95,0]
	0,80	3,25	[5,0; 25,0]	[-0,59; -0,15]	300,	[20,0; 100,0]
a)	0,90	3,65	[5,0; 25,0]	[-0,87; -0,24]	600,	[15,0; 110,0]
	0,95	3,86	[5,0; 25,0]	[-1,23; -0,39]	1000,	[12,5; 92,5]
	0,98	3,98	[6,5; 25,5]	[-1,88; -0,67]	1500	[11,0; 90,0]
	0,40	1,62	[7,5; 8,5]	[-0,10; -0,08]		[21,0; 60,0]
	0,50	2,03	[7,0; 8,0]	[-0,11; -0,09]		[20,0; 55,0]
	0,60	2,44	[5,0; 8,0]	[-0,13; -0,09]	100,	[20,0; 42,5]
	0,70	2,84	[5,0; 15,0]	[-0,31; -0,11]	150,	[15,0; 100,0]
b)	0,80	3,25	[5,0; 16,0]	[-0,42; -0,14]	200,	[15,0; 90,0]
	0,90	3,65	[5,0; 15,0]	[-0,60; -0,22]	300,	[10,0; 75,0]
	0,95	3,86	[5,5; 6,5]	[-1,31; -0,39]	600,	[9,0; 80,0]
	0,98	3,98	[5,0; 15,0]	[-1,66; -0,58]	1000	[7,5; 80,0]

### 3.5.3 Tropfen Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen

Für die Aufnahmen des Tropfenverhaltens im Post-Dryout-Bereich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera wurde zusätzlich zur Teststrecke ein spezieller Versuchsaufbau benötigt, siehe Abbildung 3.14. Dabei wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera des Modells Sprinter-FHD aus der CamRecord-Sprinter-Serie der Firma Optronis GmbH parallel zum optischen Zugang der Teststrecke ausgerichtet. Als Objektiv kam ein Sigma 150 mm f/2,8 APO Macro EX DG OS HSM zum Einsatz. Auf der gegenüberliegenden Seite wurde eine LED-Lichtquelle installiert, welche ebenfalls parallel zum Sichtfenster positioniert wurde. Dabei handelt es sich um eine MultiLED QT von der Firma GS Vitec GmbH mit einer Lichtstärke von 12 000 Lumen. Um eine Überbelichtung im Kanal zu vermeiden und gleichzeitig eine gleichmäßige Hintergrundbeleuchtung zu gewährleisten, wurde auf der Seite der Lichtquelle eine zusätzliche Glasscheibe am Fenster angebracht. Dabei handelte es sich um ein Plexiglas GS-weiß WH010 mit einer Dicke von 3 mm.

Die Fokusebene der Kamera wurde so positioniert, dass sie exakt in der Mitte des Strömungskanals lag. Um das zu erreichen, wurde jeweils nacheinander Millimeterpapier auf die Außenseite der beiden Fenster geklebt. Das Millimeterpapier wurde anschließend nacheinander fokussiert. Resultierend ergab sich die Fokusebene durch den mittleren Weg vom vorderen zum hinteren

Fenster. Für die Untersuchungen wurde eine Auflösung von 1280x800 Pixeln gewählt und eine Bildrate von 2487 FPS. Während der Bildaufnahmen wurden zwischen 1000 und 6000 Bilder aufgenommen, was einer Aufnahmezeit von 0,4 s bis maximal 2,4 s darstellt. Zu jeder Bildaufnahme wurden parallel die Wandtemperaturen sowie alle wesentlichen Parameter der Teststrecke sowie der Versuchsanlage aufgenommen. Da die Tropfen im Post-Dryout-Bereich bei möglichst hohen Dampfqualitäten aufgenommen werden sollten, wurden die Bildaufnahmen immer am obersten Fensterpaar und bei möglichst geringen Eintrittsunterkühlungen durchgeführt. Während des Auf-



**Abbildung 3.14:** Schematischer Aufbau der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen

baus, der Justierung der Kamera, der Belichtungseinstellung sowie vorläufiger Tests zeigte sich, dass die Tropfenuntersuchungen nur bei kleinen Massenstromdichten zuverlässig durchgeführt werden können. Dies lag daran, dass bei hohen Massenstromdichten einerseits eine große Anzahl von Tropfen im Post-Dryout-Bereich vorlagen, die die Sicht auf die Fokusebene erheblich einschränkten. Andererseits traten bei hohen Massenstromdichten und insbesondere unter hohen Druckbedingungen Probleme mit Kondensationsrückständen an den Innenscheiben der optischen Zugänge auf, welche die Bildqualität zusätzlich beeinträchtigten. Diese und weitere Problematiken führten zu einer deutlich eingeschränkteren Versuchsmatrix hinsichtlich der Massenstromdichte, wie in Tabelle 3.9 zu sehen ist. Die Problematiken selbst werden nochmal genauer in Abschnitt 4.4.1 aufgegriffen.

**Tabelle 3.9:** Experimentelle Matrix der Tropfenuntersuchungen im Post-Dryout-Bereich

$P_{\text{red}} [-]$	$P [\text{MPa}]$	$\Delta T_{\text{sub}} [^{\circ}\text{C}]$	$x_{\text{in}} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	$q \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$
0,40	1,62	[7,5; 8,5]	[-0,10; -0,08]	100, 150, 200, 300	[25,0; 60,0]
0,50	2,03	[7,0; 8,0]	[-0,11; -0,09]		[22,5; 55,0]
0,60	2,44	[5,0; 8,0]	[-0,13; -0,09]		[22,5; 40,0]
0,70	2,84	[5,0; 15,0]	[-0,31; -0,11]		[17,5; 60,5]
0,80	3,25	[5,0; 16,0]	[-0,42; -0,14]		[17,5; 60,0]
0,90	3,65	[5,0; 15,0]	[-0,60; -0,22]		[15,0; 45,0]
0,95	3,86	[5,5; 6,5]	[-1,31; -0,39]		[12,5; 20,0]
0,98	3,98	5,0	-0,71		[12,5; 30,0]

### 3.6 Datenverarbeitung

Um die aufgenommenen Daten im Anschluss an die Experimente verarbeiten zu können, ist zuerst einmal wichtig, welche Parameter von Bedeutung sind. Während der Untersuchungen der kritischen Wärmestromdichte ist die dazugehörige Wärmestromdichte von Interesse. Bei den Experimenten bezüglich des Post-Dryout-Wärmeübergangs ist die Wandtemperatur, die direkten Kontakt mit der Strömung hat, von Bedeutung, um den Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen.

#### 3.6.1 Post-Dryout-Experimente

Generell sind während der Post-Dryout-Untersuchungen die Wandtemperaturen an jeder Position  $n$  an der ein Thermoelement angebracht wurde, relevant. Die gemessene Wandtemperatur wird auf die Seite der Wand umgerechnet, die im direkten Kontakt mit der Strömung steht. Mit Hilfe dieser Temperatur  $T_{w,i,n}$ , der Wärmestromdichte  $q_n$  sowie der Kerntemperatur  $T_{b,n}$  der Strömung kann der Wärmeübergangskoeffizient  $h_n$  an jeder dieser Positionen berechnet werden, siehe Gleichung (3.1).

$$h_n = \frac{q_n}{(T_{w,i,n} - T_{b,n})} \quad (3.1)$$

Die Wandtemperaturen werden dabei aufgrund der unterschiedlichen Testgeometrien mithilfe verschiedener Randbedingungen berechnet. Zugrunde liegt dabei jeweils die eindimensionale stationäre Fourier-Wärmeleitungsgleichung, siehe Gleichung (3.2).

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{q_{vol}}{\lambda_w} = 0 \quad (3.2)$$

$r$  bezeichnet dabei den Radius und  $\lambda_w$  die Wärmeleitfähigkeit des Rohres.  $q_{vol}$  ist die volumetrische Wärmestromdichte und wird, wie in Gleichung (3.6) berechnet.

#### Wandtemperatur des einfachen beheizten Rohres

Bei dem einfach beheizten Rohr wurden die Wandtemperaturen an der Außenwand gemessen und müssen auf die Werte der Innenwand umgerechnet werden. Zur Lösung von Gleichung (3.2) werden zwei Randbedingungen benötigt. Zum einen wird angenommen, dass die Wärme, die verloren geht, nur von der Außenwand an die Umgebung abgegeben wird (3.3) und zum anderen ist die Wandtemperatur an der Außenseite des Rohres bekannt (3.4).

$$-\lambda_w \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_o} = q_{loss} \quad (3.3)$$

$$T(r = r_o) = T_{w,o} \quad (3.4)$$

Die endgültige Herleitung zur Bestimmung der Wandinnentemperatur eines idealen Rohrs mit konstanter Dicke ist in Gleichung (3.5) dargestellt.

$$T_{w,i} = T_{w,o} + \frac{q_{vol}}{16\lambda_w} (D_o^2 - D_i^2) + \frac{D_o}{2\lambda_w} \left( \frac{q_{vol}}{4} D_o - q_{loss} \right) \ln \left( \frac{D_i}{D_o} \right) \quad (3.5)$$

$$q_{vol} = \frac{4UI}{\pi L_h (D_o^2 - D_i^2)} \quad (3.6)$$

### Wandtemperatur des Vierkant-Ringspalt-Kanals

Im Falle des Vierkant-Ringspalt-Kanals wird die Wandtemperatur des Heizstabes in dessen Inneren gemessen, weshalb hier die Wandtemperatur der Außenseite von Interesse ist. Dafür wird der gleiche Ansatz mit der eindimensionalen, stationären Fourier-Gleichung gewählt. Anders als zuvor gibt es jedoch Änderungen bezüglich der Randbedingungen. Einerseits ist durch die Messungen die Wandtemperatur im Inneren bekannt, andererseits wird davon ausgegangen, dass die Wärmeverluste in Richtung des Heizstabinneren null sind, siehe (3.7) und (3.8).

$$-\lambda_w \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_i} = 0 \quad (3.7)$$

$$T(r = r_i) = T_{w,i} \quad (3.8)$$

Daraus ergibt sich die Gleichung (3.9) zur Berechnung der Wandtemperatur an der Außenseite des Heizstabes.

$$T_{w,o} = T_{w,i} + \frac{q_{vol}}{16\lambda_w} \left( (D_i^2 - D_o^2) + 2D_i \ln \left( \frac{D_o}{D_i} \right) \right) \quad (3.9)$$

### Wärmestromdichte

Die Wärmestromdichte  $q$  selbst wird über das Produkt aus der Spannung  $U$  und der Stromstärke  $I$  sowie mit der Verlustwärme  $Q_{loss,n}$  dividiert durch die beheizte Fläche berechnet. Im Fall des einfach beheizten Rohres ist  $D_H$  der Innendurchmesser  $D_i$  des Rohres und im Fall des Vierkant-Ringspalt-Kanals ist es der Außendurchmesser  $D_o$  des Heizstabs.

$$q_n = \frac{UI - Q_{loss,n}}{\pi L_h D_H} \quad (3.10)$$

### Kerntemperatur

Um die Kerntemperatur  $T_{b,n}$  an den von den Thermoelementen gemessenen Punkten zu bestimmen, muss auf die Energiebilanz zurückgegriffen werden, siehe Gleichung (3.11). Die Kernenthalpie  $H_{b,n}$  der Strömung an den jeweiligen Stellen lässt sich mithilfe der Eintrittsenthalpie  $H_{in}$ , der relativen Position der Thermoelemente  $z$ , der Wärmeleistung  $Q_n$ , der Wärmeverluste  $Q_{loss,n}$  sowie des Massenstroms  $\dot{m}$  berechnen.

$$H_{b,n} = H_{in} + z \frac{Q_n - Q_{loss,n}}{\dot{m}} \quad (3.11)$$

Die Eintrittsenthalpie kann über die NIST-Stoffdatenbank mit Hilfe der Eintrittstemperatur und dem mittleren Druck über der Teststrecke bestimmt werden  $H_{in} = f(P, T_{in})$ . Ist die Kernenthalpie berechnet worden, kann wieder auf die Daten in der NIST-Datenbank zurückgegriffen werden, indem die Kerntemperatur der Strömung über die Kombination der Kernenthalpie und des mittleren Drucks ermittelt werden kann  $T_{b,n} = f(P, H_{b,n})$ .

$z$  wird mittels der einzelnen Positionen der Thermoelemente  $L_n$  über die gesamte beheizte Länge  $L_h$  berechnet.

$$z = \frac{L_n}{L_h} \quad (3.12)$$

### Wärmeverluste des einfachen beheizten Rohres

Um die Wärmestromdichte zwischen der beheizten Wand und der Strömung zu berechnen, ist es notwendig, die Wärmeverluste der Teststrecke zu berücksichtigen. Im Fall des einfach beheizten Rohres wird dabei ein gewisser Anteil der Wärme von der Außenwand der beheizten Fläche an die Umgebung abgegeben. Diese Verlustwärmestromdichte kann mit Hilfe der Gleichung (3.13) berechnet werden.

$$q_{loss} = \frac{Q_{loss}}{\pi L_h D_o} \quad (3.13)$$

Die Wärmeverluste selbst wurden vor den eigentlichen Experimenten mit Hilfe von Wärmeverlusttests in der Teststrecke bestimmt. Dabei wurde ein Vakuum in der Teststrecke hergestellt, um den Einfluss des konvektiven Wärmeübergangs durch ein Fluid zu verhindern. Anschließend wurde mit Hilfe des Transformators eine kleine Menge an Wärmeleistung auf die Teststrecke aufgebracht. Nachdem die gemessenen Wandtemperaturen einen stationären Zustand erreicht hatten, lag ein Gleichgewicht zwischen der bereitgestellten Wärme sowie den Wärmeverlusten vor. Für eine aussagekräftige Verteilung der Wärmeverluste wurde dies bei fünf verschiedenen Wärmestromdichten, von Umgebungstemperatur bis zu einer Wandtemperatur von etwa 200 °C wiederholt. Mit Hilfe der ermittelten Werte konnte eine Korrelation durch diese Punkte gelegt werden, die den Wärmeverlust  $Q_{loss}$  in Watt über die Differenz zwischen der gemittelten Wandtemperatur  $T_{w,m}$  und der Umgebungstemperatur  $T_u$  widerspiegelt. Dieses Vorgehen wurde einmal für eine beheizte Länge von 3 m und einmal für 1 m durchgeführt. Die Wärmeverluste für die beiden Experimente mit dem einfach beheizten Rohr können durch die Gleichungen (3.14) berechnet werden. Dabei ergibt sich ein maximaler Wärmeverlust für die Teststrecke mit einer beheizten Länge von 3 m von etwa 95 W bei einer Temperaturdifferenz von 220 °C.

$$Q_{loss} = \begin{cases} 5,46 \cdot 10^{-4} (T_{w,m} - T_u)^2 + 0,314 (T_{w,m} - T_u) - 0,212 & ; \quad L_h = 3 \text{ m} \\ 1,87 \cdot 10^{-4} (T_{w,m} - T_u)^2 + 0,103 (T_{w,m} - T_u) - 0,017 & ; \quad L_h = 1 \text{ m} \end{cases} \quad (3.14)$$

### Wärmeverluste des Vierkant-Ringspalt-Kanals

Im Fall des Vierkant-Ringspalt-Kanals wurde bereits davon ausgegangen, dass keine Wärmeverluste in Richtung des inneren des Heizstabes stattfinden. Jedoch wird Wärme vom Außenkanal an die Umgebung abgegeben, was berücksichtigt werden muss. Um diese Verluste bestimmen zu können, wurden einphasige Experimente ohne zusätzliche Beheizung durch den Transformator durchgeführt. Dabei wurde eine möglichst geringe Massenstromdichte eingestellt und über die Vorwärmer eine konstante Eintrittstemperatur gewährleistet. Da ein gewisser Anteil der Wärme im Fluid über die Kanalwand an die Umgebung abgegeben wurde, ergab sich eine geringere Austrittstemperatur. Über diese Differenz konnte demnach mit Gleichung (3.15) die Wärmeverluste berechnet werden. Dies wurde unter hohem Druck bei fünf verschiedenen Eintrittstemperaturen von 28 °C bis 90 °C

wiederholt.

$$Q_{loss} = \frac{\dot{m}}{H_{in} - H_{out}} \quad (3.15)$$

Auch hier wurde eine Korrelation durch die erhaltenen Punkte gelegt, die somit den Wärmeverlust der Teststrecke in Abhängigkeit der Kerntemperatur  $T_b$  der Strömung und der Umgebungstemperatur  $T_u$  bestimmen konnte. Die hergeleitete Gleichung lautet wie folgt:

$$Q_{loss,n} = 0,01816 (T_{b,n} - T_u)^2 + 0,1691 (T_{b,n} - T_u) + 28,02 \quad (3.16)$$

Da, wie zuvor erwähnt, zur Bestimmung von  $T_{b,n}$  an den jeweiligen Positionen  $n$ , die Wärmeverluste benötigt werden, muss hier ein iteratives Vorgehen zur Bestimmung der Wärmeverluste im Kanal gewählt werden.

#### 3.6.2 CHF-Experimente

Während der Experimente zur Siedekrise ist die Wärmestromdichte  $q$  der entscheidende Parameter, siehe Gleichung (3.10). Hierfür sind bereits alle nötigen Parameter erläutert worden. Die axiale Wärmeleitung sowie der Einfluss der Temperatur auf den spezifischen elektrischen Widerstand können vernachlässigt werden, da während der Versuche nur geringe Temperaturunterschiede entlang der Strömung auftreten. Dies liegt daran, dass vor der Siedekrise Blasensieden stattfindet, wodurch sich die Wandtemperaturen stabil knapp oberhalb der Sättigungstemperatur halten. Zur Bestimmung der zur kritischen Wärmestromdichte gehörenden kritischen Dampfqualität kann wieder auf die Energiebilanz zurückgegriffen werden, siehe Gleichung (3.11). Im Fall der Siedekrise ist die relative Länge  $z = 0,995$ , da das Austrocknen der Flüssigkeit an der Rohrwand am Ende der beheizten Länge bzw. auf der obersten Thermoelementebene stattfindet. Mit Hilfe der kritischen Kernenthalpie  $H_c$  und dem Druck am Austritt der Teststrecke kann die kritische Dampfqualität  $x_c$  bestimmt werden.

$$x_c = \frac{H_c - H_l}{H_v - H_l} \quad (3.17)$$

$H_v$  und  $H_l$  geben die gesättigten Enthalpien beim Austrittsdruck wieder und werden über die NIST-Datenbank bestimmt.

### 3.7 Validierung der Messinstrumentierung

In diesem Abschnitt wird die Validierung der Messtechnik beschrieben. Um die Reproduzierbarkeit und Konsistenz der gemessenen Daten zu überprüfen, wurden zu diesem Zweck Wärmebilanz- und Wiederholungsversuche an den beiden Teststrecken durchgeführt. Darüber hinaus wurden die Ergebnisse der einphasig beheizten Experimente mit etablierten Korrelationen zur Vorhersage des Wärmeübergangs verglichen.

#### 3.7.1 Wärmebilanzversuche

Die Wärmebilanzversuche stellen einen wesentlichen Bestandteil der Analyse der verwendeten Messtechnik sowie der zugehörigen Geräte dar. Im Rahmen dieser Versuche wurden verschiedene



Drücke, Massenstromdichten und Eintrittstemperaturen eingestellt, während die Strömung mit Hilfe des Transformators erwärmt wurde, ohne dass diese zum Sieden gebracht wurde. Die dabei gewonnenen Messdaten dienten dazu, unter Anwendung des ersten Gesetzes der Thermodynamik in einem adiabatischen System die Enthalpieänderung  $\Delta H_{calc}$  zu berechnen, wie in Gleichung (3.18) dargestellt.

Zudem konnte die Enthalpieänderung  $\Delta H_{meas}$  anhand der jeweiligen Ein- und Austrittstemperaturen sowie der entsprechenden Drücke über die NIST-Datenbank ermittelt werden, siehe Gleichung (3.19). Die Differenz zwischen den beiden Enthalpieänderungen wurde anschließend mit Hilfe von Gleichung (3.20) berechnet. Eine größere Abweichung deutet auf eine höhere Wahrscheinlichkeit hin, dass der Messaufbau oder die verwendeten Messgeräte fehlerhaft sind.

$$\Delta H_{calc} = \frac{Q}{\dot{m}} \quad (3.18)$$

$$\Delta H_{meas} = h_{out}(T_{out}, P_{out}) - h_{in}(T_{in}, P_{in}) \quad (3.19)$$

$$\Delta H_{calc, meas} = \frac{\Delta H_{calc} - \Delta H_{meas}}{\Delta H_{calc}} \quad (3.20)$$

Um sicherzustellen, dass die aufgenommenen experimentellen Daten valide sind, wurden Wärmebilanzversuche sowohl vor als auch nach den Experimenten durchgeführt. Bei den Bilanzversuchen mit dem einfach beheizten Rohr wurden Drücke von 32 bar und 38 bar sowie Massenstromdichten im Bereich von 300 kg/m<sup>2</sup>s bis 1500 kg/m<sup>2</sup>s eingestellt. Auf diese Weise konnte derselbe Bereich überprüft werden, der auch während der Experimente durchfahren wurde. Die Bilanzversuche vor den Experimenten ergaben eine mittlere Abweichung von 3,52 % bei einer Standardabweichung von 1,53 %. Nach den Experimenten lag die mittlere Abweichung der Bilanzversuche mit dem einfach beheizten Rohr bei 2,52 % und die Standardabweichung betrug 1,66 %. Diese Ergebnisse bestätigen, dass während der Experimente keine Fehler in die Messtechnik eingeflossen sind und dass diese zuverlässig sowie präzise arbeitet.

Auch für die Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal wurden Wärmebilanzversuche durchgeführt. Dabei wurde ein breiter Druckbereich von 28,4 bar bis 39,8 bar sowie Massenstromdichten von 300 kg/m<sup>2</sup>s bis 1000 kg/m<sup>2</sup>s eingestellt, was die experimentelle Matrix für diese Teststrecke widerspiegelt. Die Ergebnisse zeigten eine gesamte mittlere Abweichung von 4,66 % zwischen der berechneten und der gemessenen Enthalpieänderung, bei einer Standardabweichung von 1,76 %. Die größere Abweichung lässt sich auf die deutlich längere Strecke zwischen der Eintrittsmesstechnik und dem Beginn der beheizten Länge sowie auf die Strecke zwischen dem Ende der beheizten Länge und der Austrittsmesstechnik zurückführen. Insgesamt bestätigen die Ergebnisse jedoch, dass die Messtechnik auch in diesem Fall zuverlässig und präzise arbeitet.

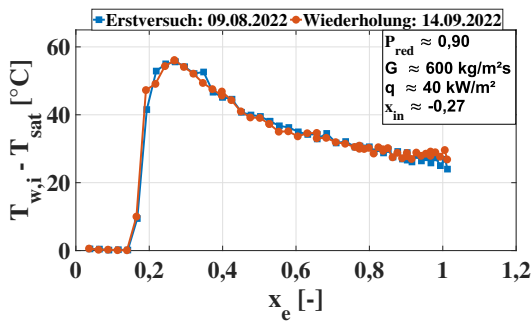
### 3.7.2 Wiederholungsversuche

Zur Sicherstellung der Qualität der experimentellen Untersuchungen wurde eine zufällige Auswahl an Post-Dryout- und CHF-Versuchen nach einer Dauer von etwa ein bis drei Monaten wiederholt. Dabei wurden die relevanten Messgrößen, wie Druck, Massenstromdichte und Eintrittstemperatur, sowie im Fall der PDO-Experimente die Wärmestromdichte, so präzise wie möglich auf die Werte

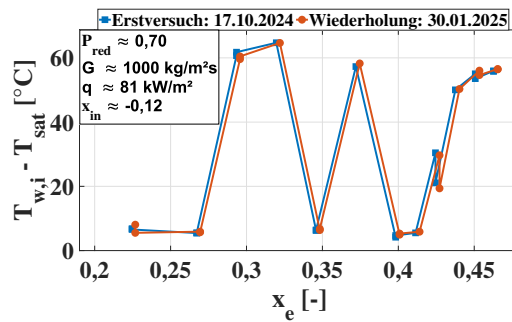
des Erstversuchs eingestellt. Anschließend erfolgte ein Vergleich der gemessenen Wandtemperaturen und der CHF-Daten mit denen des ursprünglichen Versuchs.

Zur quantitativen Bewertung der Übereinstimmung zwischen den Wiederholungs- und den Erstversuchen wurde die mittlere absolute Abweichung  $MAE$  über alle reproduzierten Datenpunkte berechnet. Für die Wiederholungsversuche im PDO-Bereich mit dem einfach beheizten Rohr ergab sich eine mittlere absolute Abweichung der Wandtemperaturen von 1,56 % bei einer minimalen und maximalen Abweichung von 0,41 % und 3,28 %. Ebenfalls wurden PDO-Wiederholungsversuche mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal durchgeführt, die eine mittlere Abweichung der Wandtemperaturen von 2,38 % ergaben sowie eine minimale Abweichung von 0,32 % und eine maximale von 6,29 %.

Die höhere Abweichung kommt dabei von der Temperaturmessung, die am Punkt der Siedekrise stattfindet. Da die Siedekrise recht instabil ist, kommt es hier zu starken Temperaturschwankungen während des Messprozesses. Da der Heizstab im Kanal deutlich weniger Thermoelemente besitzt, hat diese Schwankung eine größere Gewichtung. Abbildung 3.15a) und 3.15b) zeigen jeweils die Reproduzierbarkeit eines PDO-Versuchs mit den beiden Teststrecken, wobei die überhitzte Wandtemperatur  $T_{w,i} - T_{sat}$  über die Gleichgewichtsdampfqualität  $x_e$  aufgetragen ist.



(a) Reproduzierbarkeit eines PDO-Experiments mit dem einfach beheizten Rohr



(b) Reproduzierbarkeit eines PDO-Experiments mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal

**Abbildung 3.15:** Vergleich der Erstversuche mit den Wiederholungsversuchen im Post-Dryout-Bereich für das einfach beheizte Rohr und den Vierkant-Ringspalt-Kanal

Des Weiteren sind in Tabelle 3.10 die dazugehörigen Parameter und deren absoluten Differenzen  $|\Delta|$  dargestellt. Der Erstversuch wird dabei mit  $EV$  und der Wiederholungsversuch mit  $WV$  abgekürzt.

**Tabelle 3.10:** Versuchsparameter und deren Abweichungen für die in Abbildung 3.15 dargestellten, wiederholten Post-Dryout-Experimente

Parameter	EV: 3.15a)	WV: 3.15a)	$ \Delta $	EV: 3.15b)	WV: 3.15b)	$ \Delta $
$P_{red} [-]$	0,899	0,898	0,001	0,699	0,701	0,002
$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	606,6	596,4	10,2	997,2	1003,5	6,3
$q \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$	40,33	39,90	0,43	80,80	80,61	0,19
$x_{in} [-]$	-0,267	-0,269	0,002	-0,122	-0,121	0,001

Zudem wurden zufällig ausgewählte Siedekrise-Experimente mit den beheizten Rohren von 3 m und 1 m erneut durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der ermittelten CHF-Daten zu überprüfen. Die resultierende mittlere Abweichung der kritischen Wärmestromdichte lag hierfür bei 1,91 %, wobei die minimale Abweichung bei 0,04 % und die maximale Abweichung bei 6,36 % verzeichnet werden konnte.

In Tabelle 3.11 werden die Parameter sowie deren absoluten Differenzen  $|\Delta|$  einiger wiederholter Siedekrise-Experimente angegeben. Die ausgewählten Experimente zeigen die Differenzen über verschiedene Drücke, Massenstromdichten und Eintrittstemperaturen sowie über die beiden beheizten Längen von  $L_h = 3$  m und  $L_h = 1$  m.

Die hohe Reproduzierbarkeit der Wandtemperaturen im PDO-Bereich und der kritischen Wärmestromdichte schließt Änderungen oder Fehlverhalten über die Zeit in der Messtechnik sowie an der Anlagentechnik aus.

**Tabelle 3.11:** Versuchsparameter und deren Abweichungen für wiederholte CHF-Experimente

	$P_{red}$ [-]	$G$ [ $\frac{kg}{m^2s}$ ]	$T_{in}$ [°C]	$q_c$ [ $\frac{kW}{m^2}$ ]	$x_c$ [-]
$L_h = 3$ m	0,699	1502,04	28,57	121,84	0,078
	0,702	1496,92	29,01	121,89	0,080
$ \Delta $	0,003	5,12	0,44	0,05	0,002
$L_h = 3$ m	0,951	601,22	93,32	16,87	0,316
	0,953	605,08	93,29	17,41	0,307
$ \Delta $	0,002	3,86	0,03	0,54	0,009
$L_h = 1$ m	0,905	299,26	59,87	64,58	0,250
	0,905	297,58	60,19	63,67	0,245
$ \Delta $	0,000	1,68	0,32	0,91	0,005
$L_h = 1$ m	0,986	1004,14	47,16	137,95	-1,86
	0,985	1001,27	46,71	137,19	-1,96
$ \Delta $	0,001	2,87	0,45	0,76	0,01

### 3.7.3 Vergleich einphasiger Ergebnisse mit Korrelationen

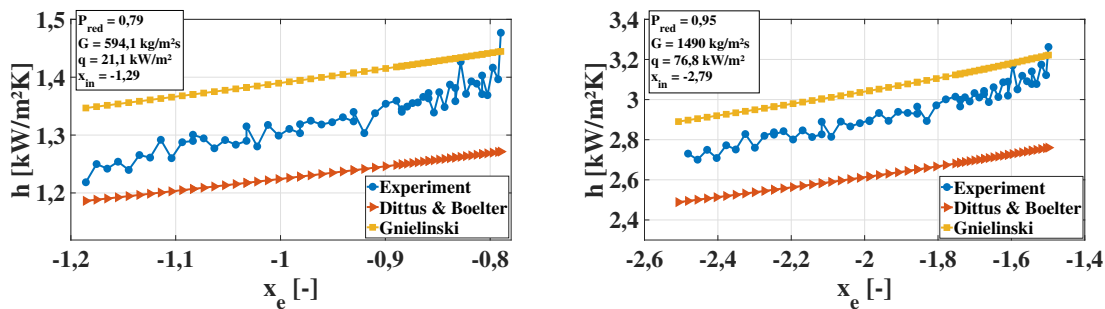
Für den Vergleich der einphasig beheizten Versuchsergebnisse wurden bewährte und anerkannte Korrelationen herangezogen. Diese beschreiben den Wärmeübergang in beheizten Rohren unter turbulenten Strömungsbedingungen [Dittus & Boelter, 1930, Gnielinski, 1975]. Die Korrelation von Dittus & Boelter (2.21) wurde bereits in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, die von Gnielinski lautet wie

folgt:

$$Nu = \frac{(\zeta/8) Re_b Pr_b}{1 + 12,7 (\zeta/8)^{1/2} (Pr_b^{2/3} - 1)} \left[ 1 + \left( \frac{D_H}{L_h} \right)^{2/3} \right] \quad (3.21)$$

$$\zeta = (1,8 \log(Re_b) - 1,5)^{-2} \quad (3.22)$$

Die Fluideigenschaften wurden jeweils bei Kerntemperatur  $T_b$  bestimmt. In Abbildung 3.16a) und 3.16b) werden nun zwei Wärmeübergangsprofile einer einphasig beheizten Strömung über der Gleichgewichtsdampfqualität dargestellt. Zusätzlich sind die Vorhersagen der beiden Korrelationen gezeigt. Das Ergebnis zeigt, dass die Korrelationen den Wärmeübergangskoeffizienten gut vorhersagen können. Weiterhin wurde eine statistische Auswertung bezogen auf alle einphasig



(a) Wärmeübergangskoeffizient bei einem Druck von  $P = 32$  bar und niedrigerer Massen-, sowie Wärmestromdichte

(b) Wärmeübergangskoeffizient bei einem Druck von  $P = 38,6$  bar und hoher Massen-, sowie Wärmestromdichte

**Abbildung 3.16:** Vergleich der experimentell erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten mit den Vorhersagen durch die Korrelationen von Dittus & Boelter und Gnielinski

beheizten Datenpunkte und der Vorhersagen durch die Korrelationen durchgeführt. Das Ergebnis zeigt, dass die Korrelation von Gnielinski den Wärmeübergangskoeffizienten generell überschätzt und die von Dittus & Boelter ihn unterschätzt. Tabelle 3.12 zeigt nun den statistischen mittleren Fehler  $ME$ , sowie den absoluten mittleren Fehler  $MAE$ , die Standardabweichung  $\sigma$  sowie den  $RMS$  für beide Korrelationen, siehe Gleichungen (2.34) bis (2.37). Aufgrund des Einflusses der

**Tabelle 3.12:** Statistische Auswertung des Vergleichs der experimentell erhaltenen Wärmeübergangskoeffizienten mit den Korrelationen von Dittus & Boelter sowie Gnielinski

Korrelation	ME [%]	MAE [%]	$\sigma$ [%]	RMS [%]
Gnielinski	4,58	4,75	3,46	9,62
Dittus & Boelter	-8,95	8,97	3,53	5,74

Abstandshalter im Vierkant-Ringspalt-Kanal ist diese Validierungsmethode für diese Teststrecke weniger geeignet, weshalb sie hier nicht angewendet wurde. Die Abstandshalter führen zu einer signifikanten Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten, was von den vorhandenen Korrelationen nicht berücksichtigt werden kann.

Die Ergebnisse sowie die minimalen Abweichungen im Vergleich zu den in der Fachliteratur

anerkannten Korrelationen und den experimentellen Daten belegen, dass sowohl die erhobenen Daten als auch deren Verarbeitung korrekt durchgeführt wurden.

### 3.8 Unsicherheitsanalyse

Jede Messung ist mit einem gewissen Fehler behaftet, sei es durch die Messinstrumente, Umwelteinflüsse oder durch Herstellungsprozesse. Daher ist die Angabe der Messunsicherheiten unerlässlich. Sie ermöglicht es, eine realistische Einschätzung der Genauigkeit und Präzision der Ergebnisse zu geben und stellt sicher, dass die gewonnenen Daten mit anderen Ergebnissen verglichen und korrekt interpretiert werden können. Nur durch die Berücksichtigung der Messunsicherheiten kann die Verlässlichkeit und Qualität experimenteller Ergebnisse gewährleistet werden.

Generell zeigt Tabelle 3.13 die Unsicherheiten bzw. Standardabweichungen der jeweils in dessen Bereich gemessenen Parameter und die durch den Herstellungsprozess der Teststrecken entstandenen Toleranzen. Sie sind durch die Spezifikationen der jeweiligen Hersteller angegeben. Um

**Tabelle 3.13:** Herstellerangaben zu den Messunsicherheiten der jeweiligen Messparameter

Messparameter	einfach beheiztes Rohr	Vierkant-Ringspalt-Kanal
Außendurchmesser Rohr	0,05 mm	0,08 mm
Innendurchmesser Rohr	-	0,03 mm
Außenseitenlänge Kanal	-	0,2 mm
Innenseitenlänge Kanal	-	0,1 mm
Wandstärke	10 %	-
Beheizte Länge	0,5 mm	0,5 mm
Position Thermoelement	0,5 mm	1,5 mm
Ein- & Austrittstemperatur	max(0,75 %, 1 °C)	max(0,4 %, 0,5 °C)
Wandtemperaturen	max(0,4 %, 0,5 °C)	max(0,4 %, 1,5 °C)
Ein- & Austrittsdruck	0,25 %	0,06 bar
Massenstrom	0,1 - 0,7 %	0,1 - 0,7 %
Spannungsmessung Datenlogger	0,03 %	0,03 %
Strommessung Datenlogger	1,5 %	1,5 %
Temperaturmessung Datenlogger	0,5 °C	0,5 °C

nun die Unsicherheiten der zu berechnenden Parameter unter Berücksichtigung der gegebenen Werte aus Tabelle 3.13 bestimmen zu können, muss eine Fehlerfortpflanzungsanalyse durchgeführt werden. Dieser Prozess ermöglicht es, die Auswirkungen der Standardabweichungen auf die resultierenden Werte systematisch zu ermitteln. Dabei werden die Standardabweichungen der

Ausgangsgrößen mithilfe geeigneter mathematischer Methoden in die Standardabweichungen der zu berechneten Parameter überführt. Die Fehlerfortpflanzung liefert somit wertvolle Informationen darüber, wie genau oder zuverlässig die berechneten Größen sind, siehe Vorgehensweise von Moffat [1985] und Tillner-Roth & Baehr [1994]. Im Falle der Post-Dryout-Experimente kann somit die Unsicherheit des Wärmeübergangskoeffizienten, der Nusselt-Zahl sowie aller damit verbundenen Parameter bestimmt werden. Für die Siedekrise-Experimente wird hingegen die Unsicherheit der Wärmestromdichte, der kritischen Dampfqualität sowie ebenfalls der damit verbundenen Parameter berechnet. Zur Fehlerfortpflanzung wird eine Taylor-Reihenentwicklung erster Ordnung herangezogen. Dabei wird angenommen, dass die Eingangsparameter einer gauß'schen Verteilung folgen und voneinander unabhängig sind. Zunächst werden die partiellen Ableitungen der Zielgröße  $f$  bezogen auf die Eingangsgrößen  $y_j$  gebildet. Auf diese Weise lässt sich die Sensitivität  $(\partial f / \partial y_j)$  der Zielgröße gegenüber Änderungen der Eingangsgrößen bestimmen. Mithilfe der Standardabweichungen der Eingangsgrößen  $\sigma_{y_j}$  kann die Standardabweichung der Zielgröße  $\sigma_f$  unter Anwendung von Gleichung (3.23) berechnet werden.

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{j=0}^N \left( \frac{\partial f}{\partial y_j} \sigma_{y_j} \right)^2} \quad (3.23)$$

Ein Beispiel hierfür ist in Gleichung (3.24) dargestellt, in der die Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\sigma_h$  berechnet wird. Dabei werden die inneren Wand- und Kerntemperaturen sowie die Wärmestromdichte verwendet.

$$\sigma_h = \sqrt{\left( \frac{\partial h}{\partial q} \sigma_q \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial T_{w,i}} \sigma_{T_{w,i}} \right)^2 + \left( \frac{\partial h}{\partial T_b} \sigma_{T_b} \right)^2} \quad (3.24)$$

Da nicht alle Standardabweichungen durch Gleichung (3.23) berechnet werden können, ist die Anwendung einer zusätzlichen Methode erforderlich. So werden beispielsweise die Enthalpien am Ein- und Austritt über den Druck und die Temperatur mithilfe der NIST-Datenbank ermittelt. Da sowohl die Druck- als auch die Temperaturmessung mit Unsicherheiten behaftet sind, führt dies ebenfalls zu einer Unsicherheit der Enthalpien. Zur Berechnung dieser Unsicherheit wurde eine minimale Perturbation von 0,001 % auf den Druck angewendet, und die Enthalpie wurde unter Verwendung der tatsächlich gemessenen Temperatur bestimmt. Dieser Vorgang wurde ebenfalls mit der gleichen Perturbation für die Temperatur in Kombination mit dem gemessenen Druck wiederholt. Auf diese Weise konnte die Steigung des Enthalpieverlaufs am interessierten Punkt ermittelt werden, wodurch sich die Standardabweichungen der Enthalpien bestimmen ließen.

### 3.8.1 Unsicherheitsanalyse der PDO-Versuche im einfach beheizten Rohr

Während der Experimente zur Untersuchung des Post-Dryout-Wärmeübergangs mit dem einfach beheizten Rohr wurden die Standardabweichungen für die hierfür relevanten Parameter bestimmt. In Tabelle 3.14 werden nun die gemittelten relativen Standardabweichungen  $ME$  über alle PDO-Datenpunkte sowie deren *Minima* und *Maxima* dargestellt. Um die relative Standardabweichung der jeweiligen Parameter zu bestimmen, wurde die berechnete Standardabweichung der Zielparame-ter durch den jeweiligen gemessenen Wert dividiert. Dies wurde für jeden einzelnen Messpunkt und

Parameter durchgeführt. Die hohe relative Standardabweichung der Massenstromdichte ist nicht

**Tabelle 3.14:** Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für den Post-Dryout-Wärmeübergang im einfach beheizten Rohr

Parameter	ME [%]	Minima [%]	Maxima [%]
Mittlerer Druck, $P_m$	0,353	0,310	0,438
Eintrittsenthalpie, $H_{in}$	0,642	0,553	0,724
Austrittsenthalpie, $H_{out}$	0,650	0,254	2,260
Wärmestromdichte, $q$	3,410	3,402	3,426
Massenstromdichte, $G$	5,498	5,494	5,504
Wandinnentemperatur, $T_{w,i}$	0,466	0,412	0,657
Kerntemperatur, $T_b$	0,799	0,152	2,557
Wärmeübergangskoeffizient, $h$	4,680	3,485	11,40
Nussel-Zahl, $Nu$	6,993	4,469	44,75
Gleichgewichtsdampfqualität, $x_e$	0,058*	0,022*	0,214*

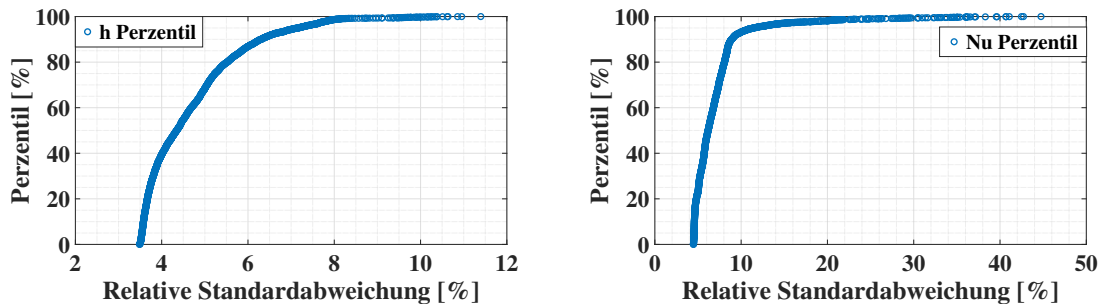
\* Ergebnisse zeigen die Werte für die Standardabweichung  $\sigma$

auf die Unsicherheit des Coriolis-Massenstrommessgeräts oder des Datenloggers zurückzuführen, sondern vielmehr auf die relativ große Toleranz der Wandstärke in Kombination mit der Toleranz des Außendurchmessers des Rohres. Die relative Standardabweichung des Innendurchmessers des Rohres beträgt 2,75 %, was  $\sigma_G = \pm 0,275$  mm entspricht.

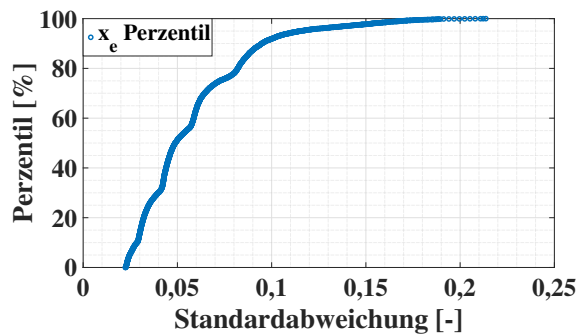
In den folgenden Abbildungen werden die relativen Standardabweichungen des Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  und der Nusselt-Zahl  $Nu$  grafisch dargestellt. Des Weiteren wird die Standardabweichung der lokalen Gleichgewichtsdampfqualität  $x_e$  abgebildet. Abbildung 3.17a) zeigt die relative Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten, dargestellt durch das Perzentil von dessen Werten. Das Diagramm stellt dabei die kumulative Verteilung der relativen Standardabweichungen dar. Wobei auf der x-Achse die relativen Standardabweichungen nach Größe sortiert aufgetragen sind, während die y-Achse den kumulierten prozentualen Anteil aller Werte angibt. Damit ist ersichtlich, dass knapp 90 % der Datenpunkte eine relative Standardabweichung von weniger als 6 % aufweisen, während fast 99 % der Daten unterhalb von 8 % liegen. Nur etwa 1 % der relativen Standardabweichungen des Wärmeübergangskoeffizienten liegen im Bereich zwischen 8 % und 11,4 %. Eine genauere Analyse hat gezeigt, dass die höheren relativen Standardabweichungen insbesondere auf die ebenfalls höheren relativen Standardabweichungen der Kerntemperatur zurückzuführen sind.

Weiterhin zeigt Abbildung 3.17b) die relativen Standardabweichungen der Nusselt-Zahl im PDO-Bereich. Es ist deutlich erkennbar, dass knapp 95 % der Datenpunkte eine relative Standardabweichung von weniger als 10 % aufweisen, während jedoch auch deutlich höhere relative Standardabweichungen auftreten. Diese höheren Abweichungen lassen sich auf den Einfluss des Drucks zurückführen. In Gleichung (2.4) wird gezeigt, dass die Nusselt-Zahl von der thermischen Wärme-

leitfähigkeit abhängig ist, die in Abbildung 2.8c) in Abhängigkeit vom reduzierten Druck dargestellt ist. Wie bereits erläutert, verläuft die Wärmeleitfähigkeit bei Drücken nahe des kritischen Drucks stark exponentiell. Dies führt zu erheblichen relativen Standardabweichungen in Bezug auf die thermische Wärmeleitfähigkeit, was wiederum Auswirkungen auf die relativen Standardabweichungen der Nusselt-Zahl hat. Zur Veranschaulichung kann Abbildung 3.18a) herangezogen werden, welche zeigt, dass die hohen relativen Standardabweichungen bei einem reduzierten Druck von 0,98 auftreten.



(a) Relative Standardabweichung des Wärmeübergangskoeffizienten im Post-Dryout-Bereich (b) Relative Standardabweichung der Nusselt-Zahlen im Post-Dryout-Bereich

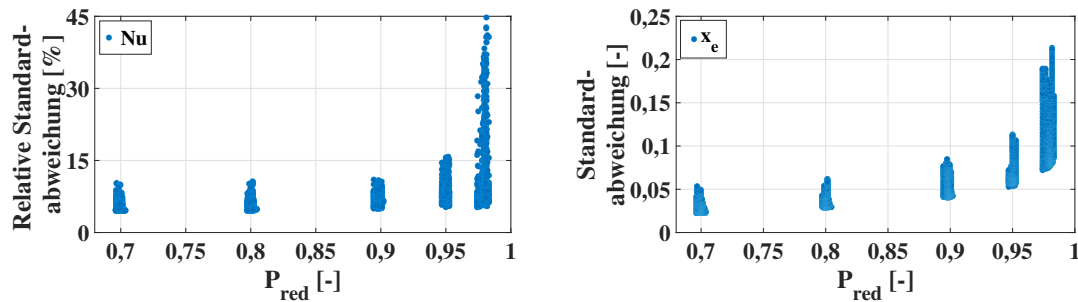


(c) Standardabweichung der Gleichgewichtsdampfqualitäten im Post-Dryout-Bereich

**Abbildung 3.17:** Verteilung der Unsicherheiten der drei wesentlichen Größen im PDO-Bereich, dargestellt durch den Perzentil der Parameter, für das einfach beheizte Rohr

Im Weiteren wird in Abbildung 3.17c) die Verteilung der Standardabweichungen der Gleichgewichtsdampfqualität veranschaulicht. Es lässt sich erkennen, dass diese Verteilung in mehreren wellenartigen Schritten ansteigt, wobei knapp 90 % der Abweichungen unterhalb eines Wertes von 0,1 liegen. Dieser Trend kann abermals durch den Einfluss des Drucks erklärt werden. Wie in Gleichung (2.18) beschrieben, ist die Gleichgewichtsdampfqualität von den gesättigten Dampf- und Flüssigkeitsenthalpien sowie der Kernenthalpie der Strömung abhängig. Da die Enthalpien direkt durch den Druck bestimmt werden und sich mit zunehmendem Druck signifikant verändern, weist die Gleichgewichtsdampfqualität eine hohe Sensitivität gegenüber Druckänderungen auf, wie auch in Abbildung 2.8a) gezeigt wird. Daher führt ein ansteigender Druck zu einer Erhöhung der Unsicherheit in der Gleichgewichtsdampfqualität, was durch die Darstellung in Abbildung 3.18b) bekräftigt wird. Hier werden die Standardabweichungen der Dampfqualität über den reduzierten Druck dargestellt. Es lässt sich erkennen, dass sich bei jeder Druckstufe die Standardabweichung erhöht.





(a) Relative Standardabweichung der Nusselt-Zahl  $Nu$  in Abhängigkeit des reduzierten Drucks (b) Standardabweichung der Dampfqualität  $x_e$  in Abhängigkeit des reduzierten Drucks

**Abbildung 3.18:** Unsicherheitsverteilung der Nusselt-Zahl und der Dampfqualität  $x_e$  im PDO-Bereich in Abhängigkeit des reduzierten Drucks mit dem einfach beheizten Rohr

### 3.8.2 Unsicherheitsanalyse der CHF Versuche im einfach beheizten Rohr

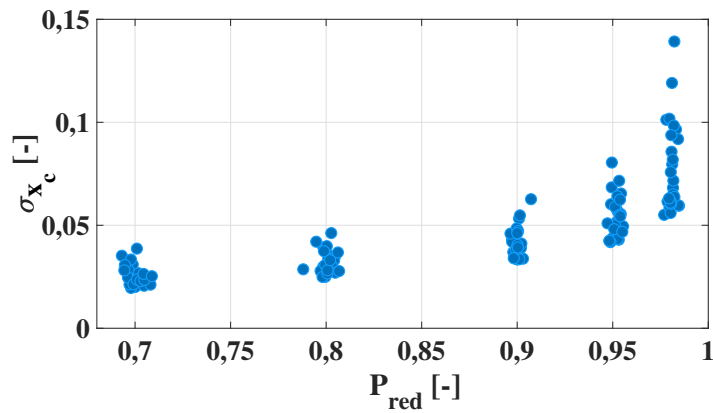
#### Unsicherheiten der CHF Versuche mit einer beheizten Länge von 3 m

Im Rahmen der Unsicherheitsanalyse der Siedekrise-Experimente stehen insbesondere die Massenstromdichte  $G$ , die Gleichgewichtsdampfqualitäten am Punkt der Siedekrise  $x_c$  sowie die Wärmestromdichte  $q_c$  im Fokus. In Tabelle 3.15 sind die relativen Standardabweichungen dieser Parameter zusammengefasst, wobei für  $x_c$  die Werte der Standardabweichungen angegeben sind. Wie aus der Tabelle ersichtlich ist, liegen die relativen Standardabweichungen der Massenstromdichte sowie der kritischen Wärmestromdichte im Mittel bei 5,496 % bzw. 3,403 %. Die *Minima* und *Maxima* zeigen, dass eine weitgehende Streuung der Standardabweichungen ausgeschlossen werden kann. Für die kritische Dampfqualität ergibt sich eine mittlere Standardabweichung von 0,047, bei einem Minimum von 0,02 und einem Maximum von 0,139. Abbildung 3.19 zeigt die Verteilung der Standardabweichungen für die kritische Dampfqualität im Bezug auf den reduzierten Druck. Dabei ist deutlich ersichtlich, dass die Abweichungen mit steigendem Druck ansteigen, was, wie bereits zuvor beschrieben, an dem Einfluss des Drucks auf die Enthalpien liegt. Mit steigendem Druck erhöht sich die Sensitivität der Enthalpien bezüglich des Drucks, weshalb bei einem maximalen Druck die höchste Standardabweichung abgelesen werden kann.

**Tabelle 3.15:** Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für die Siedekrise-Experimente im einfach beheizten Rohr ( $L_h = 3$  m)

Parameter	ME [%]	Minima [%]	Maxima [%]
Massenstromdichte, $G$	5,496	5,494	5,504
Kritische Wärmestromdichte, $q_c$	3,403	3,340	3,483
Kritische Dampfqualität, $x_c$	0,047*	0,020*	0,139*

\* Ergebnisse zeigen die Werte für die Standardabweichung  $\sigma$



**Abbildung 3.19:** Standardabweichungen der kritischen Dampfqualität  $\sigma_{x_c}$  in Abhängigkeit des reduzierten Drucks für die CHF-Experimente ( $L_h = 3$  m)

#### Unsicherheiten der CHF Versuche mit einer beheizten Länge von 1 m

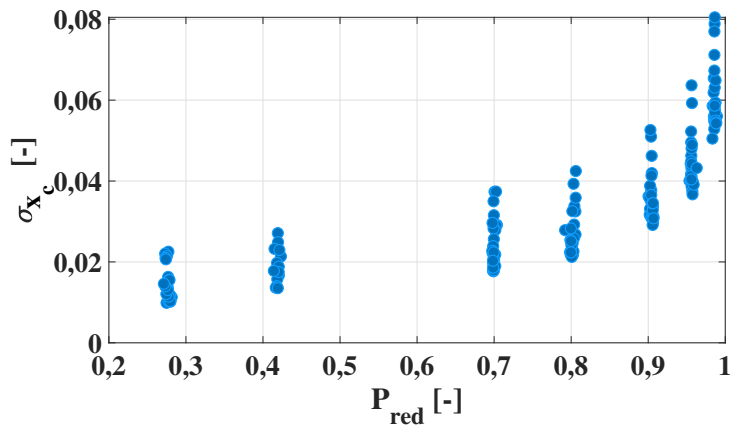
Im Rahmen der Siedekrise-Experimente mit einer reduzierten beheizten Länge von 1 m wurden ebenfalls die Standardabweichungen der Massenstromdichte, der Dampfqualität am Punkt der Siedekrise sowie der Wärmestromdichte ermittelt. Tabelle 3.16 zeigt dabei die mittlere relative Abweichung  $ME$  sowie die Minimal- und Maximalwerte der jeweiligen relativen Standardabweichungen für die Massenstromdichte sowie die kritische Wärmestromdichte. Für die kritische Dampfqualität werden hingegen wieder die Werte der Standardabweichung dargestellt. Analog zu den Experimenten zur Siedekrise mit einer beheizten Länge von 3 m zeigt sich, dass sich die relativen Standardabweichungen der Massenstromdichte sowie der kritischen Wärmestromdichte in der Nähe ihrer jeweiligen Mittelwerte von 5,50 % bzw. 3,49 % bewegen.

**Tabelle 3.16:** Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für die Siedekrise-Experimente im einfach beheizten Rohr ( $L_h = 1$  m)

Parameter	ME [%]	Minima [%]	Maxima [%]
Massenstromdichte, $G$	5,496	5,494	5,504
Kritische Wärmestromdichte, $q_c$	3,488	3,404	3,667
Kritische Dampfqualität, $x_c$	0,034*	0,010*	0,080*

\* Ergebnisse zeigen die Werte für die Standardabweichung  $\sigma$

Weiterhin ist das gleiche Verhalten der Standardabweichungen für die kritische Dampfqualität zu beobachten. Auch hier steigt die Standardabweichung  $\sigma_{x_c}$  mit zunehmendem Druck an und wird maximal, sobald der Druck den höchsten Wert erreicht, siehe Abbildung 3.20.



**Abbildung 3.20:** Standardabweichungen der kritischen Dampfqualität  $\sigma_{x_c}$  in Abhängigkeit des reduzierten Drucks für die CHF-Experimente ( $L_h = 1$  m)

### 3.8.3 Unsicherheitsanalyse der PDO-Versuche im Vierkant-Ringspalt-Kanal

Eine Unsicherheitsanalyse der PDO-Experimente im Vierkant-Ringspalt-Kanal ist ebenso von großer Bedeutung, um die Zuverlässigkeit und die Qualität dieser gewonnenen Daten präzise zu quantifizieren. In Tabelle 3.17 sind alle relevanten Parameter zusammen mit den entsprechenden relativen mittleren Standardabweichungen  $ME$  sowie den Minima- und Maximawerten aufgeführt. Diese Werte beziehen sich ausschließlich auf die Messpunkte im Post-Dryout-Bereich.

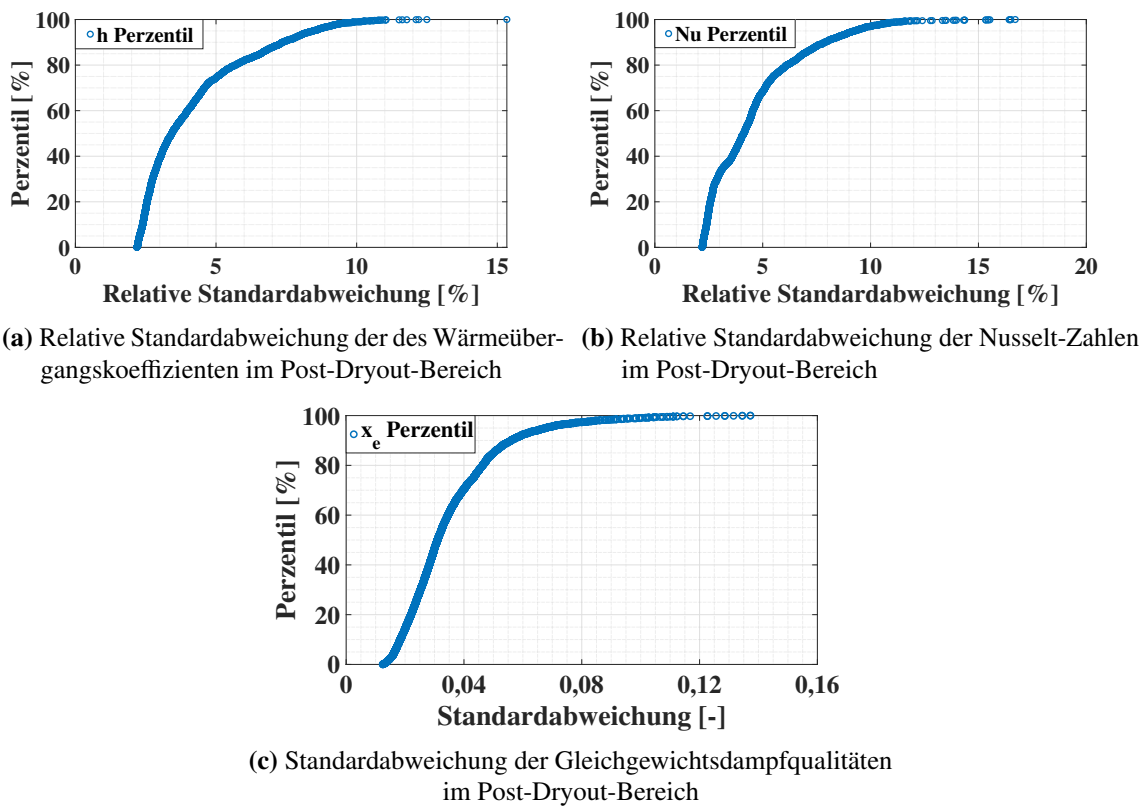
**Tabelle 3.17:** Berechnete relative Standardabweichungen der relevanten Parameter für den Post-Dryout-Wärmeübergang im Vierkant-Ringspalt-Kanal

Parameter	ME [%]	Minima [%]	Maxima [%]
Mittlerer Druck, $P_m$	0,142	0,106	0,264
Eintrittsenthalpie, $H_{in}$	0,323	0,278	0,400
Austrittsenthalpie, $H_{out}$	0,385	0,117	2,115
Wärmestromdichte, $q$	2,417	2,178	3,622
Massenstromdichte, $G$	2,644	2,617	2,712
Wandaußentemperatur, $T_{w,o}$	0,645	0,417	1,483
Kerntemperatur, $T_b$	0,868	0,052	4,487
Wärmeübergangskoeffizient, $h$	4,305	2,285	15,38
Nusselt-Zahl, $Nu$	4,702	2,288	16,75
Gleichgewichtsdampfqualität, $x_e$	0,035*	0,012*	0,137*

\* Ergebnisse zeigen die Werte für die Standardabweichung  $\sigma$

Im Vergleich zu den Experimenten mit dem einfach beheizten Rohr zeigt sich, dass die relativen Abweichungen des Drucks, der Eintritts- sowie Austrittsenthalpie etwa um die Hälfte kleiner sind. Dies hat mit den verbesserten Druck- und Temperaturmessgeräten zu tun, die eine geringere Messunsicherheit aufweisen, siehe Tabelle 3.13.

Ebenfalls zeigt sich, dass die relativen Standardabweichungen der Massen- sowie Wärmestromdichte im Vierkant-Ringspalt-Kanal geringer sind als im einfach beheizten Rohr. Sowohl das Maximum als auch das Minimum der Abweichungen liegen um den Mittelwert herum, was wieder eine breite Streuung ausschließt. Die geringeren relativen Standardabweichungen lassen sich durch die im Vergleich niedrigeren Fertigungstoleranzen der zweiten Teststrecke erklären.



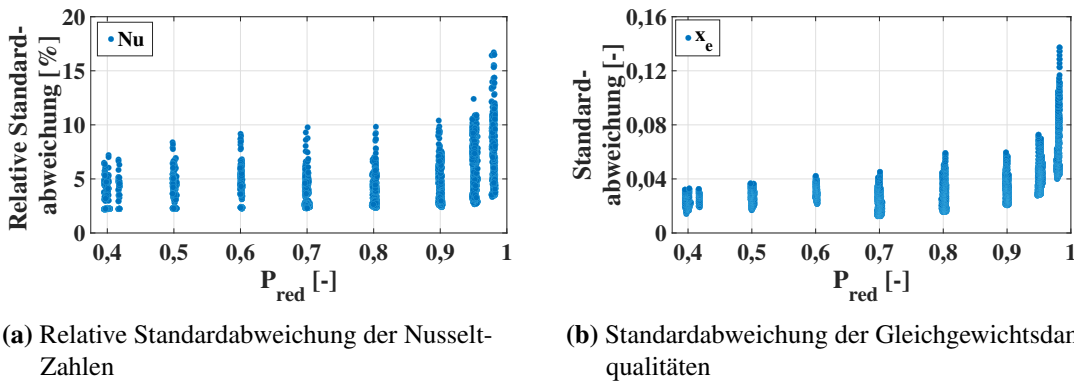
**Abbildung 3.21:** Verteilung der Unsicherheiten der drei wesentlichen Größen im PDO-Bereich, dargestellt durch den Perzentil der Parameter für den Vierkant-Ringspalt-Kanal

Darüber hinaus beträgt die relative mittlere Standardabweichung für den Wärmeübergangskoeffizienten 4,31 %, wobei das Minimum bei 2,28 % und das Maximum bei 15,38 % liegt. Die Verteilung dieser relativen Abweichungen ist in Abbildung 3.21a) dargestellt und zeigt, dass etwa 99 % der Messpunkte eine relative Standardabweichung von weniger als 10 % aufweisen. Nur wenige Messpunkte liegen knapp über 10 %, und ein einzelner Punkt überschreitet den Wert von 15 %. Eine genauere Analyse dieser wenigen Ausreißer zeigt, dass sie während Experimenten bei  $P_{red} = 0,98$  in Kombination mit niedrigen Wärme- und Massenstromdichten ( $q = 13,84 \text{ kW/m}^2$ ,  $G = 101,99 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ) auftreten. Diese Punkte tragen in signifikantem Maße zur Erhöhung der Unsicherheit bei und verdeutlichen die Notwendigkeit, die experimentellen Bedingungen in solchen Fällen genauer zu überwachen.

Die relative Standardabweichung der Nusselt-Zahl weist einen Mittelwert von 4,70 % auf, wobei

auch hier teilweise größere Abweichungen auftreten. Die in Abbildung 3.21b) dargestellte Verteilung der relativen Abweichungen zeigt, dass mehr als 95 % aller Messpunkte unterhalb von 10 % liegen. Die wenigen Ausreißer oberhalb dieses Werts können auf den Einfluss des Drucks zurückgeführt werden, was in Abbildung 3.22a) verdeutlicht wird. Insbesondere bei reduzierten Drücken oberhalb von 0,95 nimmt die Abweichung deutlich zu. Dieser Effekt steht im Zusammenhang mit der Druckabhängigkeit der thermischen Wärmeleitfähigkeit, wie bereits in Abschnitt 3.8.1 erläutert wurde.

Zusätzlich zeigt Tabelle 3.17 eine mittlere Standardabweichung von 0,035 für die Gleichgewichtsdampfqualität, wobei das Minimum bei 0,012 und das Maximum bei 0,137 liegt. Abbildung 3.22b) illustriert, dass auch hier die Standardabweichung der Dampfqualität mit steigendem Druck ansteigt. Dabei ist ein annähernd exponentieller Verlauf mit steigendem Druck zu erkennen, wobei bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,98$  ein deutlicher Anstieg der Standardabweichungen zu beobachten ist.



**Abbildung 3.22:** Unsicherheitsverteilung der Nusselt-Zahl und Dampfqualität in Abhängigkeit des reduzierten Drucks im Vierkant-Ringspalt-Kanal

### Lokaler spezifischer elektrischer Widerstand

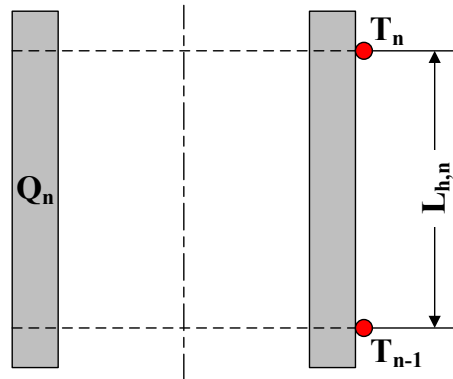
Weiterhin muss der lokale spezifische elektrische Widerstand betrachtet werden. Der elektrische Widerstand  $R$  eines Gegenstandes ist abhängig von dessen Querschnittsfläche und dem Material, aus dem er besteht. Erhöht sich nun die Temperatur des Materials, beginnen die Atome sich aufgrund der thermischen Schwingung zu bewegen. Durch die Bewegung kommt es zu Zusammenstößen, was die Bewegung der Elektronen im Material behindert. Dies wiederum erhöht den Widerstand des Materials.

Wird nun in diesem Fall ein beheiztes Rohr unter Post-Dryout-Bedingungen betrachtet, kommt es zu starken Temperaturunterschieden entlang des Rohres, was dazu führt, dass sich der elektrische Widerstand lokal unterscheidet, was wiederum zu unterschiedlichen Wärmestromdichten führt. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Temperatur auf den spezifischen elektrischen Widerstand  $\rho_R$  von Alloy 625 wurden in der Literatur durchgeführt [Kaschnitz et al., 2019]. Dabei konnten die Widerstandswerte mit einer Unsicherheit von  $\pm 1,7 \%$  ermittelt werden. Auch der elektrische Widerstand von AISI 304, aus dem der Heizstab im Vierkant-Ringspalt-Kanal besteht, wurde mit einer Unsicherheit von  $\pm 5 \%$  bestimmt [Ho & Chu, 1977]. Im Fall von Alloy 625 konnte somit eine Korrelation durch die Punkte des spezifischen elektrischen Widerstands in Abhängigkeit

der Temperatur gelegt werden. Die Temperaturspanne belief sich dabei auf 20 °C bis 250 °C. Auch eine Korrelation zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstands für AISI 304 über eine Temperatur zwischen 20 °C bis 227 °C wurde somit aufgestellt.

Dadurch ließ sich in beiden Fällen der spezifische Widerstand auf die Segmente des beheizten Rohres aufteilen. Als Grenzwerte wurden der Anfang und das Ende der beheizten Länge sowie die Positionen der Thermoelemente verwendet. Da davon ausgegangen wurde, dass ein ideales Rohr vorliegt, welches eine konstante Wandstärke aufweist, konnte angenommen werden, dass sich die Querschnittsfläche über die Länge nicht ändert. Die Unterteilung der jeweiligen Segmente ist daher beispielhaft in Abbildung 3.23 dargestellt. Für jedes Segment wurde der lokale Widerstand aus dem Mittelwert der zwei angrenzenden Thermoelemente unter der Verwendung der jeweiligen Korrelationen berechnet. Dabei wurde angenommen, dass die Abweichung zwischen dem berechneten spezifischen elektrischen Widerstand aus der Korrelation und dem tatsächlichen spezifischen Widerstand konstant bleibt.

Der lokale Widerstand  $R_n$  ergibt sich somit aus dem gesamten spezifischen Widerstand  $\rho_{R,ges}$  über die beheizte Länge, dem lokalen spezifischen Widerstand  $\rho_{R,n}$  sowie der gesamten beheizten Länge  $L_h$  und der Länge des jeweiligen Segments  $L_{h,n}$ . Damit ist es möglich, die Wärmeleistung  $Q_n$  eines jeden Segments über das Produkt der Spannung  $U$  und der Stromstärke  $I$  zu berechnen, siehe Gleichung (3.25).



**Abbildung 3.23:** Schematische Darstellung der Segmentierung zur Bestimmung der lokalen Wärmeleistung

$$Q_n = I^2 R_n = UI \frac{\rho_{R,n} L_{h,n}}{\rho_{R,ges} L_h} \quad (3.25)$$

Werden die Wärmeleistungen der einzelnen Segmente aufsummiert und mit der Wärmeleistung verglichen, die direkt aus dem Strom und dem Spannungsabfall über dem gesamten Rohr berechnet werden kann, ergibt sich eine gewisse Abweichung. Die mittlere Abweichung über alle Post-Dryout-Experimente mit dem einfach beheizten Rohr aufgrund der ungleichmäßigen Wärmeleistungsverteilung beträgt lediglich 0,23 %. Für die Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal beträgt diese Abweichung im Mittel 1,13 %. Die größeren Abweichungen bei den Kanalversuchen entstehen aufgrund des Effekts der Abstandshalter. Durch diese ergeben sich starke Temperaturschwankungen entlang des Heizstabs, siehe Abschnitt 4.3.

### Wärmeleitung entlang des Rohres

Neben dem lokalen spezifischen elektrischen Widerstand muss die Wärmeleitung entlang des Rohres untersucht werden. Aufgrund der Temperaturunterschiede entlang eines beheizten Rohres, vor allem unter Post-Dryout-Bedingungen, kommt es zu einer axialen Wärmeleitung in  $z$ -Richtung. Desto höher die Temperaturdifferenzen auf kurzen Distanzen sind, desto höher ist diese Wärmeleitung. Die dadurch geleitete Wärme kann mit Hilfe von Gleichung (3.26) berechnet werden.

$$Q = -\lambda_w A \frac{dT_w}{dz} \quad (3.26)$$

Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_w$  hängt ebenfalls von der Temperatur des Materials ab. Je höher die Temperatur, desto größer ist die Wärmeleitfähigkeit, was zu einer verstärkten Wärmeleitung führt. Auch hier kann wieder auf die Untersuchungen von Ho & Chu [1977] und Kaschnitz et al. [2019] zurückgegriffen werden. Die Wärmeleitfähigkeit von Alloy 625 wurde in einem Temperaturbereich von 20 °C bis 250 °C korreliert sowie die von AISI 304 von 20 °C bis 227 °C. Die Unsicherheiten lagen dafür jeweils bei  $\pm 5 \%$ .

Somit konnte die axiale Wärmeleitung der jeweiligen Segmente berechnet werden und mit der Wärmeleistung der Segmente verglichen werden. Für das einfach beheizte Rohr ergab sich in einem Rohrsegment ein maximaler Anteil der Wärmeleitung bezogen auf die Wärmeleistung von 0,69 %, was etwa 0,16 W entspricht. Bei den Experimenten im Vierkant-Ringspalt-Kanal lag der maximale Anteil bei 0,17 %, was einer Wärmeleitung von 0,26 W entspricht. Die geringeren prozentualen Werte während der Kanalexperimente kommen dadurch zustande, da zum einen die Distanz zwischen den Thermoelementen deutlich größer ist und zum anderen, weil die Querschnittsfläche kleiner ist. Generell zeigen die Ergebnisse, dass die axiale Wärmeleitung jedoch vernachlässigt werden kann.

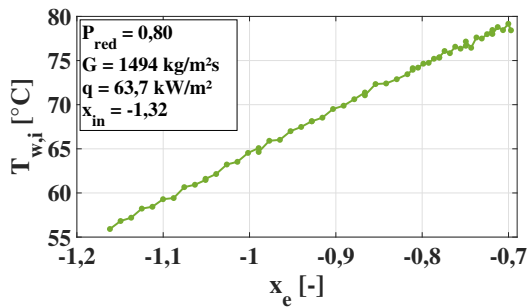
### Effekt der Exzentrizität eines Rohres

Wie bereits in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 erläutert, wurden die Thermoelemente alternierend bzw. parallel zueinander angebracht. Dadurch konnte der Einfluss der Exzentrizität der Rohre untersucht werden. Eine detaillierte Auseinandersetzung mit dem Einfluss der Exzentrizität wurde von Feuerstein in seiner Dissertation durchgeführt [Feuerstein, 2019].

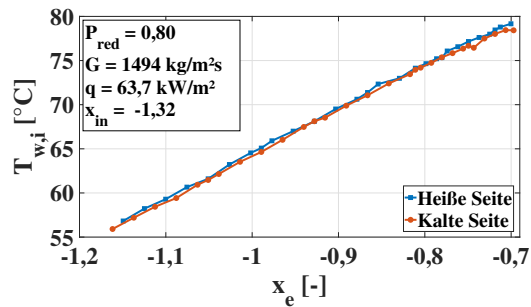
Durch die Exzentrizität und damit unterschiedlichen Wandstärken der gegenüberliegenden Seiten ergeben sich Differenzen der Wärmestromdichten und damit auch der Wandtemperaturen. Dies führt zu einem Verhalten, welches auch als ‚Zick-Zack‘-Profil bezeichnet wird. Die Exzentrizität selbst entsteht während des Herstellungsprozesses der Rohre. Durch das Walzen und Ziehen des Stahls kann es zu unregelmäßiger Dehnung kommen, was schließlich zu einer Asymmetrie und demnach einer unterschiedlichen Verteilung der Wandstärke führt.

Wie auch bei Feuerstein wurde das einfach beheizte Rohr um seine Achse rotiert, um Eintrittseffekte auf das ‚Zick-Zack‘-Verhalten ausschließen zu können. Auch wurden Thermoelemente versetzt und neue hinzugefügt, was ebenfalls den Effekt nicht verändert hat. Um Fehler bei der Verarbeitung der Signale auszuschließen, wurden ebenfalls die Eingabemodule des Datenloggers und teilweise die Datenlogger selbst ausgetauscht. Auch dies hat das Verhalten nicht verändert und blieb wie zuvor.

Abbildung 3.24a) zeigt nun ein ‚Zick-Zack‘-Profil der inneren Wandtemperatur des einfach beheizten Rohres in Abhängigkeit von der Gleichgewichtsdampfqualität, während Abbildung 3.24b) die jeweilige heiße und kalte Seite darstellt. Wie ersichtlich, zeigen die Thermoelemente auf derselben Wandseite jeweils eine übereinstimmende Temperaturtendenz. Demnach befinden sich alle Thermoelemente an der heißeren Wandseite auf einer Seite, ebenso wie jene an der kälteren Seite. Auch während der Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal zeigten sich deutliche Tendenzen in Bezug auf eine heiße und kalte Seite, siehe Abbildungen 3.25a) und 3.25b).

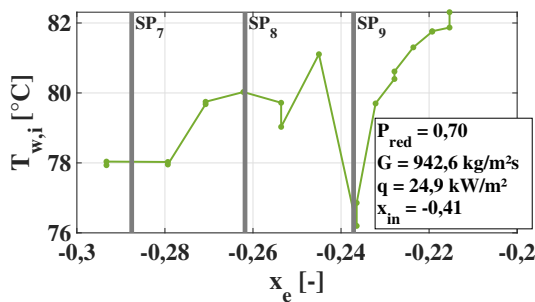


(a) ‚Zick-Zack‘-Temperaturprofil einer beheizten einphasigen Strömung

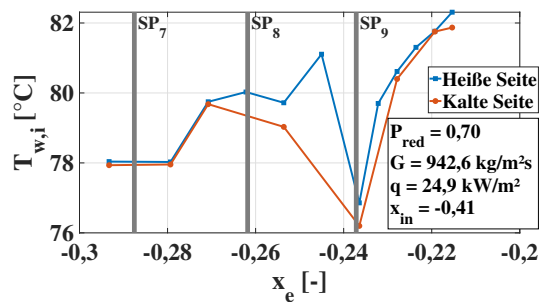


(b) Temperaturprofile der heißen und kalten Seite einer beheizten einphasigen Strömung

**Abbildung 3.24:** Effekt der Exzentrizität auf das Temperaturprofil des einfach beheizten Rohres



(a) ‚Zick-Zack‘-Temperaturprofil einer beheizten einphasigen Strömung im Ringspalt-Vierkant-Kanal



(b) Temperaturprofile der heißen und kalten Seite einer beheizten einphasigen Strömung im Vierkant-Ringspalt-Kanal

**Abbildung 3.25:** Effekt der Exzentrizität auf das Temperaturprofil des Heizstabes im Vierkant-Ringspalt-Kanal

Wie in den Abbildungen zu sehen ist und in Abschnitt über die Abstandshalter angesprochen, liegen drei Abstandshalter im relevanten Bereich der Temperaturmessungen. Bereits bei einer einphasig beheizten Strömung zeigen sich deutliche Einflusseffekte durch die Blockade und zusätzliche Turbulenz der Abstandshalter. Eine nähere Untersuchung diesbezüglich wurde in Abschnitt 4.3 durchgeführt.



## 4. Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse aus dieser Studie und deren Einflussparameter erläutert sowie diskutiert. Ebenfalls werden die Hintergründe der jeweiligen Verhaltensweisen der Siedekrise sowie des Post-Dryout-Wärmeübergangs beschrieben. Dabei wird auch auf Sonderfälle während der Siedekrise-Experimente unter sehr hohen und niedrigen Drücken eingegangen. Weiterhin werden die Untersuchungen zum Wärmeübergang im PDO-Bereich diskutiert, insbesondere der Einfluss des sehr hohen Drucks. Darüber hinaus wird auf das Tropfenverhalten im PDO-Bereich und auf den Effekt der Abstandshalter auf den PDO-Wärmeübergang eingegangen.

### 4.1 Kritische Wärmestromdichte

In diesem Unterkapitel werden die experimentellen Ergebnisse der Siedekrise beschrieben. Dabei wird der Einfluss der lokalen Dampfqualität, der Massenstromdichte sowie des Drucks auf die kritische Wärmestromdichte dargelegt. Weiterhin werden Sonderfälle diskutiert, die während der Versuche beobachtet werden konnten. Dabei handelt es sich um den sogenannten „Upstream-CHF“, der unter hohen Druckbedingungen aufgetreten ist sowie Temperaturabfälle vor der Siedekrise, die im niedrigeren Druckbereich beobachtet werden konnten.

#### 4.1.1 Einfluss der Eintrittsdampfqualität

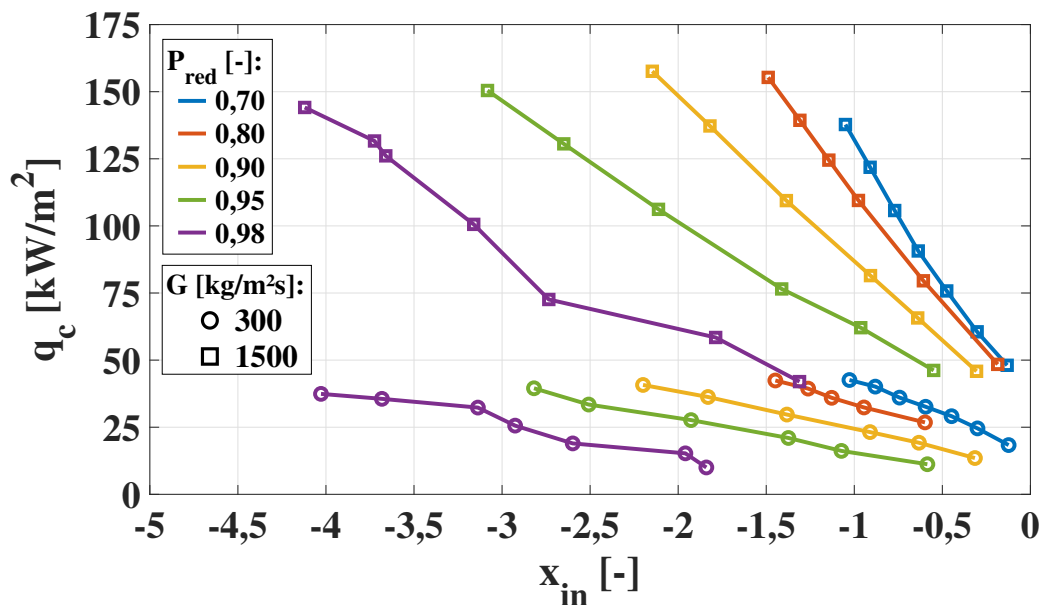
Um den Einfluss der Eintrittsdampfqualität  $x_{in}$  auf die kritische Wärmestromdichte  $q_c$  untersuchen zu können, wurden die Experimente unter verschiedenen Eintrittstemperaturen durchgeführt. Die gemessenen Eingangstemperaturen variierten von einer minimalen Unterkühlungstemperatur von  $\Delta T_{sub} = 5 \text{ °C}$  bis zu einer minimalen Temperatur von  $T_{in} = 5 \text{ °C}$ . Abbildung 4.1 veranschaulicht den Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf die kritische Wärmestromdichte bei verschiedenen reduzierten Drücken sowie zwei Massenstromdichten von 300 und 1500 kg/m<sup>2</sup>s, unter Verwendung einer beheizten Länge von 3 m. Es ist deutlich zu erkennen, dass die kritische Wärmestromdichte mit abnehmender Eintrittsdampfqualität ansteigt. Dieser Trend bleibt unabhängig vom Druck und der Massenstromdichte bestehen. Darüber hinaus lässt sich aus der Abbildung entnehmen, dass die Verläufe der kritischen Wärmestromdichte in Bezug auf die Eintrittsdampfqualität nahezu linear erscheinen. Abweichungen von diesem Verhalten werden in den Sonderfällen in Abschnitt 4.1.6 näher erläutert.

Des Weiteren kann durch das Diagramm festgestellt werden, dass die CHF bei konstanten Bedingungen mit steigender Massenstromdichte ansteigt. Dies kann damit begründet werden, dass

die Strömung bei höheren Massenstromdichten eine höhere Energie benötigt, um die kritische Dampfqualität zu erreichen. Darüber hinaus erhöht eine größere Massenstromdichte die Turbulenz der Strömung, was die Wärmeabfuhr begünstigt und den Punkt der Siedekrise zu höheren Wärmestromdichten hin verschiebt.

Auch der Einfluss des Drucks auf die CHF bezogen auf die Eintrittsdampfqualität wird durch Abbildung 4.1 aufgezeigt. Dabei zeigt sich, dass sich die CHF mit steigendem Druck bei sonst konstanten Bedingungen reduziert. Dabei ist zu erkennen, dass die Verringerung der CHF deutlich stärker ist, je näher der Druck dem kritischen Druck kommt. Eine detailliertere Betrachtung erfolgt hierfür in Abschnitt 4.1.5.

Generell stimmen die beobachteten Trends mit den in der Fachliteratur beschriebenen Verläufen überein, was die Gültigkeit und Konsistenz der Ergebnisse unterstreicht [Pioro et al., 2001, Chun et al., 2007, Y. Chen et al., 2016, Feuerstein, 2019].



**Abbildung 4.1:** Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf die kritische Wärmestromdichte bei unterschiedlichen Druckstufen sowie Massenstromdichten ( $L_h = 3$  m)

#### 4.1.2 Einfluss der beheizten Länge

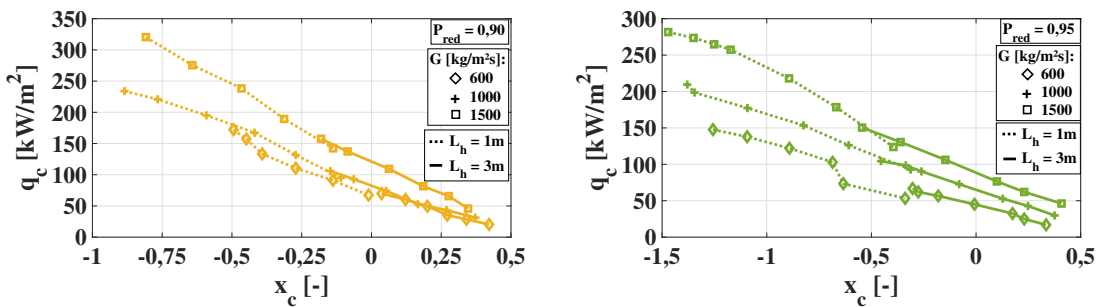
Nun wird der Einfluss der beheizten Länge auf die CHF untersucht, bei der nun anstatt der Eintrittsdampfqualität die kritische Dampfqualität  $x_c$  als Bezugsgröße verwendet wird. Diese beschreibt die Dampfqualität am Punkt der Siedekrise und kann in den meisten Fällen mit der Dampfqualität am Austritt der Teststrecke gleichgesetzt werden. Durch die Reduzierung der beheizten Länge und das Konstanthalten der Massenstromdichte  $G$ , des reduzierten Drucks  $P_{red}$  sowie der Eintrittsdampfqualität  $x_{in}$  ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der kritischen Wärmestromdichte  $q_c$  und der kritischen Dampfqualität (bzw. kritischen Enthalpie  $H_c$ ). Hierfür wird die Gleichung für die Energiebilanz (3.11) herangezogen und von einem ebenfalls konstanten  $Q_{loss}$  ausgegangen. Des Weiteren ist  $z$  konstant und  $L_{h,3m} = 3 \cdot L_{h,1m}$ . Somit ergibt sich folgende Rechnung, was diesen

linearen Zusammenhang widerspiegelt:

$$\begin{aligned}
 H_{c,1m} - \frac{q_{c,1m} L_{h,1m} \cdot 4}{GD_H} &= H_{c,3m} - \frac{q_{c,3m} \cdot 3 \cdot L_{h,1m} \cdot 4}{GD_H} \\
 \Rightarrow q_{c,1m} &= H_{c,1m} \underbrace{\frac{GD_H}{L_{h,1m} \cdot 4}}_{c_1} + \underbrace{3 \cdot q_{c,3m} - H_{c,3m} \frac{GD_H}{L_{h,1m} \cdot 4}}_{c_2} \\
 q_{c,1m} &= H_{c,1m} c_1 + c_2
 \end{aligned}$$

Wird nun beispielsweise die kritische Enthalpie ( $H_{c,1m} = H_{c,3m} = H_c$ ) und damit die kritische Dampfqualität sowie die kritische Wärmestromdichte ( $q_{c,1m} = q_{c,3m} = q_c$ ) konstant gehalten und die Eintrittsenthalpie als freie Variable gesehen, zeigt sich, dass sich diese bei einer Reduzierung der beheizten Länge erhöhen muss, siehe folgende Rechnung:

$$\begin{aligned}
 H_{in,1m} + \frac{q_c L_{h,1m} \cdot 4}{GD_H} &= H_{in,3m} - \frac{q_c \cdot 3 \cdot L_{h,1m} \cdot 4}{GD_H} \\
 \Rightarrow H_{in,1m} &= H_{in,3m} + 8 \cdot \underbrace{\frac{q_c L_{h,1m}}{GD_H}}_{\text{konst.}}
 \end{aligned}$$



(a) Einfluss der beheizten Länge bei  $P_{red} = 0,90$

(b) Einfluss der beheizten Länge bei  $P_{red} = 0,95$

**Abbildung 4.2:** Einfluss der beheizten Länge auf die kritische Wärmestromdichte und Dampfqualität bei unterschiedlichen reduzierten Drücken sowie Massenstromdichten

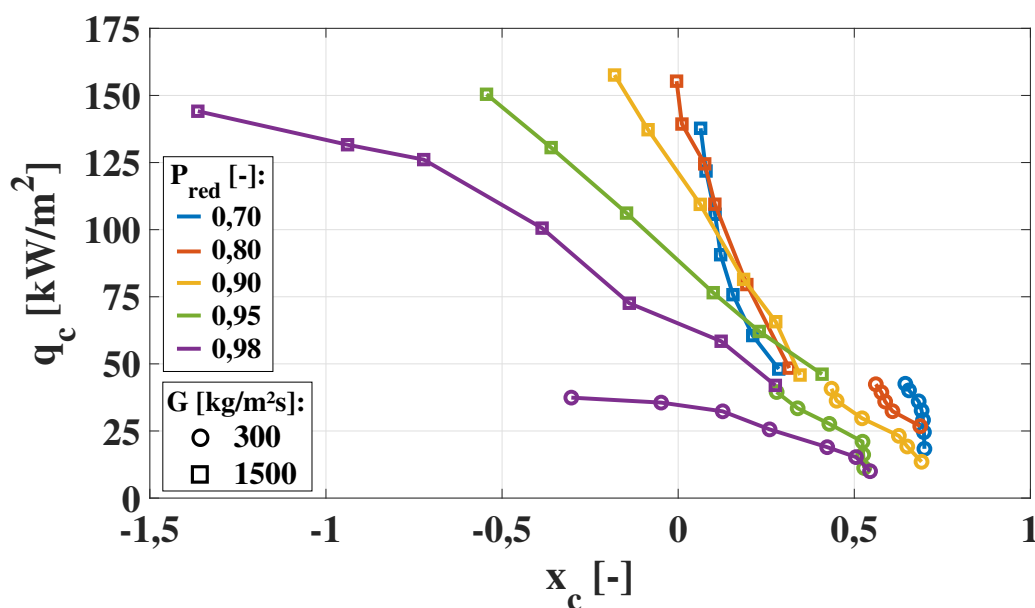
Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.2a) bei unterschiedlichen Massenstromdichten und einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,9$  sowie in Abbildung 4.2b) bei  $P_{red} = 0,95$  deutlich. In beiden Abbildungen überlagern sich die jeweiligen Kurvenverläufe nahezu nahtlos und zeigen eine konsistente Erweiterung der CHF-Kurven vom 3 m zum 1 m beheizten Rohr, was dieses Verhalten eindrücklich bestätigt. Durch diese Erkenntnis konnte gezeigt werden, dass unter sonst gleichen Bedingungen, bei einer Veränderung der beheizten Länge, der Versuchsbereich erweitert werden kann. Somit ist es ebenfalls legitim, Experimente mit unterschiedlichen beheizten Längen miteinander zu vergleichen und im weiteren Verlauf die Kurven zwischen  $q_c$  und  $x_c$  zu beschreiben.

### 4.1.3 Einfluss der kritischen Dampfqualität

In diesem Abschnitt wird nun im Allgemeinen die CHF über die kritische Dampfqualität dargestellt. Abbildung 4.3 zeigt nun einige der experimentellen Daten aus Abbildung 4.1. Die dargestellten Kur-

ven verdeutlichen, dass mit sinkender kritischer Dampfqualität, bei konstanter Massenstromdichte und konstantem Druck, die kritische Wärmestromdichte ansteigt. Auch hier bleibt dieses Verhalten unabhängig vom Druck oder der Massenstromdichte gleich. Der Grund für dieses Verhalten liegt darin, dass mit abnehmender Dampfqualität der Volumenanteil der Flüssigphase zunimmt, was bedeutet, dass eine höhere Wärmestromdichte erforderlich ist, um den Dryout zu erreichen. Dieser Effekt lässt mit zunehmendem Flüssigkeitsanteil und damit niedrigeren kritischen Dampfqualitäten nach, was auf den Übergang des Dryouts zum DNB Mechanismus zurückzuführen ist.

Es ist zudem auffällig, dass bei höheren bzw. positiven lokalen Dampfqualitäten die Kurven einen deutlich größeren Gradienten aufweisen. Dies bedeutet, dass bereits kleine Änderungen in der Dampfqualität zu erheblichen Verschiebungen der kritischen Wärmestromdichte führen. Dieser Effekt könnte auf die unterschiedlichen Phänomene der Siedekrise zurückzuführen sein. Unter Bedingungen des Dryouts bei hohen Dampfqualitäten zeigt sich, dass der Gradient der Kurven erheblich größer ist als unter DNB-Bedingungen [Verein Deutscher Ingenieure, 2013]. Der Grund dafür ist, dass höhere lokale Dampfqualitäten unter Dryout-Bedingungen zu einem dünneren Flüssigkeitsfilm an der beheizten Wand führen, was das Austrocknen beschleunigt.



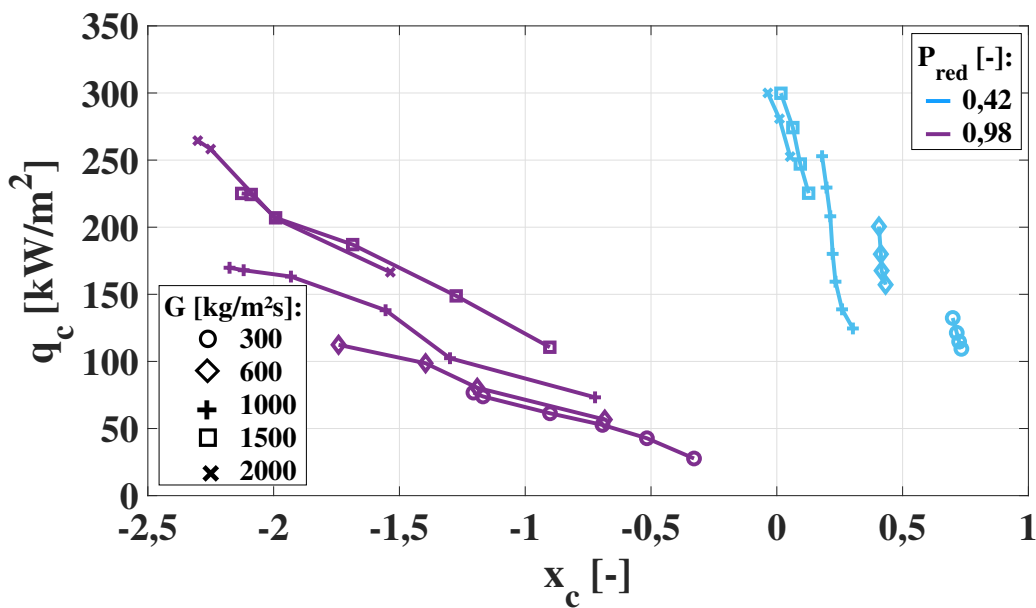
**Abbildung 4.3:** Einfluss der kritischen Dampfqualität auf die kritische Wärmestromdichte bei unterschiedlichen Druckstufen sowie Massenstromdichten ( $L_h = 3$  m)

#### 4.1.4 Einfluss der Massenstromdichte

Wird nun die kritische Wärmestromdichte bei lokaler kritischer Dampfqualität in Abhängigkeit von verschiedenen Massenstromdichten betrachtet, zeigt Abbildung 4.4, dass sich die kritische Wärmestromdichte mit steigender Massenstromdichte erhöht. Gründe hierfür liegen in der erhöhten Fluidgeschwindigkeit und demnach dem verbesserten konvektiven Wärmeübergang. Durch die erhöhte Geschwindigkeit steigt ebenfalls der Einfluss der Turbulenz, was die Wärmeabfuhr begünstigt. Weiterhin können dadurch mehr Dampfblasen während des Siedeprozesses von der beheizten Wand an die Strömung abgeführt werden [Groeneveld & Snoek, 1986]. Besonders deutlich wird

dieser Prozess, wenn die lokalen Dampfqualitäten negativ sind, da in diesem Bereich bevorzugt DNB auftritt. Hier ist es von großer Bedeutung, die Dampfblasen effizient abzuführen, da sich sonst schneller ein isolierender Dampffilm bildet, siehe auch Abschnitt 2.2.2.

Weiterhin zeigt die Abbildung bei hohen bzw. positiven kritischen Dampfqualitäten, dass der Einfluss der Massenstromdichte auf die kritische Wärmestromdichte sinkt, desto höher diese ist, was vor allem durch kreuzende und sehr nah beieinander liegende Kurven in diesem Bereich erkennbar ist. Dieses Verhalten ist auch bekannt als inverser Massenstromdichten-Effekt, oder auch im Englischen „inverse massflux effect“ [Tong & Tang, 1997]. Der Grund für den geringeren Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte in Regionen, in denen Dryout dominanter ist, liegt an der erhöhten Geschwindigkeit der Dampfströmung. Wie in Abschnitt 2.2.1 zu sehen, liegt vor dem Dryout eine Dampfströmung mit Flüssigkeitstropfen und einem Flüssigkeitsfilm an der beheizten Wand vor. Die höheren Geschwindigkeiten begünstigen nun die Mitnahme der Flüssigkeitstropfen aus dem Flüssigkeitsfilm. Dies wiederum reduziert die Dicke des Flüssigkeitsfilms, was dazu führt, dass dieser schneller austrocknet. Diese Erkenntnis wurde bereits von Mishima & Nishiyama [1985], von Piro et al. [2001], von Chun et al. [2007], von Liu et al. [2016] und von Mastrullo et al. [2017] beobachtet und beschrieben.

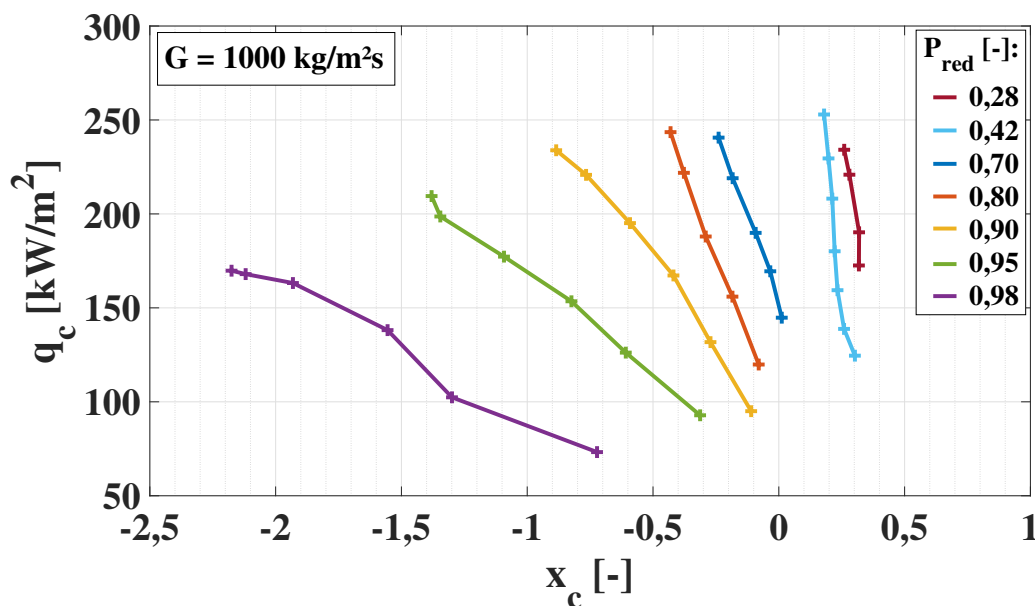


**Abbildung 4.4:** Einfluss der Massenstromdichte auf die kritische Wärmestromdichte bei zwei unterschiedlichen Druckstufen ( $L_h = 1$  m)

#### 4.1.5 Einfluss des Drucks

Wie bereits in vorherigen Abbildungen zu sehen ist, hat der Druck einen signifikanten Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte, welcher stark von den Fluideigenschaften abhängig ist. Dabei führt ein hoher Druck zu kleineren kritischen Wärmestromdichten. Dies liegt daran, dass die Verdampfungsenthalpie sowie die Oberflächenspannung mit steigendem Druck sinken und die Verdampfungsrate steigt. Gegensätzlich dazu sorgt eine steigende Dampfdichte dafür, dass der Dampfvolumenteil sinkt, was wiederum die kritische Wärmestromdichte erhöht. Zudem wird die

Differenz zwischen der gesättigten Dampf- sowie Flüssigkeitsdichte mit steigendem Druck kleiner, was die Auftriebskraft reduziert und somit zu einer Verschlechterung des Abtransports der Dampfblasen führt. Des Weiteren sorgt eine Erhöhung des Drucks zu einem Ansteigen der spezifischen Wärmekapazität sowie Wärmeleitfähigkeit, was dazu führt, dass die kritische Wärmestromdichte steigt. Somit ergibt sich ein Zusammenspiel mehrerer Faktoren, die je nach Strömungsqualität und Druck unterschiedlich starken Einfluss auf die CHF haben [Cheng & Müller, 2003]. Mudawar & Bowers [1999] sowie Celata & Mariani [1999] haben in ihren Berichten und Experimenten beschrieben, dass bereits früh festgestellt werden konnte, dass sich die kritische Wärmestromdichte im niedrigen Druckbereich mit steigendem Druck erhöht, jedoch teilweise auch ein sehr geringer Druckeinfluss zu verzeichnen ist. Nachdem jedoch ein Maximum bezogen auf den Druck erreicht wurde, sinkt diese durch den weiteren Druckanstieg. Ein ähnliches Verhalten konnte während der Experimente in dieser Studie festgestellt werden. Während bei niedrigen Drücken der Druck einen eher geringeren Einfluss auf die kritische Wärmestromdichte aufweist, sinkt diese im oberen Druckbereich mit steigendem Druck deutlich stärker. Dieser Abfall der CHF-Werte wird steiler, desto näher der Druck dem kritischen Wert kommt. Sobald der reduzierte Druck von eins erreicht ist, verschwindet das Verhalten der Siedekrise und die kritische Wärmestromdichte wird zu null [Chun et al., 2007]. Dieses Verhalten ist nun nochmal in Abbildung 4.5 zu beobachten. Mit steigendem Systemdruck sinken die Werte für die kritische Wärmestromdichte, was, wie bereits erwähnt, auf die drastisch veränderten Fluideigenschaften zurückzuführen ist. Desto näher der Druck am kritischen Druck liegt, desto stärker ist der Effekt.



**Abbildung 4.5:** Einfluss des Drucks auf die kritische Wärmestromdichte bei  $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und einer beheizten Länge von  $L_h = 1 \text{ m}$

#### 4.1.6 Sonderfall: „Upstream-CHF“

Ein spezieller Sonderfall, der während der Siedekrise-Experimente beobachtet wurde, ist das Auftreten eines Upstream-CHFs. Dabei setzt die Siedekrise nicht wie typischerweise am Ende der

beheizten Länge ein, sondern bereits in der Mitte oder sogar in der Nähe des Eintritts [Kitto, 2021]. Erstmals wurde Upstream-CHF im Jahr 1962 von Waters et al. entdeckt [1962], im Folgenden zitiert nach [Kitto, 2021]. Während der Versuche mit Wasser in einem 3,66 m langen gleichmäßig beheizten Rohr, mit einem Innendurchmesser von 11,2 mm, konnte ein solches Verhalten sowohl bei horizontal als auch bei vertikal durchströmten Rohren beobachtet werden. Die dabei eingestellten Versuchsbedingungen lagen bei einem Druck von 6,9 MPa und 10,34 MPa, bei sehr hohen Massenstromdichten von 6781 kg/m<sup>2</sup>s und bei lokalen Dampfqualitäten am Punkt der Siedekrise von 0,1 bis 0,3. Bei niedrigeren Massenstromdichten konnte kein Upstream-CHF beobachtet werden.

Groeneveld [1975a] hat dieses Phänomen genauer untersucht und hat CHF-Versuche mit R-12 über einen weiten Bereich von Massenstromdichten oberhalb von 4000 kg/m<sup>2</sup>s durchgeführt. Die lokalen Dampfqualitäten lagen dabei zwischen 0,08 und 0,45. Auch hier konnte die Siedekrise stromaufwärts in einem gleichmäßig beheizten Rohr festgestellt werden. Groeneveld beschreibt zudem, dass sich der Zusammenhang zwischen der kritischen Wärmestromdichte und der kritischen Dampfqualität dahingehend verändert, dass ein lokales Minimum in dieser entsprechenden Kurve entsteht. Dieser Trend konnte ebenfalls nach der Auswertung der Daten dieser Studie beobachtet werden, siehe Abbildung 4.8a). Da dieser Trend nicht von bestehenden CHF-Korrelationen berücksichtigt wird, ist eine zuverlässige Vorhersage des Upstream-CHFs nicht möglich. Zudem zeigt sich, dass sich die Siedekrise im Fall eines Upstream-CHFs stromabwärts und in Teilen auch stromaufwärts ausbreitet [Groeneveld, 2011].

Tabelle 4.1 listet nun weitere experimentelle Untersuchungen aus der Literatur auf, in denen Upstream-CHF unter Verwendung vertikal durchströmter Rohre nachgewiesen werden konnte. Sie beinhaltet Informationen zum Fluid, zum Druck, zur Massenstromdichte, zum hydraulischen Durchmesser sowie zur kritischen Dampfqualität während der Versuche. Wie aus der Tabelle ersichtlich, tritt dieses Phänomen überwiegend bei hohen Massenstromdichten auf. Zwar konnte Upstream-CHF auch bei niedrigen Massenstromdichten beobachtet werden, jedoch nur in begrenztem Umfang [Kitto, 2021].

In der vorliegenden Studie konnte Upstream-CHF überwiegend bei höheren Massenstromdichten in einem einfachen Rohr mit einer beheizten Länge von  $L_h = 1$  m beobachtet werden, jedoch auch während Untersuchungen bei Massenstromdichten von 300 kg/m<sup>2</sup>s. Bei einer erhöhten beheizten Länge von 3 m trat hingegen kein Upstream-CHF auf. Eine Übersicht der Versuchsparameter, bei denen dieser Effekt auftrat, ist in Tabelle 4.2 aufgelistet. Es wird deutlich, dass das Phänomen insbesondere bei Drücken nahe des kritischen Drucks beobachtet wurde.  $N_{exp}$  gibt dabei die Anzahl der Versuche an, bei denen Upstream-CHF detektiert worden ist. Eine genauere Betrachtung der Parameter zeigt, dass dieser Effekt bei sehr hohen Unterkühlungen sowie meist hohen Massenstromdichten auftaucht, siehe auch Untersuchungen von Groeneveld [1972]. Zwar entstand der Punkt der Siedekrise während der Upstream-CHF-Experimente stromaufwärts, jedoch nicht, wie in der Literatur beschrieben, im unteren Bereich oder in der Mitte der beheizten Länge, sondern in der oberen Hälfte des beheizten Rohres.

**Tabelle 4.1:** Experimentelle Untersuchungen von Upstream-CHF aus der Literatur

Autor	Fluid	$P_{red}$ [-]	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$D_H$ [mm]	$x_c$ [-]
Bertoletti et al. [2021]	Wasser	0,227	3900	15,0	0,13
Hassid et al. [1966]	Wasser	0,227	2200 - 3800	15,0	0,17 - 0,30
Merilo [1977]	R-12	0,266	3400 - 5410	12,6	0,10 - 0,25
Merilo & Ahmad [1979]	R-12	0,266	8100	5,3	0,12 - 0,20
Katto & Ashida [1982]	R-12	0,484 - 0,822	2700 - 7000	5,0	N/A
Yokoya et al. [1996]	R-115	0,447 - 0,959	3270 - 6540	5,0	0,0 - 0,2

\* N/A = Nicht verfügbare Daten

**Tabelle 4.2:** Versuchsparameter der Upstream-CHF-Experimente dieser Arbeit

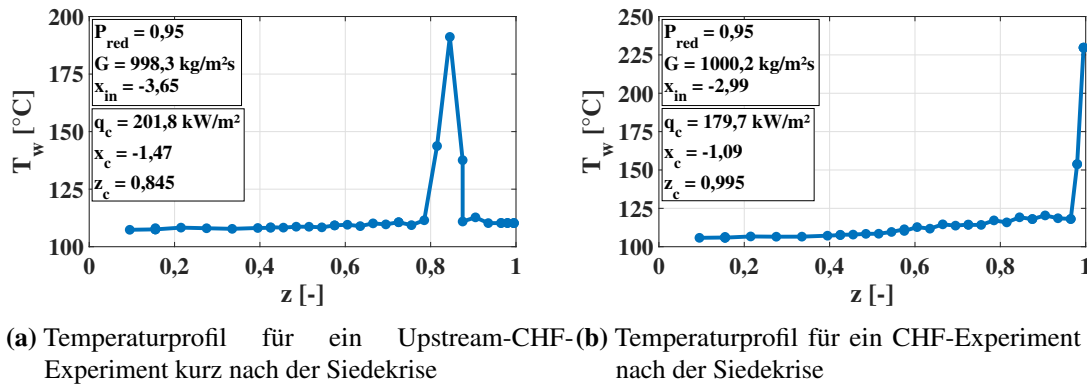
$P_{red}$ [-]	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$x_{in}$ [-]	$x_c$ [-]	$q_c \left[ \frac{kW}{m^2} \right]$	$N_{exp}$
0,95	1000 - 2000	[-3,88; -3,25]	[-1,97; -1,47]	210,56 - 313,05	6
0,98	300 - 2000	[-10,53; -4,08]	[-3,19; -1,31]	84,24 - 311,18	34

Ein Beispiel für einen Temperaturverlauf kurz nach dem Zeitpunkt der Siedekrise, bei dem das Upstream-CHF-Phänomen beobachtet werden konnte, ist in Abbildung 4.6a) dargestellt. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.6b) ein Experiment, bei dem die Siedekrise am Ende der beheizten Länge auftrat. Zur Absicherung, dass Fluktuationen der Versuchsparameter nicht für das Auftreten von Upstream-CHF verantwortlich waren, wird in Abbildung 4.7 der Druck, die Eintrittstemperatur sowie die Massenstromdichte über die Versuchszeit aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Strömungsparameter während des Experiments stabil blieben und keinen Oszillationen unterlagen, die den Upstream-CHF-Effekt hätten auslösen können. Dass Oszillationen der Strömungsparameter nicht zur Entstehung von Upstream-CHF beitragen, wurde ebenfalls durch Untersuchungen aus der Literatur bestätigt [Kitto, 2021].

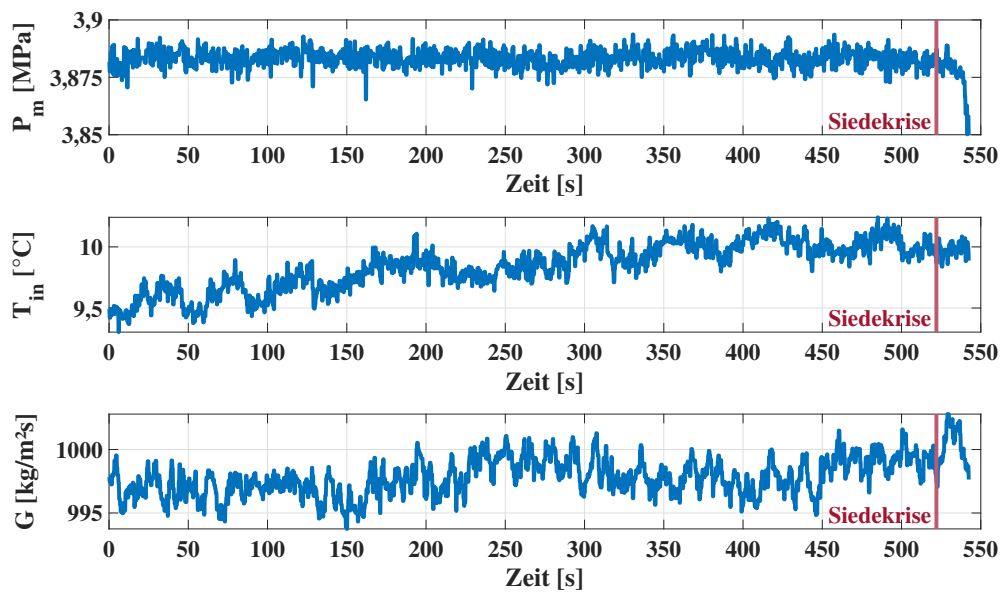
Häufig folgen dem Upstream-CHF auch plötzliche Temperatursprünge in der Nähe um diesen Punkt herum, bis die Siedekrise auch teilweise das Ende der beheizten Länge erreicht [Groeneveld, 1975a]. Dieses Phänomen wurde ebenfalls in der bestehenden Literatur beschrieben [Kitto, 2021] und teilweise als ‚verteilte Siedekrise‘ bezeichnet [Merilo & Ahmad, 1979].

Wie Groeneveld [1975a] zudem beschrieben hat, konnte bei Untersuchungen mit einem 19-Rohrbündel ebenfalls Upstream-CHF-Verhalten beobachtet werden. Dies zeigt, dass dieses Phänomen nicht auf eine gewisse Rohrgeometrie beschränkt ist.





**Abbildung 4.6:** Axiale Temperaturprofile für CHF-Experimente mit einer Siedekrise stromaufwärts ( $z_c = 0,845$ ) sowie am Ende ( $z_c = 0,995$ ) der beheizten Länge



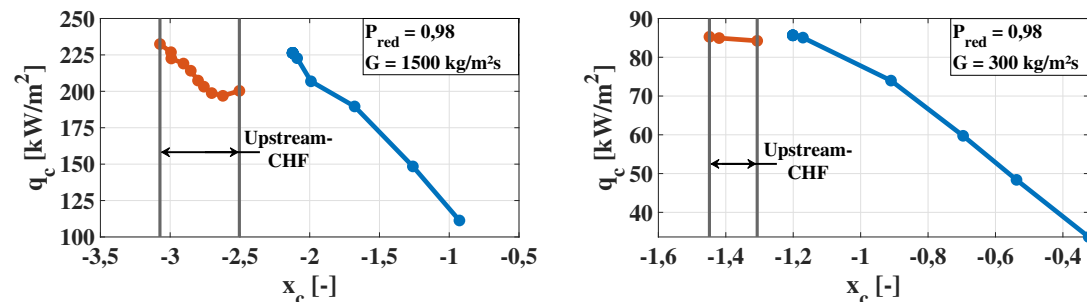
**Abbildung 4.7:** Druck, Eintrittstemperatur sowie Massenstromdichte über die gemessene Zeit für das in Abbildung 4.6a) dargestellte Upstream-CHF-Experiment

### Kritische Wärmestromdichte vs. kritische Dampfqualität

Wie bereits erwähnt und von Groeneveld [2011] sowie Kitto [Kitto, 2021] beschrieben, entsteht ein lokales Minimum im Trend zwischen der kritischen Wärmestromdichte und der kritischen Dampfqualität. Andere Forscher, wie beispielsweise Merilo [1977] haben eher ein Abflachen und somit einen horizontalen Trend in der Kurve feststellen können. In dieser Studie konnten beide Arten der Verläufe beobachtet werden. Abbildung 4.8a) zeigt beispielsweise einen Verlauf zwischen der kritischen Wärmestromdichte und der kritischen Dampfqualität mit einem lokalen Minimum, welches durch das Upstream-CHF-Verhalten entsteht. Insofern die Siedekrise stromaufwärts aufgetaucht ist, waren die kritischen Wärmestromdichten teilweise erheblich kleiner als erwartet. Mit steigender Eintrittsdampfqualität sinkt zwar zunächst die CHF, doch sobald die Siedekrise wieder am Ende der beheizten Länge auftritt, zeigt sich ein Sprung der CHF zu höheren Werten. Anschließend fällt die CHF wieder mit einem negativen Gradienten bei weiter steigender lokaler

Dampfqualität ab.

Als weiteres Beispiel dient Abbildung 4.8b), in der zu sehen ist, dass die Siedekrise nahezu konstant über steigende lokale Dampfqualitäten blieb, solange sie stromaufwärts auftrat. Sobald diese wieder am Ende der beheizten Länge detektiert werden konnte, ist sie mit steigender Dampfqualität gesunken.



(a)  $q_c$  vs.  $x_c$  Verlauf mit einem lokalen Minimum auf- (b)  $q_c$  vs.  $x_c$  Verlauf mit horizontalem Verlauf aufgrund des Upstream-CHF-Verhaltens

**Abbildung 4.8:** Kritische Wärmestromdichte über die kritische Dampfqualität für verschiedene Verläufe mit Upstream-CHF-Verhalten unter  $P_{red} = 0,98$

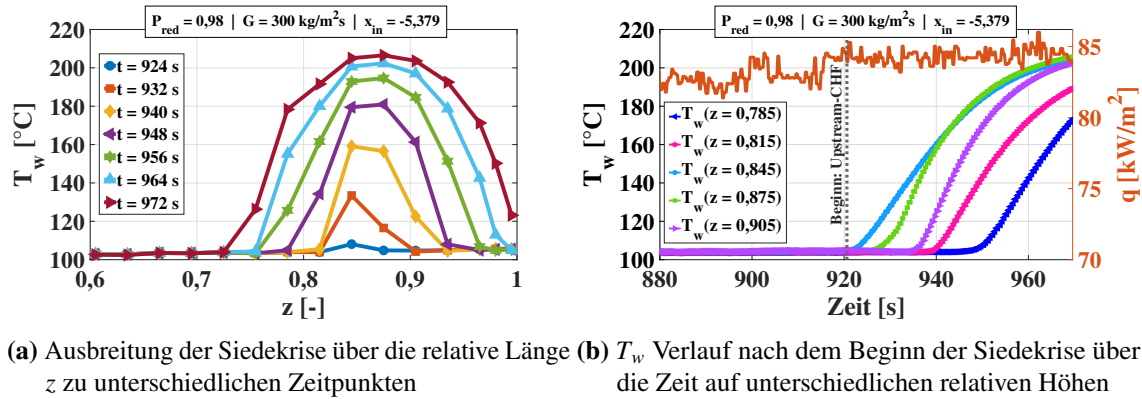
### Entwicklung der Siedekrise unter Upstream-CHF-Bedingungen

Im vorliegenden Abschnitt wird die Ausbreitung der Siedekrise unter den Bedingungen von Upstream-CHF veranschaulicht. Wie bereits zuvor beschrieben, breitet sich die Siedekrise unterschiedlich stark um den Startpunkt der Upstream-Siedekrise herum aus. Abbildung 4.9a) zeigt diese Entwicklung, indem das Temperaturprofil in Abhängigkeit der relativen Länge  $z$  zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt wird. Zum Zeitpunkt  $t = 924$  Sekunden lässt sich der Beginn der Siedekrise auf einer relativen beheizten Höhe von  $z = 0,845$  erkennen, was durch die blaue Linie mit einem kleinen Temperaturpeak angezeigt wird. Mit fortschreitender Zeit lässt sich einerseits ein Anstieg der Wandtemperatur an der Position  $z = 0,845$  beobachten, andererseits registrieren auch die Thermoelemente in der Umgebung dieser Position zunehmend ansteigende Temperaturen. Dies verdeutlicht die Ausbreitung der Siedekrise über die Länge der beheizten Oberfläche.

Darüber hinaus wird in Abbildung 4.9b) das zeitliche Verhalten dieses Prozesses dargestellt. Hier zeigt sich, dass der Temperaturanstieg an der Stelle der Siedekrise (bei  $z = 0,845$ ) durch die blaue Linie dokumentiert wird, wobei die umliegenden Thermoelemente diesem Temperaturanstieg in zeitlicher Verzögerung folgen. Dabei zeigt sich, dass sich die Siedekrise zunächst stromabwärts entwickelt, was anhand der grünen Kurve ( $z = 0,875$ ) und der lila Kurve ( $z = 0,905$ ) beobachtet werden kann. Anschließend breitet sich die Siedekrise stromaufwärts aus, siehe pinke ( $z = 0,815$ ) und dunkelblaue ( $z = 0,785$ ) Kurve. Des Weiteren ist in dieser Abbildung ersichtlich, dass die Wärmestromdichte während des gesamten Upstream-CHF-Prozesses konstant bleibt, was darauf hinweist, dass die beobachtete Temperaturentwicklung nicht auf eine Steigerung der Wärmeleistung zurückzuführen ist.

Im Vergleich zu den Temperatursprüngen während der CHF-Experimente, bei denen die Siedekrise am Ende der beheizten Länge detektiert wurde, verläuft der Temperaturanstieg an der Wand

unter den vorliegenden Bedingungen vergleichsweise langsam. Diese Beobachtung entspricht den Ergebnissen früherer Studien, wie sie von Waters et al. und Kitto et al. [2021] beschrieben wurden. Der Grund dafür, dass sich die Siedekrise auf die Nachbarpunkte weiterentwickelt, liegt an der lokalen Erhöhung der Wärmestromdichte. Die Nachbarpunkte müssen mehr Wärme abführen, was letztendlich dazu führt, dass die Temperaturen ebenfalls ansteigen.



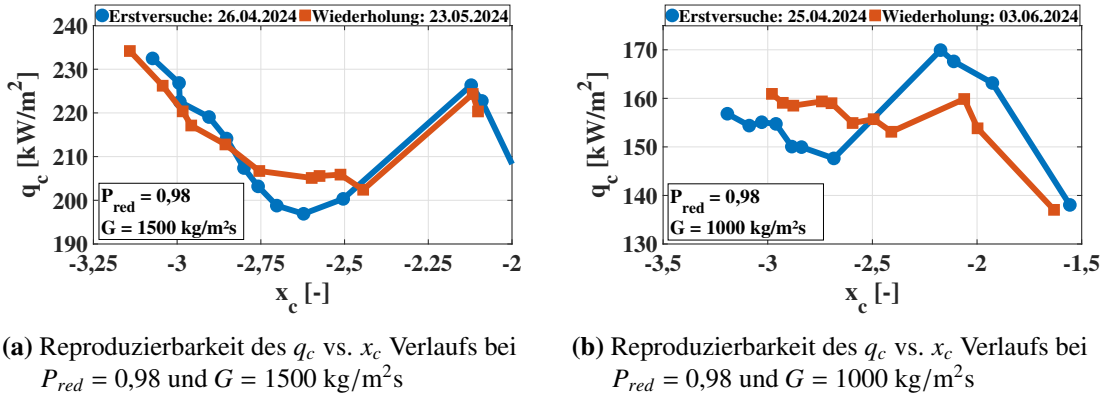
**Abbildung 4.9:** Entwicklung der Siedekrise über die Zeit sowie der Position unter Upstream-CHF-Bedingungen mit  $P_{red} = 0,98$ ,  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $x_{in} = -5,379$

Da die Temperaturentwicklung während des Upstream-CHF bei konstanter Wärmestromdichte selten unterhalb der maximalen Wandtemperatur der KIMOF Anlage geblieben ist und somit die Wärmestromdichte letztendlich wieder reduziert werden musste, kann nicht genau dokumentiert werden, wie stark sich die Siedekrise über die beheizte Länge ausbreitet.

### Reproduzierbarkeit der Upstream-CHF-Experimente

Um die Reproduzierbarkeit der Upstream-CHF-Experimente zu überprüfen, wurden eine Auswahl an Versuchen knapp einen Monat nach dem Erstversuch nochmals wiederholt. Während der Experimente zeigte sich, dass dieses Verhalten sehr sensitiv und teilweise schwer zu reproduzieren ist. Dabei hängt es stark davon ab, wie genau die Versuchsparameter des Wiederholungsversuchs auf dieselben Werte wie im Erstversuch eingestellt werden können. Da die Versuche sehr nahe am kritischen Druck durchgeführt wurden, kann davon ausgegangen werden, dass schon kleine Druckunterschiede zu größeren Abweichungen führen, da geringfügige Änderungen einen starken Einfluss auf die Fluideigenschaften aufweisen. Ebenfalls liegen die Eintrittstemperaturen während der einzelnen Upstream-CHF-Experimente sehr nahe beieinander. Lediglich in  $2,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$  Schritten wurde die Temperatur am Eintritt variiert. Dementsprechend zeigt sich, dass bereits kleine Temperaturabweichungen zu Unterschieden in der kritischen Wärmestromdichte und der kritischen Dampfqualität führen können.

Abbildung 4.10a) zeigt bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,98$  und einer Massenstromdichte von  $1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  eine gute Reproduzierbarkeit der kritischen Wärmestromdichte sowie der kritischen Dampfqualität bei Versuchen mit Upstream-CHF-Verhalten. Jedoch zeigt sich durch Abbildung 4.10b), dass hier das Reproduzieren der kritischen Wärmestromdichte sowie der kritischen Dampfqualität Schwierigkeiten mit sich gebracht hat.



**Abbildung 4.10:** Reproduzierbarkeit der kritischen Wärmestromdichte sowie der kritischen Dampfqualität bei Experimenten mit Upstream-CHF-Verhalten

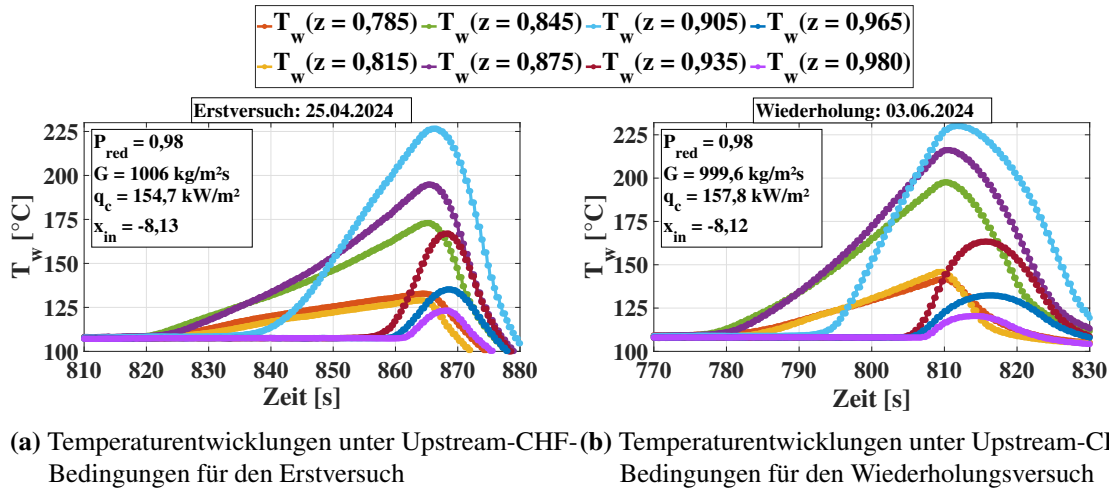
Die detaillierte Auswertung der Daten liefert die mittleren absoluten Abweichungen (*MAE*) der kritischen Wärmestromdichte, der kritischen Dampfqualität sowie der Versuchsparameter zwischen Erst- und Wiederholungsversuchen unter Upstream-CHF-Bedingungen, welche in Tabelle 4.3 dargestellt sind. Wie die Ergebnisse zeigen, ist die Abweichung des Drucks sowie der Massenstromdichte zwischen den jeweiligen Versuchen sehr gering. Die Abweichung für die Eintrittstemperaturen wiederum ist etwas höher. Im Allgemeinen liegen die Versuchsparameter der einzelnen Größen für die Upstream-CHF-Versuche aus Abbildung 4.10b) weiter auseinander im Vergleich zu den Werten aus Abbildung 4.10a). Da vor allem kleine Änderungen im Druck und auch in der Eintrittstemperatur entscheidend sind, kann hier davon ausgegangen werden, dass dies Gründe für die größeren Abweichungen der Wiederholungsversuche der kritischen Wärmestromdichte  $q_c$  sowie der kritischen Dampfqualität  $x_c$  in Abbildung 4.10b) sind.

**Tabelle 4.3:** Versuchsparameter und deren Abweichungen für wiederholte Upstream-CHF-Experimente der in 4.10 dargestellten Diagramme

	MAE( $P_{red}$ ) [%]	MAE( $G$ ) [%]	MAE( $T_{in}$ ) [%]	MAE( $q_c$ ) [%]	MAE( $x_c$ ) [%]
4.10a)	0,052	0,282	1,418	1,222	3,228
4.10b)	0,123	0,791	3,075	4,269	5,227

Weiterhin gehört es sich auch zu überprüfen, ob die axialen Positionen, an denen Upstream-CHF aufgetreten ist, reproduzierbar sind. Abbildung 4.11 zeigt nun ein Beispiel für diese Reproduzierbarkeit. Es ist deutlich zu beobachten, dass die zeitlichen Abläufe während Upstream-CHF identisch sind. So zeigt sich etwa, dass während des Erst- (4.11a)) sowie des Wiederholungsversuchs (4.11b)) die Siedekrise bei einer relativen beheizten Länge von  $z = 0,845$  beginnt. Fast zeitgleich verteilt sich der Temperaturanstieg auf die beiden darunterliegenden Thermoelemente ( $z = 0,815$  &  $z = 0,785$ ) sowie auf das oberhalb liegende Thermoelement ( $z = 0,875$ ). Die weitere Reihenfolge der Temperaturanstiege bleibt ebenfalls gleich. Diese Reproduzierbarkeit ist immer dann gegeben, sobald eine gute Übereinstimmung der kritischen Wärmestromdichte sowie der kritischen Dampfqualität zwischen den Erst- und Wiederholungsversuchen unter Upstream-CHF-Bedingungen erreicht wurde. Somit konnte zusätzlich gezeigt werden, dass die Entwicklung der

Siedekrise unter Upstream-CHF-Bedingungen reproduzierbar ist und keiner zufälligen Entwicklung unterliegt.



**Abbildung 4.11:** Reproduzierbarkeit der Wandtemperaturentwicklung unter Upstream-CHF-Bedingungen bei  $P_{red} \approx 0,98$ ,  $G \approx 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q_c \approx 155 \text{ kW/m}^2$  und  $x_{in} \approx -8,12$

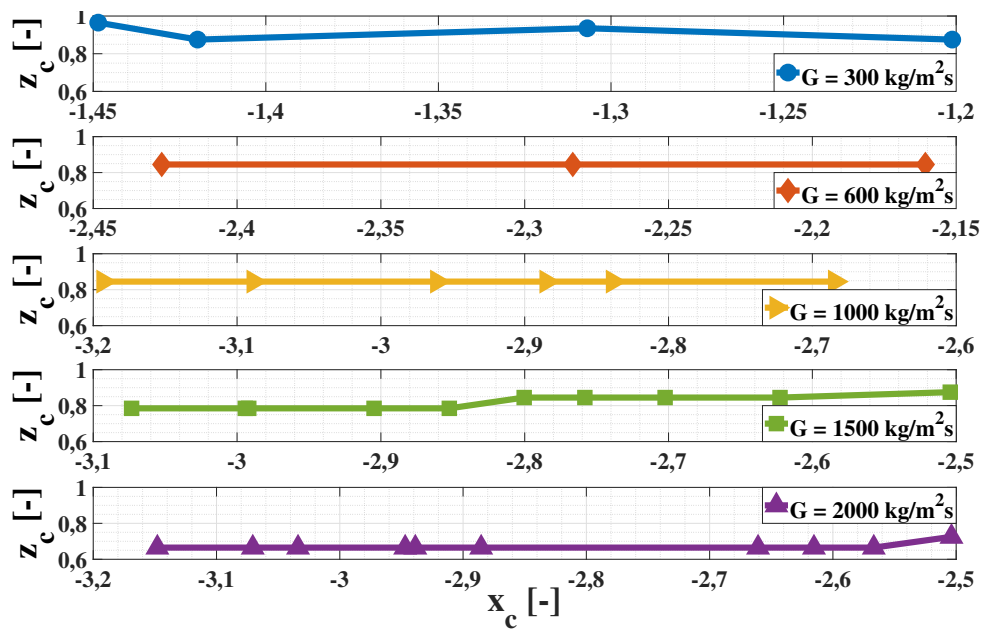
#### Einflussfaktoren auf die Position von Upstream-CHF

Dieser Abschnitt analysiert die Einflussfaktoren auf die Position des Beginns des Upstream-CHFs. Da das Phänomen von Upstream-CHF in dieser Arbeit lediglich bei zwei unterschiedlichen Druckstufen auftrat und bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,95$  nur wenige Messpunkte erzielt werden konnten, lässt sich der Einfluss des Drucks nicht weiter vertiefen. Somit konzentriert sich die Analyse auf die Massenstromdichte und die lokalen kritischen Dampfqualitäten bei konstanten Druckbedingungen.

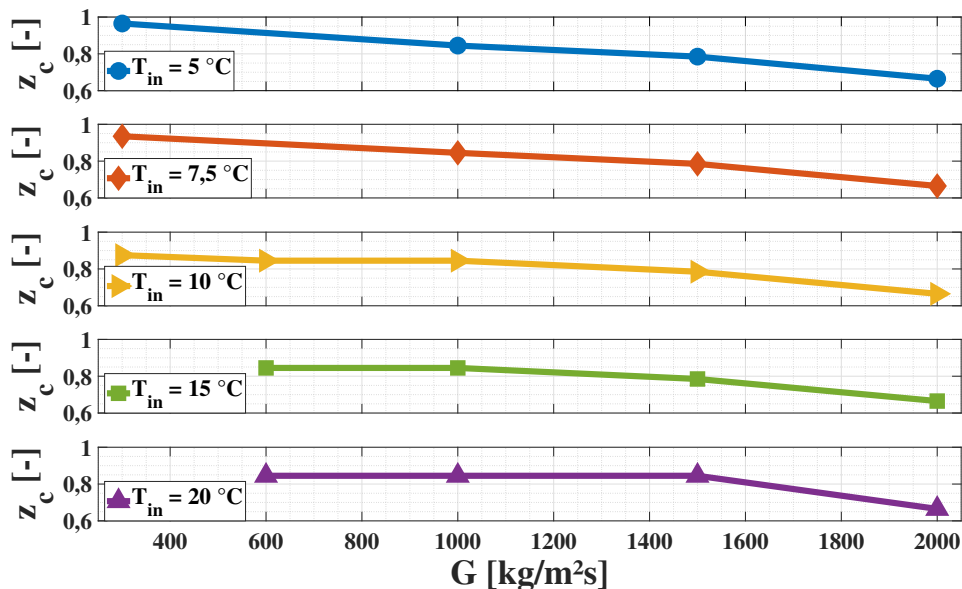
Für die Untersuchung des Einflusses der lokalen kritischen Dampfqualität wird in Abbildung 4.12 die Position der beginnenden Siedekrise in Abhängigkeit von der lokalen kritischen Dampfqualität  $x_c$  bei verschiedenen Massenstromdichten dargestellt. Es lässt sich feststellen, dass die anfängliche Position der Siedekrise bei einer Massenstromdichte von  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  keinem klaren Trend folgt. Bei Massenstromdichten von  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  konnte hingegen kein direkter Einfluss der lokalen kritischen Dampfqualität auf die Position der Siedekrise zu Beginn von Upstream-CHF beobachtet werden. Erst bei höheren Massenstromdichten von  $1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  zeigte sich ein geringer Einfluss der lokalen kritischen Dampfqualität. In diesen Fällen verschob sich die kritische Position der Siedekrise stromaufwärts mit abnehmender lokaler Dampfqualität. Insgesamt lässt sich jedoch feststellen, dass der Einfluss der Dampfqualität auf die Position der Siedekrise als eher gering einzustufen ist. Weiterhin zeigt die Abbildung, dass deutlich weniger Upstream-CHF-Punkte in Abhängigkeit von der lokalen kritischen Dampfqualität bei niedrigeren Massenstromdichten detektiert werden konnten.

Abbildung 4.13 veranschaulicht nun den Einfluss der Massenstromdichte auf die Position der Siedekrise bei konstanten Eintrittstemperaturen. Es wird deutlich, dass sich die kritische Position der Siedekrise mit zunehmender Massenstromdichte stromaufwärts verschiebt. Dieser Effekt zeigt

sich insbesondere in höherem Maße bei niedrigeren Eintrittstemperaturen.



**Abbildung 4.12:** Position der Siedekrise  $z_c$  unter Upstream-CHF-Bedingungen in Abhängigkeit der lokalen kritischen Dampfqualität bei  $P_{red} = 0,98$  und unterschiedlichen Massenstromdichten



**Abbildung 4.13:** Position der Siedekrise  $z_c$  unter Upstream-CHF-Bedingungen in Abhängigkeit der Massenstromdichte bei  $P_{red} = 0,98$  und unterschiedlichen Eintrittstemperaturen

Dieser Befund könnte die Ursache dafür sein, dass Upstream-CHF in Experimenten aus der Literatur deutlich weiter stromaufwärts auftrat und nachgewiesen werden konnte. Wie in Tabelle 4.2 ersichtlich, lagen die Massenstromdichten in den untersuchten Literaturquellen teilweise deutlich über denen, die in dieser Studie eingestellt wurden. Höhere Massenstromdichten konnten jedoch aufgrund der begrenzten Heizleistung der KIMOF während dieser Untersuchungen nicht realisiert werden. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass höhere Drücke dazu führen, dass Upstream-

CHF bei eher niedrigeren Massenstromdichten auftritt, da in den Experimenten aus der Literatur hauptsächlich Untersuchungen unter vergleichsweise niedrigen Druckbedingungen durchgeführt wurden und dieses Phänomen bei höheren Massenstromdichten beobachtet werden konnte. Diese Ergebnisse stützen demnach die Erkenntnisse aus der Literatur, wonach Upstream-CHF insbesondere bei sehr hohen Massenstromdichten und niedrigen lokalen Dampfqualitäten beobachtet werden kann.

### Gründe und Erklärung für die Entstehung von Upstream-CHF

Durch das in der Literatur beobachtete Upstream-CHF-Verhalten während Experimenten zur Siedekrise wurde versucht, den Hintergrund dieses Phänomens zu verstehen. Hierfür findet sich eine Erklärung von Groeneveld et al. [1975a, 2011], bei der sich auf die Schaumströmung und deren Verhalten bezogen wird. Bei großen Massenstromdichten, bei denen eher Upstream-CHF auftritt, neigen die Dampfblasen in einer Schaumströmung dazu, kleiner zu sein, was zu einer homogenen Schaumschicht führt. Dies ergibt einen maximalen Dampfanteile an der beheizten Wand, was zu einer Verschlechterung der Wärmeübergangseigenschaften führt und somit zu einer lokal stromaufwärts liegenden Siedekrise.

Da diese Erklärung nicht weiter untermauert wird und eine genauere Analyse der Upstream-CHF-Daten in der Literatur ausbleibt, wird in dieser Arbeit eine neue Erklärung aufgeführt. Zur Erklärung des beschriebenen Verhaltens wird das Phänomen des homogenen Siedens herangezogen. Dabei handelt es sich um das plötzliche Verdampfen einer Flüssigkeit in unmittelbarer Nähe der beheizten Wand, sobald ein kritischer Überhitzungsgrad überschritten wird. Homogenes Sieden stellt die tiefstmögliche Ausdehnung eines Flüssigkeitszustands im metastabilen Bereich dar und erfolgt im Gegensatz zum konventionellen Sieden ohne jegliche Keimbildung. Im Gegensatz dazu tritt beim heterogenen Sieden, der in der Praxis deutlich häufigeren Form des Siedens, die Blasenbildung infolge vorhandener Keime auf.

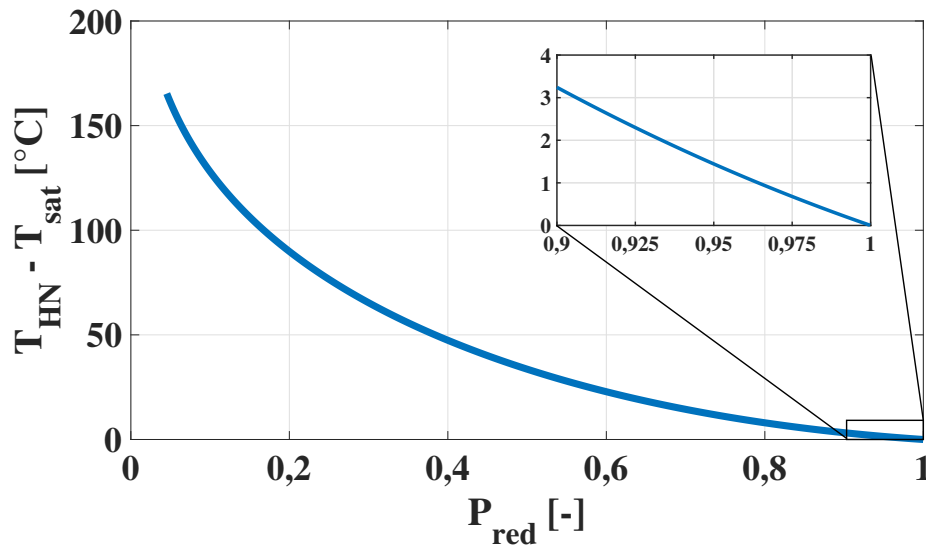
Im Folgenden wird das Verhalten der homogenen Siedetemperatur sowie deren physikalischen Limitierungen betrachtet. Bei konstantem Systemdruck stellt das homogene Sieden die maximal erreichbare Temperatur einer Flüssigkeit unterhalb der kritischen Temperatur dar, bei der noch keine Phasenumwandlung auftritt. Wird dieser kritische Zustand überschritten, erfolgt schlagartig die Phasenumwandlung, und die Flüssigkeit verdampft plötzlich [Avedisian, 1985]. Zur Bestimmung der homogenen Siedetemperatur wird in der Literatur häufig die sogenannte Spinodal-Linie herangezogen. Sie markiert die Grenze zwischen metastabilen und instabilen Zuständen und wird als absolute Stabilitätsgrenze der Flüssigphase angesehen. Sobald diese Linie überschritten wird, führt jede noch so geringe Dichtefluktuation zu einer sofortigen Phasentrennung, ohne dass eine Keimbildung erforderlich ist.

Lienhard et al. [1986] analysierten experimentelle Daten und entwickelten darauf basierend eine Gleichung zur Beschreibung der Spinodal-Linie, mit der sich die homogene Siedetemperatur  $T_{HN}$  für Wasser als Funktion des Systemdrucks ( $T_{sat} \sim f(P)$ ) berechnen lässt:

$$T_{HN} = T_{sat} + T_c \left( 0,923 - \frac{T_{sat}}{T_c} + 0,077 \left( \frac{T_{sat}}{T_c} \right)^9 \right) \quad (4.1)$$



Wird die zuvor angegebene Gleichung (4.1) in Abhängigkeit des reduzierten Drucks dargestellt, so zeigt sich, dass die homogene Siedetemperatur mit zunehmendem Druck ansteigt. Wird hingegen die Differenz zwischen der homogenen Siedetemperatur und der Sättigungstemperatur betrachtet, wird deutlich, dass sich diese Differenz mit steigendem Druck kontinuierlich verringert. Die Kurve nähert sich dabei asymptotisch der Sättigungstemperatur an, bis sie am kritischen Druck die kritische Temperatur erreicht. An diesem Punkt verschwindet die Differenz vollständig und es gilt:  $T_{sat}(P_c) = T_c = T_{HN}$ , siehe Abbildung 4.14.



**Abbildung 4.14:** Differenz der homogenen Siedetemperatur  $T_{HN}$  zur Sättigungstemperatur  $T_{sat}$  für Wasser nach Lienhard et al.

Da sich generell die Spinodal-Linie als auch die Sättigungstemperatur mit steigendem Druck in Richtung der kritischen Temperatur bewegen, kann dieses Verhalten auf andere Fluide übertragen werden, ohne dass dafür eine spezifische Gleichung erforderlich ist. Daher kann angenommen werden, dass auch bei R-134a die Differenz zwischen homogener Siedetemperatur und Sättigungstemperatur mit steigendem Druck abnimmt. Da Upstream-CHF im Rahmen dieser Studie ausschließlich bei sehr hohen reduzierten Drücken beobachtet wurde ( $0,95 \leq P_{red} \leq 0,98$ ), lässt sich daraus schließen, dass das homogene Sieden in diesem Bereich in unmittelbarer Nähe zur Sättigungstemperatur bzw. leicht darüber einsetzt.

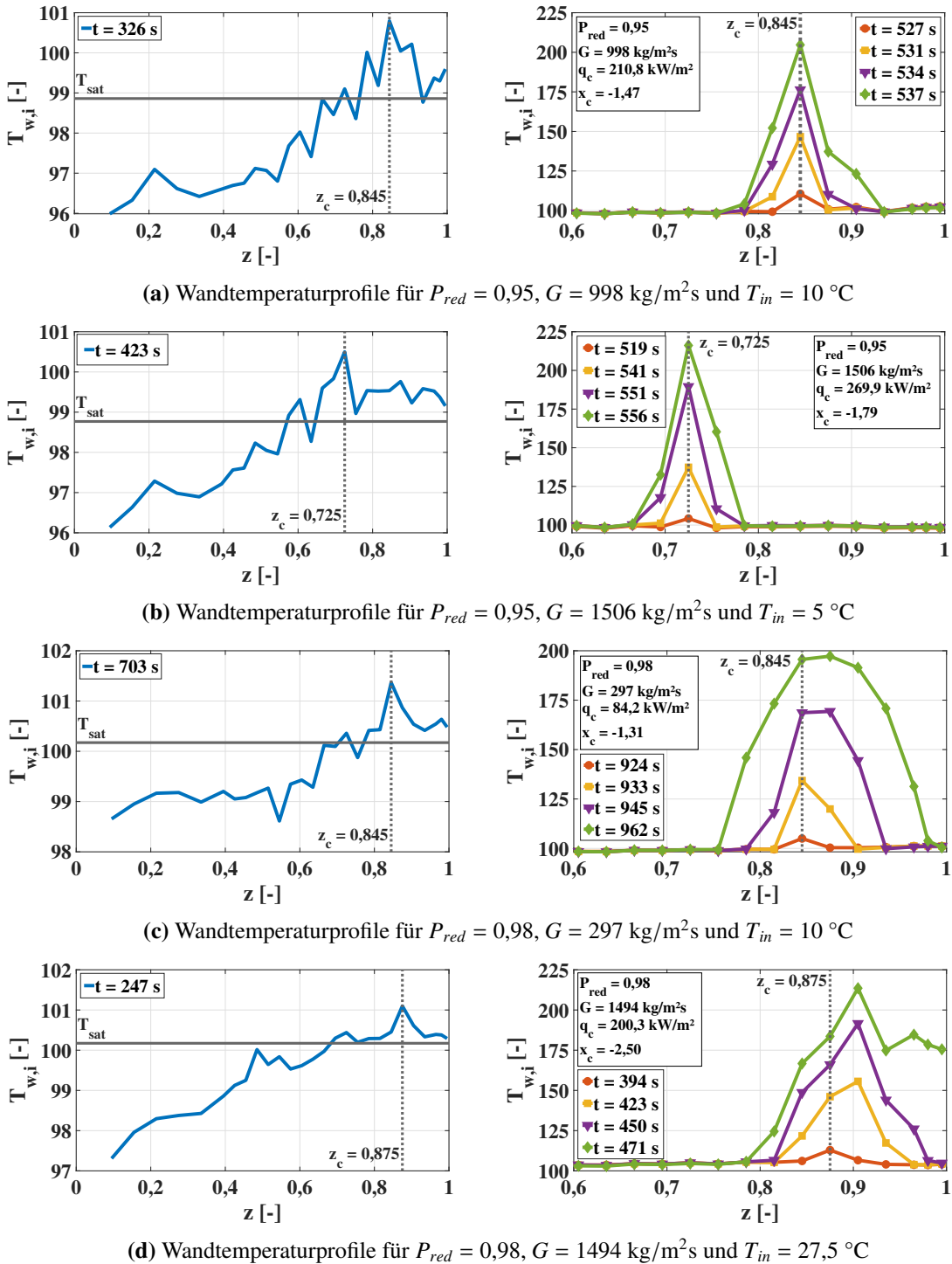
Die Abbildungen 4.15a) bis 4.15d) zeigen nun exemplarisch Temperaturprofile an der inneren Oberfläche der beheizten Wand unmittelbar vor der letzten Leistungserhöhung, die zum Auftreten des Upstream-CHF führt. In diesen Darstellungen sind sowohl der Ort des Upstream-CHF entlang der relativen Länge als auch die zum Systemdruck gehörige Sättigungstemperatur dargestellt. Zusätzlich werden die Wandtemperaturprofile zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach dem Eintritt des Upstream-CHF separat in den nebenstehenden Abbildungen veranschaulicht.

Es lässt sich erkennen, dass am Ort, an dem Upstream-CHF beginnen wird, ein Maximum im Temperaturprofil auftritt (siehe linke Abbildungen). Dieses Temperaturmaximum liegt oberhalb der Sättigungstemperatur und befindet sich damit theoretisch nahe der Spinodal-Linie.

Wird die Wärmestromdichte anschließend weiter erhöht, überschreitet die Wandtemperatur schließ-



lich die Spinodal-Linie, was bedeutet, dass die homogene Siedetemperatur erreicht bzw. überschritten wird. Damit tritt homogenes Sieden auf. Dies führt zu einer schlagartigen Dampfblasenbildung auf molekularer Ebene und somit zu einer Dampfexplosion. Die daraus resultierende Dampfschicht zwischen der beheizten Wand und der Strömung verhindert nun die erforderliche Kühlung der Oberfläche. Infolgedessen kommt es zur Siedekrise und die Wandtemperatur steigt an der zuvor mit einer Maximaltemperatur versehenen Stelle sprunghaft an, wodurch der beschriebene Upstream-CHF ausgelöst wird.

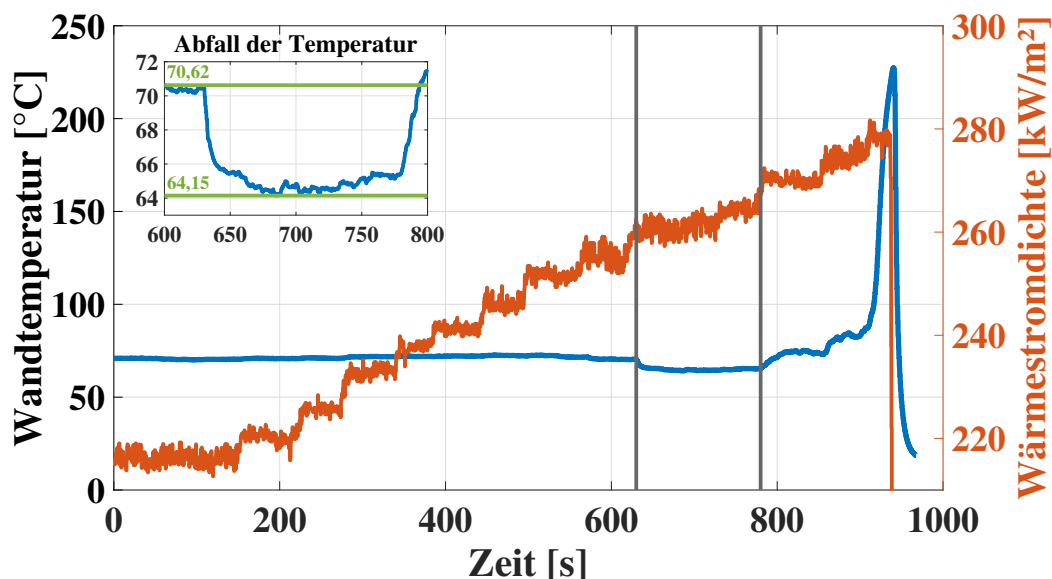


**Abbildung 4.15:** Wandinnentemperaturen  $T_{w,i}$  über der relativen Länge  $z$  vor (links) sowie die Entwicklung während Upstream-CHF (rechts)

#### 4.1.7 Sonderfall: Temperaturabfall vor CHF

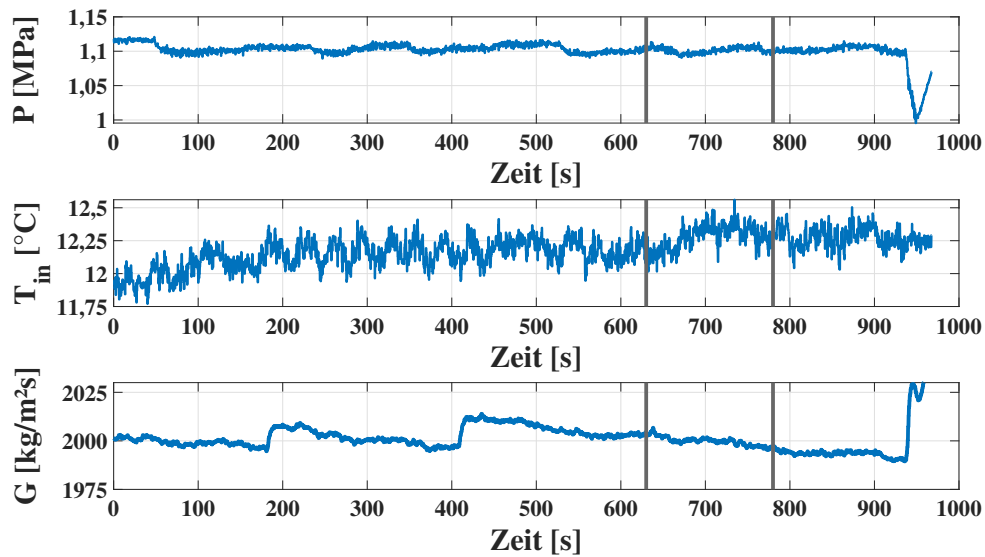
Während eines weiteren Sonderfalls detektierten Thermoelemente an der Wand vor der eigentlichen Siedekrise einen Temperaturabfall. Dieser trat während der Leistungserhöhung auf und blieb bei konstanter Wärmestromdichte bestehen. Dieser Effekt ist bisher wenig in der Literatur beschrieben worden. Hassid et al. [1966] konnten solche Temperaturabfälle vor der eigentlichen Siedekrise beobachten und hatten diese sogar als allgemeine Regel definiert, welche oft vor dem Auftreten der Siedekrise stattfindet. Dieser Temperaturabfall konnte während der Versuche mit Wasser bei Drücken von 2,94 MPa und 5,0 MPa sowie einer Massenstromdichte von  $1100 \text{ kg/m}^2\text{s}$  detektiert werden.

Um den in dieser Studie entstehenden Effekt beobachten zu können, wird als Beispiel das zeitliche Temperaturprofil des Thermoelements, welches die Siedekrise detektierte, sowie das Profil der Wärmestromdichte aufgetragen, siehe Abbildung 4.16.



**Abbildung 4.16:** Abfall der Wandtemperatur vor der Siedekrise bei  $P = 1,1 \text{ MPa}$ ,  $T_{in} = 12 \text{ °C}$  und  $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  sowie  $L_h = 1 \text{ m}$

Um gleichzeitig eine Schwankung im System als Ursache für den Temperaturabfall ausschließen zu können, werden in Abbildung 4.17 die zeitlichen Profile des Drucks, der Eintrittstemperatur sowie der Massenstromdichte dargestellt. Wie zum einen dabei zu sehen ist, musste während des Versuchs die Massenstromdichte nach und nach neu angepasst werden. Zum anderen zeigen die jeweiligen Profile, dass keine abrupte Änderung im System stattfindet, welche den Temperaturabfall möglicherweise auslösen könnte. Weiterhin zeigt ein kleiner Ausschnitt in Abbildung 4.16 diesen Temperaturabfall genauer, wobei die Wandtemperatur von  $70,62 \text{ °C}$  auf  $64,15 \text{ °C}$  und demnach um etwa  $6,5 \text{ °C}$  abgefallen ist. Bei konstanter Wärmestromdichte bzw. leichter Erhöhung bleibt die Wandtemperatur konstant abgesenkt. Erst als die Wärmestromdichte weiter erhöht wurde, ist die Wandtemperatur wieder auf ein höheres Niveau gesprungen und nach weiterer Erhöhung der Leistung trat letztendlich die Siedekrise mit dem schlagartigen Anstieg der Wandtemperatur auf.



**Abbildung 4.17:** Druck, Eintrittstemperatur sowie Massenstromdichte über die gemessene Zeit für das in Abbildung 4.16 dargestellte Temperatur- sowie Wärmestromdichteprofil

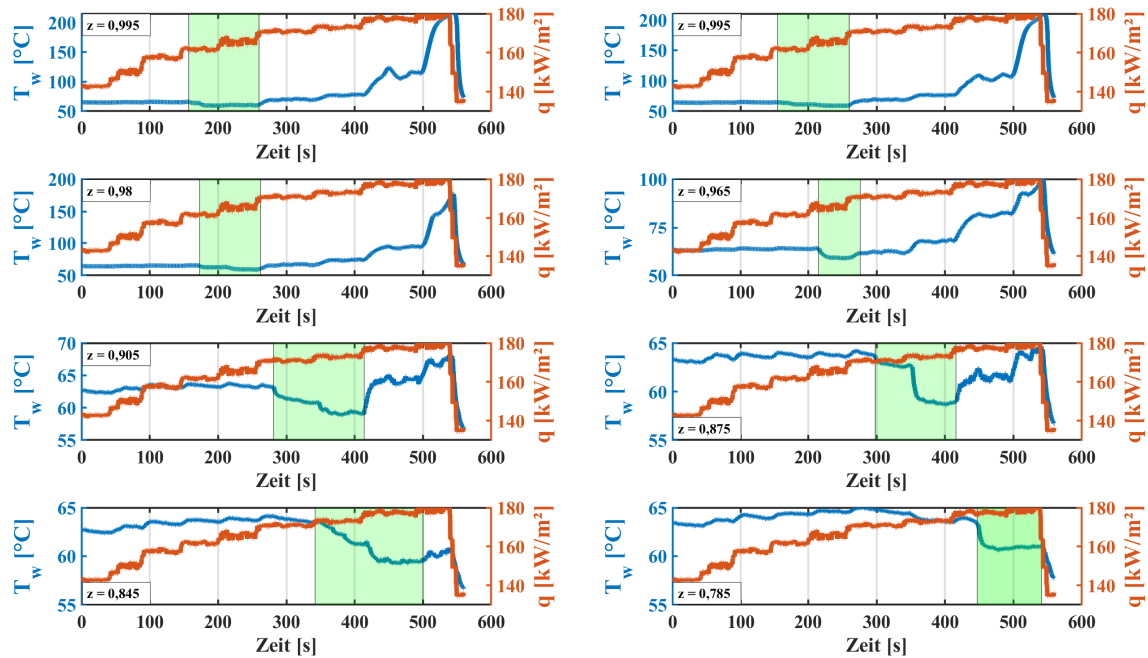
Dieses Verhaltensmuster trat lediglich während der experimentellen Untersuchungen bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,28$  auf. Dies konnte über fast alle untersuchten Massenstromdichten und Eintrittstemperaturen beobachtet werden. Insgesamt konnten 20 Versuche aufgenommen werden, bei denen dieses Verhalten beobachtet werden konnte. Dabei haben jeweils bis zu 14 Thermoelemente auf 9 verschiedenen Ebenen den Temperaturabfall teilweise gleichzeitig oder nacheinander detektieren können.

Um ein Fehlverhalten der Thermoelemente ausschließen zu können, wurden diese teilweise ausgetauscht und mit neuem Isolierband erneut angebracht. Weiterhin kann dieses Verhalten auch bei Thermoelementen stromaufwärts und auf den parallelen Seiten beobachtet werden. Auch wenn der Wert des Temperaturabfalls hier teilweise variiert. Abbildung 4.18 zeigt nun die jeweiligen zeitlichen Temperaturverläufe der stromaufwärts angebrachten Thermoelemente.

Dabei wird die relative axiale Position der Thermoelemente mit dem Parameter  $z$  beschrieben, siehe Gleichung (3.12). Der in den Abbildungen grün markierte Bereich kennzeichnet den Abschnitt, in dem die Wandtemperaturen infolge steigender Wärmestromdichte zunächst abgesunken und danach wieder angestiegen sind. Es zeigt sich, dass der Temperaturabfall mit steigenden Wärmestromdichten stromaufwärts verschoben wird, was aus den jeweiligen Ebenen der Thermoelemente in Kombination mit der gemessenen Zeit sowie Wärmestromdichte ersichtlich ist. Des Weiteren zeigen sich teilweise stufenhafte Temperaturgefälle mit steigender Wärmestromdichte.

In Tabelle 4.4 sind nun die relativen axialen Positionen  $z$  der Thermoelemente sowie die mittleren Temperaturen  $T_{w,up}$  vor und während des Temperaturabfalls  $T_{w,down}$  dargestellt. Zusätzlich werden die jeweiligen Temperaturdifferenzen  $\Delta T_{w,down} = (T_{w,up} - T_{w,down})$  und die zugehörige Wärmestromdichte  $q(T_{w,down})$ , bei der der Temperaturabfall stattgefunden hat, angegeben. Diese Werte beziehen sich auf die jeweiligen Diagramme aus Abbildung 4.18. Es zeigt sich, dass sich, wie bereits erwähnt, der Temperaturabfall mit steigender Wärmestromdichte stromaufwärts bewegt. Weiterhin ist aus den Werten für die Temperaturen nach dem Abfall  $T_{w,down}$  ersichtlich, dass sich diese etwa auf einem gleichen Niveau bewegen. Somit ergibt sich ein abfallender Trend in Bezug

auf die Differenz zwischen den Wandtemperaturen vor und während des Abfalls  $\Delta T_{w,down}$ .



**Abbildung 4.18:** Abfall der Wandtemperaturen vor der Siedekrise für verschiedene Thermoelementebenen bei  $P = 1,1 \text{ MPa}$ ,  $T_{in} = 12 \text{ °C}$  und  $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  sowie  $L_h = 1 \text{ m}$

**Tabelle 4.4:** Versuchsparameter und mittlere Temperaturen vor („up“) sowie während („down“) des Temperaturabfalls, gemäß Abbildung 4.18

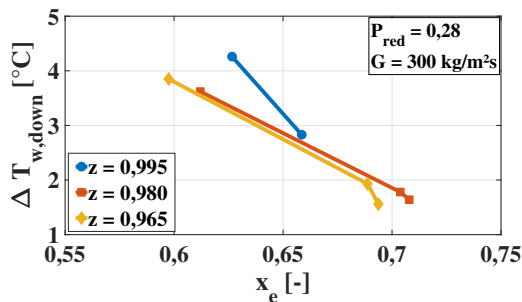
$z [-]$	$q (T_{w,down}) \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$	$T_{w,up} [\text{°C}]$	$T_{w,down} [\text{°C}]$	$\Delta T_{w,down} [\text{°C}]$
0,995	161,75 - 165,93	65,71	60,05	5,66
0,995	161,75 - 165,93	64,62	60,02	4,60
0,980	161,75 - 165,93	65,12	60,78	4,34
0,965	165,93 - 170,90	63,78	59,40	4,38
0,905	170,90 - 173,03	63,37	60,03	3,34
0,875	170,90 - 173,03	63,94	60,27	3,67
0,845	173,03 - 177,39	63,80	60,06	3,74
0,785	177,39 - 179,20	63,78	60,88	2,90

### Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall

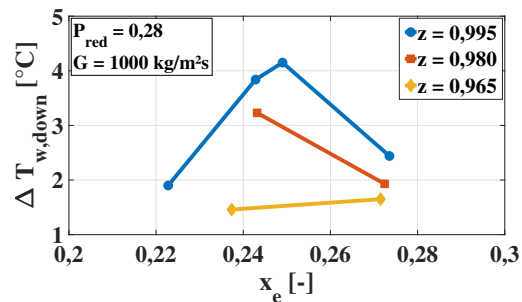
Um die Einflussfaktoren auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise genauer untersuchen zu können, wird in den folgenden Diagrammen die Abhängigkeit des Temperaturabfalls bezüglich der lokalen Dampfqualität  $x_e$  dargestellt. Für einen direkten Vergleich der einzelnen Messpunkte wurde die relative Position der Thermoelemente, bei der ein Abfall der Temperatur detektiert werden

konnte, sowie die Wärmestromdichte zum Zeitpunkt des Temperaturabfalls berücksichtigt. Die Gleichgewichtsdampfqualität wurde somit unter Verwendung der Gleichungen (3.11) und (2.18) bestimmt. Abbildung 4.19a) bis 4.19d) zeigen die Temperaturdifferenzen zwischen den Temperaturen vor und während des Abfalls in Abhängigkeit der lokalen Gleichgewichtsdampfqualität. Die einzelnen Verläufe der jeweiligen Abbildungen spiegeln die unterschiedlichen relativen Positionen wider, an denen die Thermoelemente den Abfall gemessen haben.

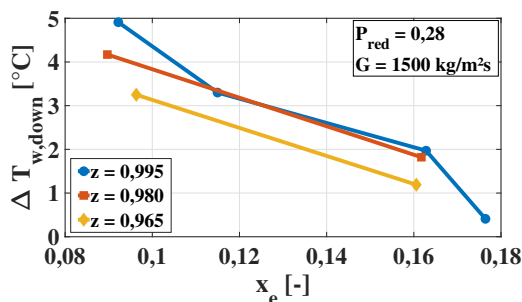
Es konnte festgestellt werden, dass niedrigere Dampfqualitäten zu größeren Temperaturdifferenzen führen. Zudem lässt sich beobachten, dass der Temperaturabfall im Allgemeinen abgeschwächt ist, je weiter stromaufwärts die Thermoelemente positioniert sind. Diese Beobachtung wurde bereits in Tabelle 4.4 gezeigt und ist auf die niedrigeren Wandtemperaturen in diesen Bereichen zurückzuführen. Dieses Verhalten wird in den Abbildungen 4.19a), 4.19c) und 4.19d) dargestellt. Im Gegensatz dazu zeigt Abbildung 4.19b) teilweise abweichendes Verhalten, was jedoch nur für einzelne Messpunkte zutrifft. Eine detaillierte Untersuchung der Messdaten zeigt, dass bei der niedrigsten Eintrittstemperatur stärkere Schwankungen in der Massenstromdichte aufgetreten sind, was möglicherweise einen Einfluss auf den Temperaturabfall hatte.



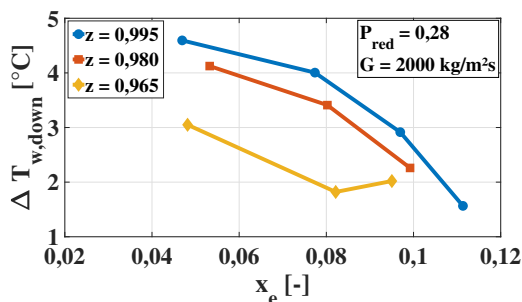
(a) Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$



(b) Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$



(c) Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$



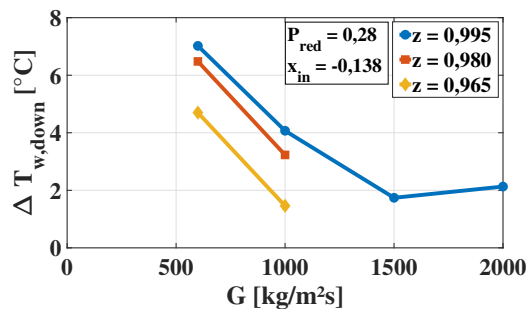
(d) Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$

**Abbildung 4.19:** Einfluss der Dampfqualität auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $P_{red} = 0,28$ , verschiedenen Massenstromdichten und unterschiedlichen Positionen

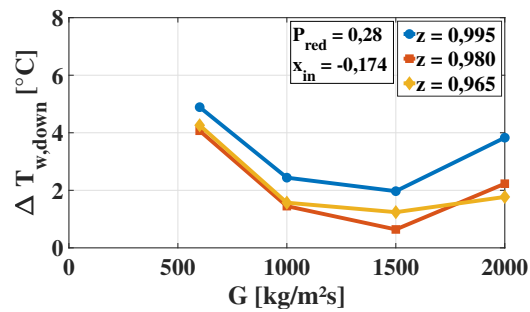
#### Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall

Als weiteren Einflussparameter auf den Temperaturabfall kann die Massenstromdichte betrachtet werden. Hierfür zeigen Abbildungen 4.20a) bis 4.20d) die Temperaturgefälle in Abhängigkeit der unterschiedlichen Massenstromdichten sowie Thermoelementebenen, auf denen dieses Verhalten beobachtet werden konnte. Es zeigt sich, dass der Temperaturabfall stärker bei niedrigeren

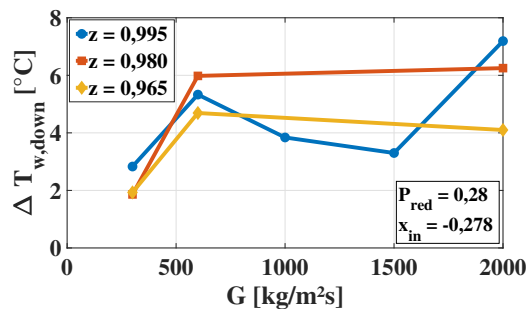
Massenstromdichten sowie höheren lokalen Gleichgewichtsdampfqualitäten stattfindet, siehe vor allem 4.20a). Weiterhin zeigen die Abbildungen nochmals, dass sich das Gefälle reduziert, desto weiter stromaufwärts die gemessenen Ebenen liegen. Generell ist jedoch kein einheitlicher Trend zu erkennen, welcher den Temperaturabfall bezüglich der Massenstromdichte beschreiben könnte. Jedoch scheint es so, als würde der Wert der Temperaturdifferenz nach dem Abfall zwischen einer Massenstromdichte von  $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  abnehmen und anschließend bis zu  $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  wieder zunehmen.



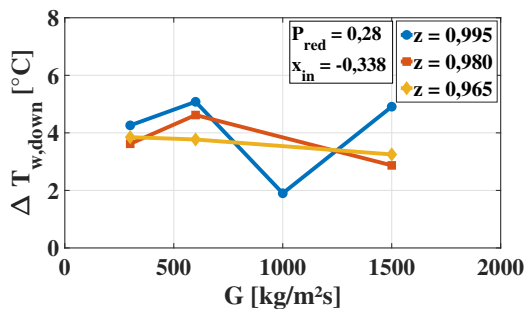
(a) Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $x_{in} = -0,138$



(b) Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $x_{in} = -0,174$



(c) Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $x_{in} = -0,278$



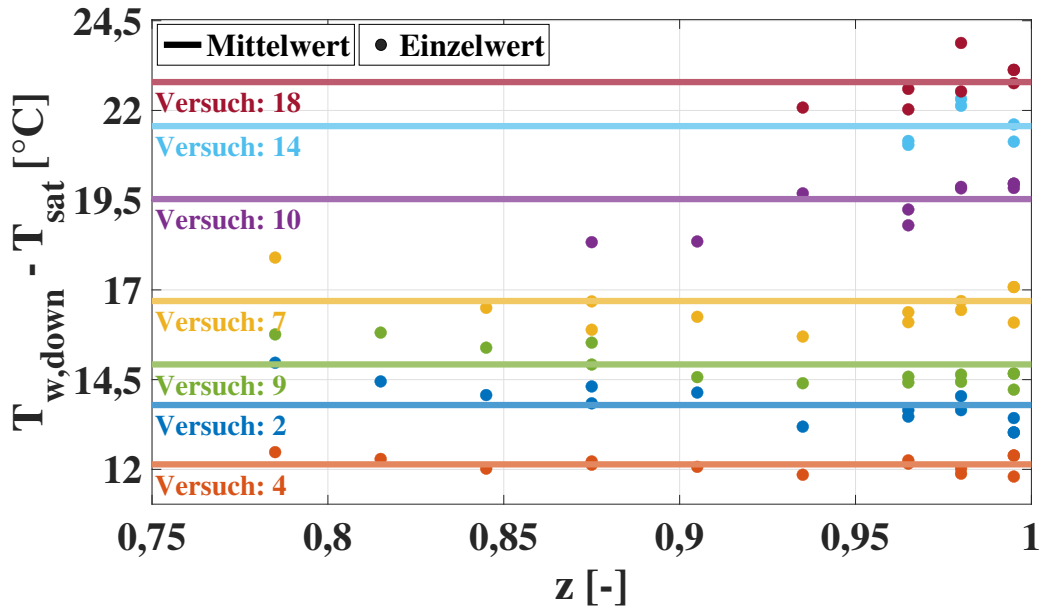
(d) Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $x_{in} = -0,338$

**Abbildung 4.20:** Einfluss der Massenstromdichte auf den Temperaturabfall vor der Siedekrise bei  $P_{red} = 0,28$ , verschiedenen Eintrittsdampfqualitäten und Positionen

### Temperaturniveau nach dem Abfall

Es wurde festgestellt, dass die Wandtemperaturen an den verschiedenen axialen Positionen für die einzelnen Versuche nach dem Temperaturabfall ein ähnliches Temperaturniveau aufweisen. Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.21 für sieben ausgewählte Experimente veranschaulicht, bei denen dieses Muster beobachtet werden konnte. Hierfür wird die Wandüberhitzung während des Temperaturabfalls ( $T_{w,down} - T_{sat}$ ) über die jeweiligen Positionen  $z$  dargestellt. Die Sättigungstemperatur bei einem Druck von 1,1 MPa beträgt dabei  $42,97 \text{ °C}$ . Zur genaueren Zuordnung und weiterführenden Erläuterung stellt Tabelle 4.5 eine Übersicht der jeweiligen Versuche zusammen mit den Versuchsparametern dar. Weiterhin zeigt sie die über alle Ebenen gemittelte Wandtemperatur nach dem Abfall  $\overline{T_{w,down}}$  und die dazugehörige Standardabweichung  $\sigma_{T_{w,down}}$  um diesen Mittelwert herum. Die Analyse zeigt, dass höhere Massenstromdichten und niedrigere Eintrittsdampfqualitäten zu höheren mittleren Wandtemperaturüberhitzungen nach dem Abfall führen. Dies lässt sich durch die generell erhöhte Überhitzung infolge größerer Wärmestromdichten erklären. Darüber hinaus verdeutlichen

die Standardabweichungen, dass die Temperaturen auf den verschiedenen Thermoelementebenen relativ nahe an den Mittelwerten liegen, was auch grafisch in Abbildung 4.21 dargestellt ist. Zudem zeigen die Ergebnisse, dass mit steigenden Massenstromdichten der Temperaturabfall zunehmend weniger von stromaufwärts liegenden Thermoelementebenen erfasst wird. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass die kritische Wärmestromdichte der Siedekrise in diesen Fällen näher an der Wärmestromdichte liegt, die für den Temperaturabfall verantwortlich ist. Resultierend sind weniger Schritte zur Erhöhung der Wärmestromdichte möglich und damit kann auch der Temperaturabfall nicht weiter stromaufwärts verschoben werden.



**Abbildung 4.21:** Mittelwerte der abgefallenen Wandtemperaturüberhitzungen mit den Überhitzungen an den jeweiligen Positionen, entsprechend der Versuchsparameter in Tabelle 4.5

**Tabelle 4.5:** Versuchsparameter und mittlere Temperaturen nach dem Temperaturabfall sowie deren Standardabweichungen, für Abbildung 4.21

Versuch:	$P_{red} [-]$	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$x_{in} [-]$	$\overline{T_{w,down}} [^{\circ}C]$	$\sigma_{T_{w,down}} [^{\circ}C]$
2	0,28	300	-0,278	56,76	0,65
4	0,28	600	-0,138	55,11	1,10
7	0,28	600	-0,278	59,66	0,97
9	0,28	1000	-0,138	57,89	1,25
10	0,28	1000	-0,174	62,50	0,76
14	0,28	1500	-0,174	64,53	0,69
18	0,28	2000	-0,174	65,76	1,08



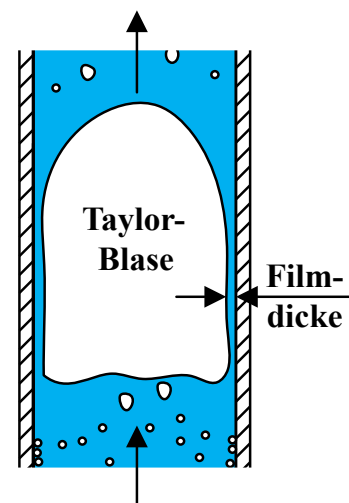
### Möglicher Grund für den Temperaturabfall vor der Siedekrise

Ein möglicher Grund für den Temperaturabfall vor der Siedekrise wird nun im Folgenden diskutiert und beschrieben. Wie in Abbildung 4.18 zu sehen ist und auch erwähnt wurde, wandert der Temperaturabfall mit steigender Wärmestromdichte stromaufwärts. Dies lässt darauf schließen, dass es sich hierbei um einen Effekt bezogen auf das Strömungsmuster im Verdampferrohr handelt. Eine detailliertere Untersuchung deutet darauf hin, dass dies ein Resultat der Pfropfenströmung oder einer intermittierenden Strömung mit einer Art Dampfklumpen („Vapor clots“) ist. Durch die Leistungserhöhung geht die Blasenströmung zu einer intermittierenden Strömung und anschließend zu einer Pfropfenströmung über. Mit weiter steigender Leistung schreitet die Strömung fort und es kommt zur Ringströmung, oder aber direkt zum DNB. Somit können auch vor DNB Dampfansammlungen in der Strömung vorliegen [Jeon et al., 2022]. Dieser Zustand wird in der Literatur auch als Typ-3 DNB bezeichnet und stellt eine Grenzzone zwischen DNB und Dryout dar [Le Corre et al., 2010, Y. Liu et al., 2022].

Durch den niedrigen Druck, hier 1,1 MPa, sind die entstehenden Taylor-Blasen deutlich stabiler und größer. Mit steigendem Druck erhöht sich die Dampfdichte, was dazu führt, dass der Dampfanteil dichter wird und dadurch das Volumen der Gasblasen abnimmt. Somit werden sie flacher und auch kürzer. Des Weiteren sinkt die Oberflächenspannung mit steigendem Druck, weshalb die Pfropfen leichter aufbrechen und zu einer instabileren Form neigen, siehe auch Beschreibung in Abschnitt 2.4.2. Darüber hinaus nimmt die Geschwindigkeit der Taylor-Blase bei höheren Drücken ab, da sich die Dampf- und die Flüssigkeitsdichte einander annähern und deshalb die Auftriebskraft sinkt. Somit wirkt sich eine Pfropfenströmung unter niedrigeren Drücken stärker auf die beheizte Wand aus als bei höheren Drücken. Dies könnte ein Grund dafür sein, dass dieses Phänomen lediglich bei niedrigem Druck aufgetaucht ist. Ebenfalls ist deshalb die Möglichkeit von Dampfansammlungen vor DNB eher bei niedrigeren Drücken, anstatt höheren, gegeben.

Werden nun zusätzlich Strömungskarten untersucht, zeigt sich, dass Pfropfenströmungen bereits bei Dampfqualitäten von leicht über null beginnen können. Je nach Massenstromdichten kann die Pfropfenströmung nun bis zu einer Dampfqualität von 30 % vorliegen [Revellin & Thome, 2007, Abadi et al., 2016, Schmid et al., 2022].

Werden nun die Diagramme 4.19b) bis 4.19d) betrachtet, zeigt sich, dass für eine Massenstromdichte von 1000 kg/m<sup>2</sup>s, 1500 kg/m<sup>2</sup>s und 2000 kg/m<sup>2</sup>s die lokalen Dampfqualitäten genau in diesem Pfropfenströmungs-Bereich liegen. Abbildung 4.19a) hingegen zeigt, dass bereits während des Temperaturabfalls deutlich höhere lokale Dampfqualitäten herrschen ( $0,57 \leq x_e \leq 0,71$ ). Ein Blick auf die Massenstromdichte zeigt jedoch, dass diese sehr klein ist, was dazu führt, dass der Bereich der Pfropfenströmung hin zu höheren Dampfqualitäten verschoben wird [Abadi et al., 2016, Li & Hrnjak, 2022]. Demnach könnte es sich in



**Abbildung 4.22:** Darstellung einer Pfropfenströmung



diesem Fall um sehr große, voluminöse Taylor-Blasen handeln, die kurz vor dem Übergang zur Ringströmung stehen.

Beginnen nun periodisch Taylor-Blasen an der beheizten Wand vorbeizuströmen, werden die zuvor vorliegenden Dampfblasen von einem Flüssigkeitsfilm verdrängt, welcher die beheizte Wand zur Dampfblase trennt, siehe Abbildung 4.22. Dieser schmale Film führt somit zu einem kleineren thermischen Widerstand. Dies resultiert in einem Abfallen der Wandtemperatur. Durch die hohe Frequenz der vorbeiströmenden Taylor-Blasen stellt sich ein quasistationärer Zustand ein, da die Wärmeleitung im Zusammenhang mit der Temperaturdetektion der Thermoelemente vergleichsweise träge ist. Somit bleibt dieser Zustand über stationären Bedingungen konstant, obwohl die Strömung durch intermittierende Dampf- und Flüssigphasen gekennzeichnet ist.

Wird die Fourier'sche Gleichung der Wärmeleitung auf einen stationären, eindimensionalen Zustand in einem homogenen, ruhenden Flüssigkeitsfilm angewendet, ergibt sich folgende vereinfachte Gleichung zur Berechnung der Filmdicke  $\delta_F$  zwischen der beheizten Wand und der Taylor-Blase:

$$\delta_F = \frac{\lambda_l}{q(T_{w,down,i})} (T_{w,down,i} - T_{sat}) \quad (4.2)$$

Wobei  $q(T_{w,down,i})$  die Wärmestromdichte ist, bei der die Temperatur abgefallen ist,  $\lambda_l$  die Wärmeleitfähigkeit der gesättigten Flüssigkeit,  $T_{w,down,i}$  die Wandtemperatur anliegend am Flüssigkeitsfilm und  $T_{sat}$  die Sättigungstemperatur der Blase. Tabelle 4.6 zeigt nun acht ausgewählte Fälle für die Filmdicke bei den jeweiligen Versuchsbedingungen und jeweils am obersten Thermoelement ( $z = 0,995$ ). Es zeigt sich, dass die Schicht zwischen der Taylor-Blase und der beheizten Wand lediglich zwischen etwa 1 und 5  $\mu\text{m}$  liegt. Wird nun die Wärmestromdichte weiter erhöht, verschiebt sich dieser Zustand weiter stromaufwärts und darüber kommt es entweder direkt zum DNB oder es stellt sich eine Ringströmung ein. Zusätzlich zu den Parametern während des Temperaturabfalls

**Tabelle 4.6:** Berechnung der Filmdicke zwischen der beheizten Wand und einer Taylor-Blase an der Stelle  $z = 0,995$

$P_{red} [-]$	$G \left[ \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}} \right]$	$x_e [-]$	$q(T_{w,down,i}) \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$	$T_{w,down,i} [^\circ\text{C}]$	$\delta_F [\mu\text{m}]$	$x_c [-]$	$q_c \left[ \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} \right]$
0,28	300	0,659	112,8	47,1	2,7	0,796	133,0
	300	0,706	111,3	50,6	5,0	0,880	129,4
	1000	0,243	209,2	48,2	1,8	0,265	212,8
	1000	0,274	179,5	49,3	2,6	0,307	186,3
	1500	0,092	258,9	46,7	1,0	0,120	264,3
	1500	0,115	236,7	46,9	1,2	0,132	241,6
	2000	0,047	261,0	45,4	0,7	0,078	267,1
	2000	0,111	200,1	49,2	2,3	0,127	207,1

wird in Tabelle 4.6 die kritische Dampfqualität und die kritische Wärmestromdichte angegeben. Werden die Fälle bei einer Massenstromdichte von 1000  $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  bis 2000  $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  betrachtet, zeigt sich, dass die CHF nur leicht oberhalb der Wärmestromdichte liegt, welche zum Temperaturabfall geführt hat. Das bedeutet, dass nach der intermittierenden Strömung oder Pfropfenströmung direkt die Siedekrise und damit DNB stattfindet. Werden nun hingegen die Daten bei einer Massenstrom-

dichte von  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  betrachtet, ist zu beobachten, dass hier die CHF deutlich höher ist als die Wärmestromdichte, welche für den Temperaturabfall benötigt wurde. Demnach kann hier davon ausgegangen werden, dass während des Temperaturabfalls möglicherweise eine Pfropfenströmung mit voluminösen Taylor-Blasen vorliegt. Da die Wärmestromdichte weiter deutlich erhöht werden muss, wird die Pfropfenströmung zu einer Ringströmung übergehen und letztendlich zum Dryout.

### 4.2 Post-Dryout-Wärmeübergang

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Post-Dryout-Experimente sowohl mit dem einfach beheizten Rohr als auch mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal grafisch dargestellt, erläutert und miteinander verglichen. Zudem wird der Einfluss verschiedener Parameter, wie der lokalen Dampfqualität, der Wärmestromdichte, der Massenstromdichte und des Drucks, auf das Verhalten des Post-Dryout-Wärmeübergangs untersucht. Des Weiteren wird der Effekt der Abstandshalter auf den Post-Dryout-Wärmeübergang im Vierkant-Ringspalt-Kanal analysiert und diskutiert. Zu guter Letzt werden die aufgenommenen Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen der Flüssigkeitstropfen im PDO-Bereich beschrieben.

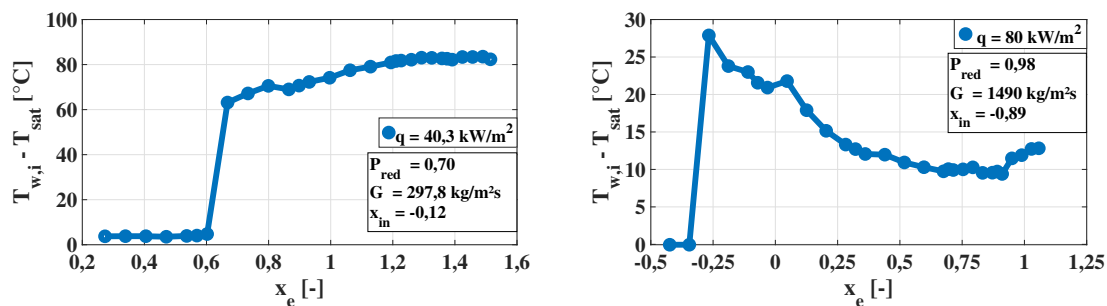
#### 4.2.1 Charakteristiken des Post-Dryout-Wärmeübergangs

Sobald ausreichend Wärme in das System zugeführt wurde und die Siedekrise stattgefunden hat, befindet sich das System nach der Siedekrise im Post-Dryout-Bereich. Dieser Bereich weist zwei wesentliche Charakteristika auf. Die stationären Temperaturprofile in Abhängigkeit von der lokalen Gleichgewichtsdampfqualität werden in den Abbildungen 4.23a) und 4.23b) dargestellt und beziehen sich auf niedrige bzw. hohe Massenstromdichten. Die Wandtemperatur im Inneren des beheizten Rohres wird als Überhitzung ( $T_{w,i} - T_{sat}$ ) angegeben. Wie in Tabelle 3.8 ersichtlich, tritt am Eintritt der Teststrecke stets eine unterkühlte Strömung auf. Durch die Beheizung der Rohrwand kommt es an der Wandoberfläche zum Sieden, weshalb beide Profile zunächst eine Temperatur knapp oberhalb der Sättigungstemperatur aufweisen, bevor die Siedekrise und damit der Dryout auftritt. Nach der Siedekrise tritt bei beiden Temperaturprofilen ein plötzlicher Temperatursprung auf, da die Flüssigkeit, die die Wand benetzt, verdampft und Dampf einen deutlich schlechteren Wärmeleiter darstellt. Im Anschluss an diesen Temperatursprung lassen sich unterschiedliche Verhaltensweisen der beiden Profile beobachten. In Abbildung 4.23a), mit niedriger Massenstromdichte, steigt die Wandtemperatur kontinuierlich an, jedoch mit einer geringeren Steigung als zuvor. Für die geringe Massenstromdichte zeigt sich zudem, dass die Dampfqualität im Post-Dryout-Bereich bereits relativ hoch ist, weshalb nur noch wenige Flüssigkeitströpfchen vorhanden sind. In diesem Fall dominiert der Wärmeübergang zwischen der Wand und dem Dampf, während der Wärmeübergang zwischen dem Dampf und den Flüssigkeitströpfchen weniger ausgeprägt ist.

Im Gegensatz dazu zeigt sich in Abbildung 4.23b), dass die Wandtemperatur nach dem Temperatursprung zunächst sinkt. Dieser Temperaturabfall ist darauf zurückzuführen, dass der überhitzte Dampf zunehmend Wärme an die in der Strömung befindlichen Flüssigkeitströpfchen abgibt, was die Verdampfungsrate erhöht. Dies führt zu einer Beschleunigung der Strömung, was wiederum den konvektiven Wärmeübergang verbessert und die Wandtemperatur sinken lässt. Zusätzlich

trägt der geringere Dampfanteil in der Strömung zur Erhöhung der Verdampfungsrate bei. Höhere Strömungsgeschwindigkeiten erzeugen stärkere Turbulenzen, die zusammen mit einer größeren Menge an Flüssigkeit im Post-Dryout-Bereich zu einem besseren Wärmeübergang zwischen der Wand und den Flüssigkeitströpfchen führen. Mit steigender Dampfqualität sinkt der Flüssigkeitsanteil im Post-Dryout-Bereich, wodurch die Verdampfungsrate abnimmt und der Temperaturabfall langsamer wird. Sobald der Wärmeeintrag den Betrag der Kühlung durch die Flüssigkeitstropfen übersteigt, beginnt die Wandtemperatur wieder anzusteigen. Unter der Annahme, dass kein thermisches Ungleichgewicht besteht, entspricht nun die Gleichgewichtsdampfqualität am Punkt, an dem die Flüssigkeitsphase vollständig verdampft ist,  $x_e \geq 1,0$ . Unter Ungleichgewichtsbedingungen hingegen weist die eigentliche Dampfqualität einen Wert von  $x_a = 1,0$  auf [Groeneveld & Delorme, 1976]. Dieses Verhalten wurde auch von Nishikawa et al. [1983], Groeneveld [1973] und Becker et al. [1983] beobachtet und beschrieben.

Cumo et al. [1971] zeigten in ihren Untersuchungen, dass aufgrund des thermischen Ungleichgewichts Tropfen in der Strömung des Post-Dryout-Bereichs bei Gleichgewichtsdampfqualitäten von  $x_e = 2,2$  vorliegen können. Das thermische Ungleichgewicht hängt dabei vom Druck und der Massenstromdichte ab. Mit zunehmendem Druck und zunehmender Massenstromdichte verringert sich dieses Ungleichgewicht. Höhere Massenstromdichten führen einerseits zu höheren Schlupfgeschwindigkeiten zwischen den Phasen und andererseits zu einer größeren Anzahl von Tropfen, die brechen und sich in kleinere Tropfen aufteilen. Diese beiden Effekte begünstigen den Wärmeübergang zwischen dem Dampf und den Flüssigkeitstropfen, was die Dampfüberhitzung und damit das thermische Ungleichgewicht verringert. Zudem trägt ein höherer Druck zur Reduktion des thermischen Ungleichgewichts bei, da die Oberflächenspannung sinkt und das Brechen der Tropfen begünstigt wird, was wiederum den Wärmeübergang zwischen dem Dampf und den Tropfen verbessert [Groeneveld & Delorme, 1976]. Das gleiche Verhalten konnte auch während der Versuche mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal bei niedrigen sowie hohen Massenstromdichten beobachtet werden.



(a) Charakteristik für niedrigere Massenstromdichten (b) Charakteristik für höhere Massenstromdichten

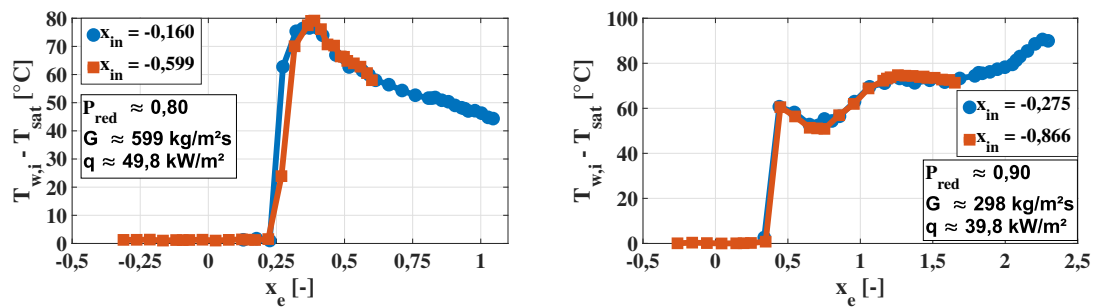
**Abbildung 4.23:** Charakteristische Post-Dryout-Temperaturprofile für niedrige und hohe Massenstromdichten [Rensch et al., 2024]

## 4.2.2 Einfluss der Eintrittsdampfqualität

Um den Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf den Wärmeübergang im PDO-Bereich zu untersuchen, wurde der Druck, die Massenstromdichte sowie die Wärmestromdichte konstant gehalten,

während unterschiedliche Eintrittsdampfqualitäten eingestellt wurden. In Abbildung 4.24a) sind zwei Temperaturprofile dargestellt, die bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,8$ , einer Massenstromdichte von  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und einer Wärmestromdichte von  $50 \text{ kW/m}^2$  aufgenommen wurden. Die Eintrittsdampfqualitäten betragen einmal  $-0,160$  und einmal  $-0,599$ . Es ist zu erkennen, dass die PDO-Temperaturprofile bei höheren Massenstromdichten ein typisches, charakteristisches Verhalten zeigen und nahezu identisch verlaufen. Dies deutet darauf hin, dass die Eintrittsdampfqualität in diesem Fall keinen signifikanten Einfluss auf den Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich hat.

Abbildung 4.24b) zeigt nun Temperaturprofile für niedrigere Massenstromdichten, bei denen der reduzierte Druck  $0,9$ , die Massenstromdichte  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und die Wärmestromdichte  $40 \text{ kW/m}^2$  betragen. In diesem Fall lässt sich beobachten, dass sich durch das Variieren der Eintrittsdampfqualität von  $-0,275$  auf  $-0,866$  die Wandtemperaturen an den jeweiligen lokalen Dampfqualitäten im PDO-Bereich wieder identisch verhalten, was darauf hindeutet, dass die Eintrittsdampfqualitäten auch hier keinen Einfluss auf die Wärmeübertragung haben. Die Temperaturprofile für niedrigere Eintrittsdampfqualitäten verschieben sich lediglich stromabwärts entlang der beheizten Länge, wobei die Dampfqualitäten und die entsprechenden Wandtemperaturen unverändert bleiben. Es sei jedoch darauf hinzuweisen, dass die Siedekrise bei deutlich niedrigeren Eintrittsdampfqualitäten zu geringeren Gleichgewichtsdampfqualitäten verschoben werden kann, was bereits in Abschnitt 4.1.1 ausführlich diskutiert wurde, jedoch in diesen Abbildungen nicht zu sehen ist, da die Differenzen der Eintrittsdampfqualitäten nicht hoch genug sind. Dieses Verhalten wurde auch von Nishikawa et al. [1983], von Nakla et al. [2011] sowie von Köckert et al. [2024] bewiesen und dokumentiert.



(a) Einfluss der Eintrittsdampfqualität bei  $P_{red} = 0,80$ , (b) Einfluss der Eintrittsdampfqualität bei  $P_{red} = 0,90$ ,  $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 50 \text{ kW/m}^2$   $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 40 \text{ kW/m}^2$

**Abbildung 4.24:** Einfluss der Eintrittsdampfqualität auf den PDO-Wärmeübergang

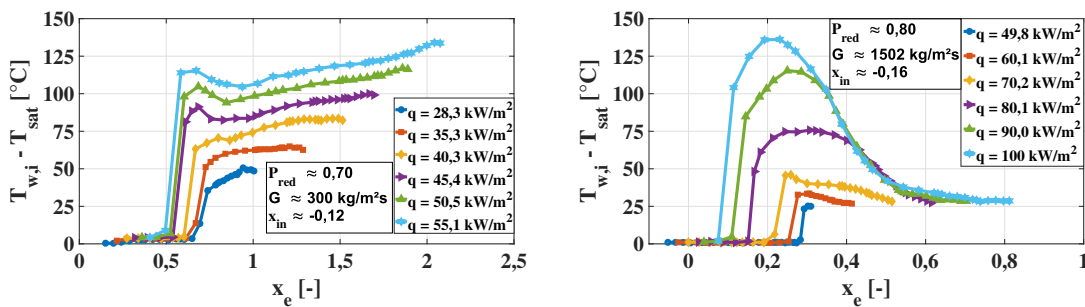
Im Rahmen der Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal wurde ein vergleichbares Verhalten beobachtet. Es zeigte sich jedoch zusätzlich ein Einfluss der Abstandshalter, wodurch weniger konvergente Datenpunkte vorlagen. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass dieses Verhalten unabhängig von der Massenstromdichte und dem Druck auftritt. Auch bei Drücken, die nahe am kritischen Druck liegen, konnte kein Einfluss der Eintrittsdampfqualität festgestellt werden.

### 4.2.3 Einfluss der Wärmestromdichte

Als weiteren Einflussparameter wird die Wärmestromdichte auf den PDO-Wärmeübergang unter niedrigen und höheren Massenstromdichten diskutiert. Dabei werden der Druck, die Eintrittsunterkühlung sowie die Massenstromdichte konstant gehalten und die Wärmestromdichte wird erhöht.

Durch die Erhöhung der Wärmestromdichte wandert der Punkt der Siedekrise stromaufwärts. Wie in Abbildung 4.25a) und 4.25b) zu sehen ist, verschiebt sich auch die kritische Dampfqualität am Punkt der Siedekrise hin zu kleineren Werten. Dieser Effekt ist jedoch deutlicher zu erkennen bei hohen Massenstromdichten. Die Verschiebung hin zu geringeren kritischen Dampfqualitäten mit steigender Wärmestromdichte kann damit begründet werden, dass höhere Wärmestromdichten die Länge der Ringströmung vor der Siedekrise reduzieren. Dies beschleunigt die Verdampfung, was zu einer höheren Beschleunigung der Strömung führt. In Kombination mit einer erhöhten Turbulenz verjüngt sich der Flüssigkeitsfilm an der beheizten Wand, was demnach zu einem schnelleren Austrocknen führt. Dieser Effekt ist nachweislich höher, insoweit die Massenstromdichte größer ist [Köckert et al., 2021]. Ebenfalls ist in beiden Abbildungen zu erkennen, dass der Temperatursprung aufgrund des Dryouts mit steigender Wärmestromdichte höher ist.

Werden nun die Abbildungen einzeln betrachtet, zeigt sich bei den Kurven in Darstellung 4.25a), dass mit höheren Wärmestromdichten und niedrigeren Massenstromdichten die Wandtemperaturen generell ansteigen. Wird die Steigung der Wandtemperaturen im PDO-Bereich betrachtet, scheint es, als würden diese mit steigender Wärmestromdichte konstant bleiben. Abbildung 4.25b) zeigt, dass steigende Wärmestromdichten in Kombination mit hohen Massenstromdichten zuerst dafür sorgen, dass die Wandtemperaturen im PDO-Bereich stark ansteigen und charakteristisch wieder sinken. Generell zeigt sich auch hier, dass die Wandüberhitzung im PDO-Bereich höher ist, je höher die Wärmestromdichte ist.



(a) Einfluss der Wärmestromdichte bei  $P_{red} = 0,70$ ,  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $x_{in} = -0,12$  (b) Einfluss der Wärmestromdichte bei  $P_{red} = 0,80$ ,  $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $x_{in} = -0,16$

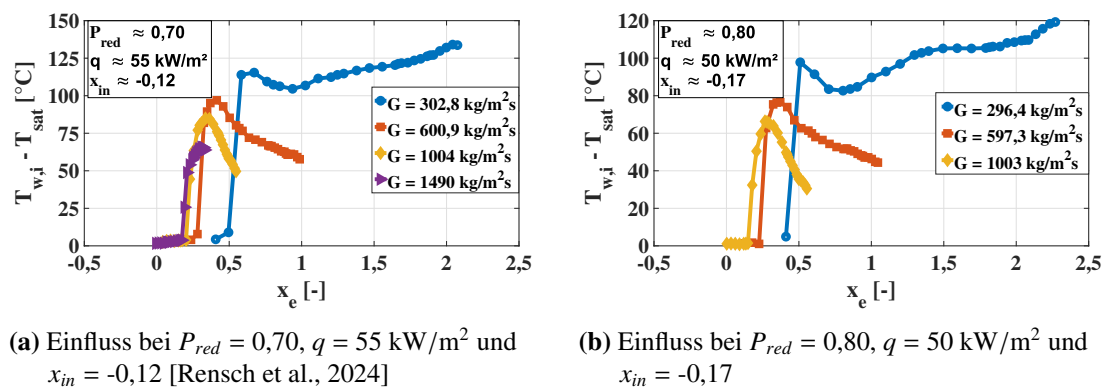
**Abbildung 4.25:** Einfluss der Wärmestromdichte auf den PDO-Wärmeübergang unter niedrigen und hohen Massenstromdichten

#### 4.2.4 Einfluss der Massenstromdichte

Ein weiterer Versuchsparameter, der Einfluss auf den Wärmeübergang im PDO-Bereich hat, ist die Massenstromdichte. Für die Untersuchung wurden der Druck, die Wärmestromdichte sowie die Eintrittsdampfqualität konstant gehalten und die Massenstromdichte wurde verändert. Einer der Einflüsse wurde bereits in Abschnitt 4.2.1 beschrieben. Dabei verändert sich die Charakteristik der Temperaturprofile. Es kommt zum einen nach dem Temperatursprung aufgrund des Dryouts zu einem kontinuierlichen Temperaturanstieg, was für niedrigere Massenstromdichten gilt, und zum anderen zu einem Temperaturabfall bei höheren Massenstromdichten. Während der Experimente mit dem einfach beheizten Rohr lag der Übergang zwischen den beiden charakteristischen

Profilen meist zwischen einer Massenstromdichte von  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . Im Falle des Vierkant-Ringspalt-Kanals lag dieser Übergang zwischen  $150 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . Diese Übergangsmassenstromdichte hängt jedoch vom Druck ab, was in Abschnitt 4.2.5 beschrieben wird. Abbildungen 4.26a) und 4.26b) zeigen nun jeweils den Einfluss der Massenstromdichte bei einem reduzierten Druck von 0,7 bzw. 0,8. Für 4.26a) ist die Wärmestromdichte von  $55 \text{ kW/m}^2$  die maximal mögliche Wärmestromdichte für eine Massenstromdichte von  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und für  $1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  ist es nahezu die niedrigste. Bei einem reduzierten Druck von 0,8 (4.26b)) jedoch gab es keine gemeinsame Wärmestromdichte für die vier Massenstromdichten. Hier waren die  $50 \text{ kW/m}^2$  bereits die maximal mögliche Wärmestromdichte für eine Massenstromdichte von  $300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , wobei diese Leistung bei  $1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  lediglich ausgereicht hat, um die Siedekrise am Ende der beheizten Länge auszulösen. Mit zunehmender Massenstromdichte wird der kritische Punkt stromabwärts im Rohr verschoben. Höhere Massenstromdichten verstärken nun durch die erhöhte Geschwindigkeit den konvektiven Wärmeübergang sowie die Turbulenzen der Strömung. Aufgrund dessen kommt es im Allgemeinen zu niedrigeren Wandtemperaturen im PDO-Bereich sowie zu einem niedrigeren Temperaturpeak. Dies bedeutet, dass eine höhere Wärmestromdichte erforderlich ist, um den Dryout zu erreichen.

Darüber hinaus zeigen die Abbildungen, dass die Gleichgewichtsdampfqualität des kritischen Punktes mit steigender Massenstromdichte sinkt. Zudem verschiebt sich die gesamte Temperaturverteilung in den Bereich niedrigerer Dampfqualitäten. Der Grund dafür ist die höhere Turbulenz der Strömung. Dies begünstigt die Mitnahme von Flüssigkeitstropfen aus dem Flüssigkeitsfilm vor der Siedekrise, was somit zu einer dünneren Ringströmung führt. Die Folge ist eine schnellere Austrocknung des Films und eine niedrigere Dampfqualität, was bedeutet, dass mehr Flüssigkeit im Dampf Kern vorhanden ist, wodurch der Wärmeübergang verbessert wird. Dies ist der sogenannte umgekehrte Massenstrom-Effekt, im Englischen auch „inverse massflux effect“ genannt [Tong & Tang, 1997].



**Abbildung 4.26:** Einfluss der Massenstromdichte auf den PDO-Wärmeübergang während zwei unterschiedlichen Druckstufen

## 4.2.5 Einfluss des Drucks

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie sich der Druck auf den PDO-Wärmeübergang ausübt. Dabei wurden die Massenstromdichte, die Wärmestromdichte sowie die Eintrittsunterkühlung  $\Delta T_{sub} =$

( $T_{sat} - T_{in}$ ) konstant gehalten. Ein Schnittpunkt der Wärmestromdichten bei den verschiedenen Druckverhältnissen ist jedoch nur begrenzt vorhanden. In den Abbildungen 4.27a) bis 4.27d) wird der Einfluss des Drucks auf den PDO-Wärmeübergang für Massenstromdichten von 300 kg/m<sup>2</sup>s, 600 kg/m<sup>2</sup>s, 1000 kg/m<sup>2</sup>s und 1500 kg/m<sup>2</sup>s bei einer konstanten Wärmestromdichte veranschaulicht. Die Temperatur am Eintritt der Teststrecke wurde dabei in den jeweiligen Fällen mit einer Unterkühlung von 5 °C festgelegt.

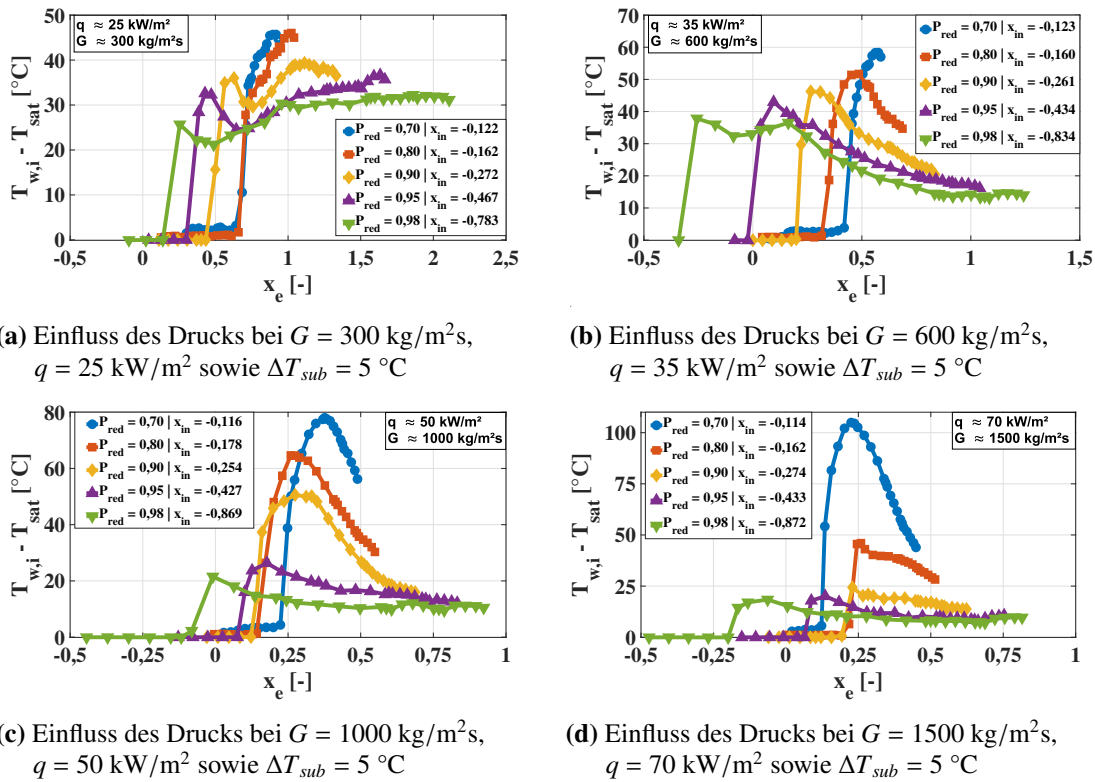
Wird nun ein höherer Druck bei sonst konstanten Bedingungen betrachtet, nimmt die kritische Dampfqualität ab, siehe auch Abschnitt 4.1.5. Weiterhin wird das gesamte Temperaturprofil über einen breiteren lokalen Dampfqualitätsbereich verteilt. Dies lässt sich auf die Veränderung der thermischen Eigenschaften des Fluids zurückführen. Mit steigendem Druck sinkt die gesättigte Dampfenthalpie, während die Enthalpie der gesättigten Flüssigkeit zunimmt, wodurch sich die Verdampfungswärme verringert. Wird nun Gleichung (2.18) zur Hand genommen, zeigt sich, dass eine kleinere Verdampfungswärme und damit höherer Druck zu stärkeren Änderungen der Gleichgewichtsdampfqualität führt. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei Drücken, die dem kritischen Druck nahekommen. Der Grund dafür liegt in den drastischen Veränderungen der thermischen Eigenschaften nahe dem kritischen Druck. Zudem ist zu beobachten, dass sich sowohl die gesamte Temperaturverteilung als auch der Temperaturpeak, der mit der Siedekrise in Verbindung steht, mit steigendem Druck verringern. Auch dieser Effekt lässt sich durch die thermischen Fluideigenschaften erklären. Wie bereits erwähnt, sinkt die Verdampfungswärme bei höherem Druck und noch stärker in der Nähe des kritischen Drucks, was den Verdampfungsprozess verstärkt. Infolgedessen wird weniger Wärme benötigt, um den Dryout zu erreichen, und die Temperaturen im PDO-Bereich sinken. Ein früherer Dryout bedeutet nun, dass sich mehr Flüssigkeit in der Strömung befindet. Durch den erhöhten Verdampfungsprozess verdampfen die Flüssigkeitströpfchen schneller, was die Strömung wiederum beschleunigt und somit den konvektiven Wärmeübergang verbessert.

Des Weiteren steigen die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärme der Dampfphase nahe des kritischen Drucks stark an. Diese Veränderungen beeinflussen die Menge an Wärme, die durch die Strömung aufgenommen und abgeführt werden kann, wodurch die Überhitzung des Dampfes verringert wird. Zusätzlich nimmt die Oberflächenspannung mit steigendem Druck ab, was zu leichterem Aufbrechen der Flüssigkeitströpfchen führt. Dadurch sinkt die Tröpfchengröße, und die Anzahl der Tröpfchen im PDO-Bereich erhöht sich. Somit wird die Gesamtoberfläche der Flüssigkeit mit steigendem Druck größer. Laut den Untersuchungen von Groeneveld & Delorme [1976] sowie Kataoka et al. [1983] begünstigt dies nun den Wärmeübergang an der Grenzfläche zwischen den dispersen Flüssigkeitströpfchen und der kontinuierlichen Dampfphase. Untersuchungen von Cumo et al. [1974] zeigten, dass die Tröpfchengröße mit steigendem Druck abnimmt. Dieses Verhalten ist insbesondere im Bereich des reduzierten Drucks von 0,7 bis 1,0 ausgeprägt. Bei reduzierten Drücken unterhalb von 0,7 bleibt die Tröpfchengröße nahezu konstant.

Sobald ein hoher Druck mit einer Massenstromdichte über 600 kg/m<sup>2</sup>s kombiniert wird, ist der Einfluss auf die Temperaturverteilung signifikant stärker, wie in den Abbildungen 4.27c) und 4.27d) verdeutlicht wird. Im Vergleich zu dem ausgeprägten Temperaturabfall, der mit einem Anstieg des Drucks unter hohen Massenstromdichten einhergeht, ist der Temperaturabfall bei niedrigeren Massenstromdichten weniger ausgeprägt. Dies ist auf den erhöhten Flüssigkeitsanteil unter hohen Massenstromdichten zurückzuführen, der durch das frühzeitige Erreichen des Dryouts

bedingt ist, wie in Abschnitt 4.2.4 erläutert. In Verbindung mit der vergrößerten Grenzfläche zwischen der Flüssigkeit und dem Dampf resultiert ein besonders effizienter Wärmeübergang, was zu einer signifikant niedrigeren Wandtemperatur führt. Darüber hinaus zeigt Abbildung 4.27a) sowie 4.27b), dass die Massenstromdichte, die den Übergang zwischen den charakteristischen PDO-Temperaturverteilungen bewirkt, zu niedrigeren Werten verschoben wird. Ein ähnlicher Trend wurde in den Experimenten von Schnittger [1982] und Köckert et al. [2021] festgestellt. Auch Mawatari & Mori [2016] beobachteten eine Veränderung im charakteristischen Profil und fanden heraus, dass sich das Profil für niedrige Massenstromdichten mit steigendem Druck in Richtung des Profils für hohe Massenstromdichten verschiebt. Zudem stellten sie fest, dass bereits kleine Änderungen der Wärmestromdichte, der Massenstromdichte sowie des Drucks unter Bedingungen nahe dem kritischen Druck die Wärmeübergangseigenschaften im PDO-Bereich erheblich verändern können, insbesondere um die Übergangsmassenstromdichte herum.

Weiterhin lässt sich feststellen, dass mit steigendem Druck die Überhitzung des Flüssigkeitsfilms während der Ringströmung vor der Siedekrise abnimmt und bei sehr hohen Drücken die Wandtemperatur gleich der Sättigungstemperatur ist, was ebenfalls in Arbeiten aus der Literatur festgestellt werden konnte [Swenson et al., 1962, S. K. Lee & Chang, 2007, Mawatari & Mori, 2016, Köckert et al., 2024].



**Abbildung 4.27:** Einfluss des Drucks auf den PDO-Wärmeübergang während  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $G = 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  [Rensch et al., 2024]

Ein weiterer Grund für den stark verbesserten Wärmeübergang ist das Verhältnis der Dichte der gesättigten Flüssigkeit und des Dampfes  $\rho_l/\rho_v$ . Mit steigendem Druck verringert sich dieses Verhältnis, was auch den Volumenanteil  $\alpha$  reduziert. Ein geringerer Volumenanteil führt zu einem besseren konvektiven Wärmeübergang, da das thermische Ungleichgewicht und die Überhitzung des



Dampfes verringert werden [S. K. Lee & Chang, 2008]. Wenn der Druck noch weiter in Richtung des kritischen Drucks erhöht wird, verschwindet der Temperaturanstieg aufgrund des Dryouts. Stattdessen ist nur noch ein leichter und sanfter Temperaturanstieg zu beobachten [Mawatari & Mori, 2016].

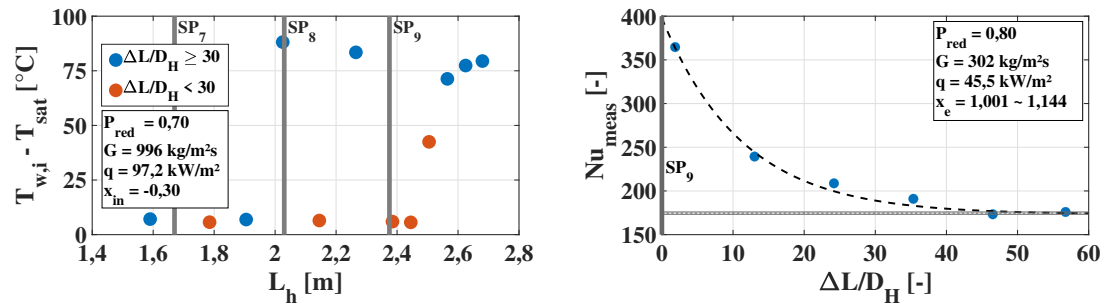
### 4.3 Effekt der Abstandshalter auf den Post-Dryout-Wärmeübergang

Abstandshalter führen durch die Verengung des Querschnitts zu einer zwischenzeitlichen Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit. Zudem führen sie zu einer deutlich erhöhten Turbulenz infolge der Strömungsstörung nach dem Abstandhalter, weshalb es teilweise aufgrund der Tropfen im Post-Dryout-Bereich zur Wiederbenetzung kommt. Bisherige Untersuchungen haben gezeigt, dass dieser Effekt minimal während des Strömungssiedens vorliegt, jedoch einen erheblichen Einfluss auf den Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich hat. Der Grund hierfür ist, dass die hauptsächliche Wärmeübertragung während des Strömungssiedens auf das Verdampfen der Flüssigkeit zurückzuführen ist, während im Gegensatz die Turbulenz einen relativ schwachen Einfluss aufweist [S. Chen et al., 2025]. Dieses Verhalten konnte ebenfalls in den Versuchen dieser Arbeit bestätigt werden. Die Wandtemperaturen vor der Siedekrise zeigten dabei einen sehr geringen Einfluss aufgrund der Abstandshalter. Sobald jedoch der Post-Dryout-Bereich erreicht wurde, war der Effekt der Abstandshalter deutlich zu erkennen, siehe auch als Beispiel Abbildung 4.28a).

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 über die Abstandshalter beschrieben, sind SP<sub>7</sub>, SP<sub>8</sub> und SP<sub>9</sub> die wesentlichen Abstandshalter, die Einfluss auf die Wandtemperaturmessungen haben, siehe ebenfalls Abbildung 3.7. In Blau werden die Thermoelemente dargestellt, die nicht von einem Abstandhalter beeinflusst werden ( $\Delta L/D_H \geq 30$ ) und damit in einem vollentwickelten Bereich liegen, und die in Rot gekennzeichneten zeigen einen Effekt aufgrund der Abstandshalter ( $\Delta L/D_H < 30$ ). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Wandtemperaturen infolge des starken Effekts der Abstandshalter sogar wieder auf Sättigungstemperatur fallen, um anschließend wieder in einem ausreichenden Abstand zur Störstelle dem ursprünglichen Verlauf zu folgen. Dementsprechend kann die beheizte Wand nach dem Abstandhalter wieder vollständig mit Flüssigkeit benetzt werden. Um nun den Einfluss der jeweiligen Systemparameter auf den Effekt der Abstandshalter untersuchen zu können, wird lediglich der Bereich nach dem letzten Abstandhalter SP<sub>9</sub> betrachtet. Hierfür wird die Verbesserung des Wärmeübergangs durch die experimentell gemessene Nusselt-Zahl  $Nu_{meas}$  über das Verhältnis der Abstandhalter-Distanz  $\Delta L$  zum hydraulischen Durchmesser  $D_H$  dargestellt.

In Abbildung 4.28b) zeigt sich, wie bereits in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, dass die Verbesserung des Wärmeübergangs aufgrund des Abstandhalters direkt nach dessen Einfluss am größten ist. Mit steigender Distanz zum Abstandhalter nimmt die Verbesserung mit einem exponentiell abfallenden Verlauf ab, bis der Effekt des Abstandhalters nicht mehr sichtbar ist und wieder eine vollentwickelte Strömung vorliegt. In diesem Strömungsbereich zeigt der Wärmeübergang erneut einen typischen PDO-Verlauf, wie er für eine Strömung ohne Abstandshalter charakteristisch wäre. Untersuchungen aus der Literatur zeigen, dass sich der durch Abstandhalter induzierte Strömungseffekt erst nach einer Strecke von etwa 20 bis 30 mal dem hydraulischen Durchmesser vollständig zurückbildet. In den durchgeführten Experimenten lag in den meisten Fällen wieder eine vollentwickelte Strömung im Bereich  $\Delta L/D_H \geq 30$  vor. Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit und Visualisierung wird

daher in den folgenden Abschnitten die experimentell bestimmte lokale Nusselt-Zahl  $Nu_{meas}$  durch den jeweiligen Mittelwert der Nusselt-Zahlen im vollentwickelten Bereich  $Nu_0$  desselben Versuchs normiert. Auf diese Weise lässt sich gleichzeitig erkennen, um welchen Faktor der Wärmeübergang durch den Einfluss des Abstandshalters verbessert wurde.



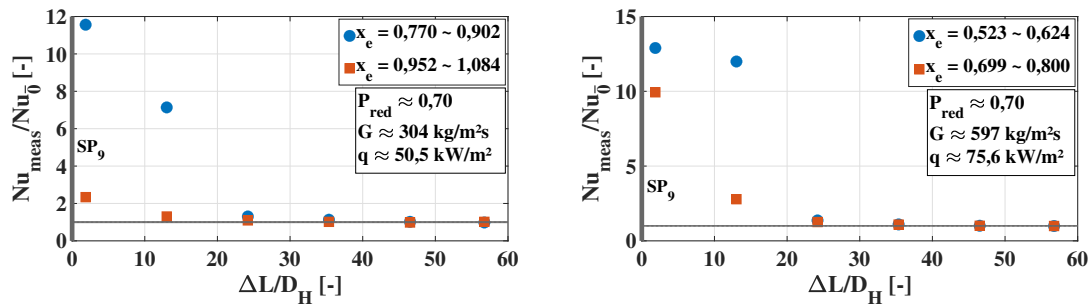
(a) Einfluss auf das PDO-Wandtemperaturprofil bei  $P_{red} = 0,70$ ,  $G = 996 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 97,2 \text{ kW/m}^2$  (b) Einfluss auf die Wärmeübertragung nach  $SP_9$  bei  $P_{red} = 0,80$ ,  $G = 302 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 45,5 \text{ kW/m}^2$

**Abbildung 4.28:** Beispiele für den Effekt der Abstandshalter auf die Wandtemperaturen sowie auf die Wärmeübertragung im PDO-Bereich

#### Einfluss der lokalen Dampfqualität auf die Verbesserung der Wärmeübertragung

Um nun den Einfluss der lokalen Dampfqualität im Bereich nach den Abstandshaltern untersuchen zu können, werden Fälle miteinander verglichen, bei denen der Druck, die Massen- und Wärmestromdichte sowie die Distanz zum Abstandshalter  $\Delta L/D_H$  konstant gehalten und lediglich die Dampfqualität variiert wird. Abbildung 4.29a) und 4.29b) zeigen, dass die Verbesserung der Wärmeübertragung durch geringere Dampfqualitäten begünstigt wird. Der Grund hierfür liegt am höheren Flüssigkeitsanteil, welcher vermehrt durch die stark erhöhte Turbulenz aufgrund der Abstandshalter in Kontakt mit der beheizten Wand kommt. So treffen bei geringerem Dampfgehalt mehr Tropfen auf, was die Möglichkeit erhöht, die beheizte Wand wieder kurzzeitig mit einem Flüssigkeitsfilm zu benetzen. Die Abbildungen zeigen, dass bereits geringe Unterschiede im Dampfanteil zu erheblichen Unterschieden in der Verbesserung der Wärmeübertragung führen.

So ist im Fall 4.29a) zu beobachten, dass die Wärmeübertragung kurz nach dem Abstandshalter bei einer Verringerung der Dampfqualität von etwa 20 % zu einer etwa sechsfachen Verbesserung der Wärmeübertragung führt. Wohingegen bei 4.29b) lediglich eine geringe Verbesserung direkt nach dem Abstandshalter zu erkennen ist. Werden dabei in den jeweiligen Fällen die Dampfqualitäten betrachtet, zeigt sich, dass sehr hohe Dampfqualitäten nur eine geringe Verbesserung des Wärmeübergangs aufweisen, was mit der geringen Anzahl an Flüssigkeitstropfen zu begründen ist. Weiterhin zeigt sich, dass sich die Verbesserung der Wärmeübertragung bei niedrigeren Dampfqualitäten auf eine größere Distanz nach dem Abstandshalter erstreckt. Dies ist wiederum damit zu begründen, dass in Summe mehr Tropfen über eine längere Distanz die Möglichkeit besitzen, in Kontakt mit der beheizten Wand zu kommen, welche durch das Verdampfen der Tropfen gekühlt wird.

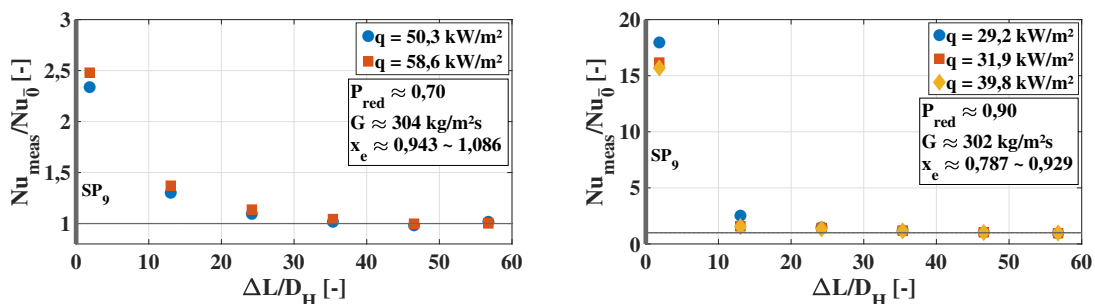


(a) Einfluss bei  $G = 304 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 50,5 \text{ kW/m}^2$  (b) Einfluss bei  $G = 597 \text{ kg/m}^2\text{s}$  und  $q = 75,6 \text{ kW/m}^2$

**Abbildung 4.29:** Einfluss der Dampfqualität auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter  $SP_9$  bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,70$

### Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verbesserung der Wärmeübertragung

Nun wird der Druck, die Massenstromdichte sowie die lokale Dampfqualität konstant gehalten. Dabei werden unterschiedliche Wärmestromdichten über die Distanz zum Abstandshalter  $\Delta L/D_H$  dargestellt, um dessen Einfluss auf die Verbesserung der Wärmeübertragung zu untersuchen. Abbildung 4.30a) zeigt, dass eine Erhöhung der Wärmestromdichte zu einer leicht verbesserten Wärmeübertragung führt und Abbildung 4.30b) veranschaulicht ein gegenläufiges Verhalten. Hier bewirkt eine Erhöhung der Wärmestromdichte, dass die Wärmeübertragung leicht verschlechtert wird. Der Grund hierfür könnte an den höheren Wandtemperaturen bei höheren Wärmestromdichten und somit höheren Temperaturen im wandnahen Bereich liegen. Diese führen dazu, dass die Tropfen, welche sich durch die erhöhte Turbulenz in Richtung der beheizten Wand bewegen, auf deren Weg schneller verdampfen und somit weniger Tropfen die Möglichkeit haben, auf die heiße Wand zu treffen und diese direkt durch den Wand-Flüssigkeitskontakt zu kühlen. Weiterhin kann es dazu kommen, dass durch die höheren Temperaturen an der Wand die Tropfen eher wieder in die Kernströmung zurückgedrängt werden als im Vergleich zu niedrigeren Wandtemperaturen und damit niedrigeren Wärmestromdichten. Generell zeigt sich jedoch, insbesondere aufgrund der gegenseitigen Verläufe, dass die Wärmestromdichte eher einen geringen bis keinen Einfluss auf die Verbesserung der Wärmeübertragung nach den Abstandshaltern hat.

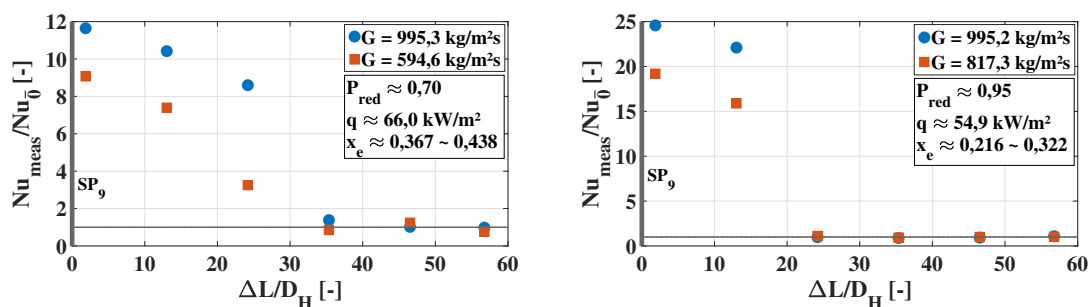


(a) Einfluss bei  $P_{red} = 0,7$  und  $x_e$  im Bereich von 0,943 bis 1,086 (b) Einfluss bei  $P_{red} = 0,9$  und  $x_e$  im Bereich von 0,787 bis 0,929

**Abbildung 4.30:** Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter  $SP_9$  bei einer Massenstromdichte von etwa  $G = 300 \text{ kg/m}^2\text{s}$

### Einfluss der Massenstromdichte auf die Verbesserung der Wärmeübertragung

Um den Einfluss der Massenstromdichte untersuchen zu können, wird die Wärmestromdichte, der Druck und die lokalen Dampfqualitäten konstant gehalten und zwei Massenstromdichten über  $\Delta L/D_H$  aufgetragen. Abbildungen 4.31a) und 4.31b) zeigen jeweils, dass höhere Massenstromdichten zu einer Verbesserung der Wärmeübertragung nach dem Abstandshalter führen. Beispielsweise ergibt sich für Abbildung 4.31a) direkt nach dem Abstandshalter eine Verbesserung der Wärmeübertragung um etwa 30 % bei einer Erhöhung der Massenstromdichte von 594,6 kg/m<sup>2</sup>s auf 995,3 kg/m<sup>2</sup>s. Auch in Abbildung 4.31b) zeigt sich, dass die Wärmeübertragung durch die Erhöhung von 814,5 kg/m<sup>2</sup>s auf 997,8 kg/m<sup>2</sup>s um etwa 30 % verbessert wird. Der Grund für die verbesserte Wärmeübertragung bei größeren Massenstromdichten ist die zusätzlich erhöhte Turbulenz aufgrund größerer Geschwindigkeiten. Dies führt zusätzlich dazu, dass mehr Flüssigkeit Kontakt mit der beheizten Wand aufweist, was zu mehr Verdampfung und demnach ebenfalls zur Kühlung führt.



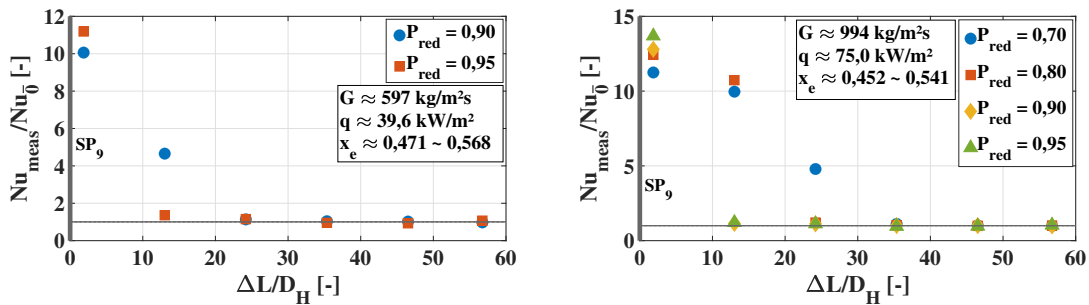
(a) Einfluss bei  $P_{red} = 0,70$ ,  $q = 66 \text{ kW/m}^2$  und  $x_e$  im Bereich von 0,367 bis 0,438  
(b) Einfluss bei  $P_{red} = 0,95$ ,  $q = 54,9 \text{ kW/m}^2$  und  $x_e$  im Bereich von 0,216 bis 0,322

**Abbildung 4.31:** Einfluss der Massenstromdichte auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter  $SP_9$

### Einfluss des Drucks auf die Verbesserung der Wärmeübertragung

Auch der Einfluss des Drucks auf die Verbesserung der Wärmeübertragung durch die Abstandshalter konnte in dieser Studie untersucht werden. Hierfür wurde die Massen- und Wärmestromdichte sowie die lokalen Dampfqualitäten konstant gehalten. Dabei wurden unterschiedliche reduzierte Drücke über die Distanz zum Abstandshalter  $\Delta L/D_H$  aufgetragen. Es zeigt sich gut in den Abbildungen 4.32a) und 4.32b), dass der Wärmeübergang kurz nach dem Abstandshalter deutlich verbessert ist, sobald der Druck erhöht ist. Gründe für die Verbesserung direkt nach dem Abstandshalter sind auf die Änderungen der Fluideigenschaften in Abhängigkeit des Drucks zurückzuführen. Vor allem ist dabei die Verringerung der Oberflächenspannung mit steigendem Druck hervorzuheben. Diese führt dazu, dass die Tropfen leichter aufbrechen, was zu kleineren und in Summe zu mehr Tropfen führt. Eine höhere Anzahl an Tropfen bedeutet wiederum, dass mehr Flüssigkeit durch die erzeugte Turbulenz die Möglichkeit besitzt, die beheizte Wand zu erreichen und demnach aufgrund des dortigen Auftreffens sowie der Verdampfung zu kühlen. Zudem steigt die Wahrscheinlichkeit, dass sich an der beheizten Wand genügend Flüssigkeitstropfen ansammeln, um eine vollständige Wiederbenetzung zu ermöglichen. Dies führt dazu, dass die Wandtemperatur zurück auf Sättigungstemperatur fällt, was wiederum einen sehr stark erhöhten Wärmeübergangskoeffizienten ergibt.

Weiterhin zeigen beide Abbildungen, dass die Verbesserung der Wärmeübertragung mit steigender Distanz zum Abstandshalter schneller abfällt, sobald höhere Systemdrücke vorliegen. So zeigt sich beispielsweise, dass in Abbildung 4.32b) die Wärmeübertragung für einen reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,95$  bereits nach etwa  $\Delta L = 13 \cdot D_H$  keinem Effekt des Abstandshalters mehr ausgesetzt ist. Dahingegen zeigen die Punkte für  $P_{red} = 0,70$ , dass hier erst bei etwa  $\Delta L = 35 \cdot D_H$  kein Einfluss mehr zu erkennen ist und sich erst später wieder eine voll entwickelte Strömung eingestellt hat. Der Grund, weshalb der Effekt des Abstandshalters bei niedrigeren Drücken über eine längere Distanz anhält, kann ebenfalls mit den Fluideigenschaften in Verbindung gesetzt werden. Wie bereits mit Abbildung 2.8b) gezeigt, nähert sich die Dichte des Dampfes und der Flüssigkeit mit steigendem Druck aneinander an. Demnach ergibt sich ein geringerer Trägheitsunterschied zwischen den beiden Phasen. Dies sorgt dafür, dass die Tropfen schneller wieder der Strömung folgen können. Ein niedrigerer Druck hingegen sorgt dafür, dass der Trägheitsunterschied größer ist, weshalb die Tropfen erst verzögert wieder der Strömung folgen und damit über eine längere Distanz die Möglichkeit besitzen, in Kontakt mit der beheizten Wand zu kommen.



(a) Einfluss bei  $G = 597 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 39,6 \text{ kW/m}^2$  (b) Einfluss bei  $G = 994 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 75 \text{ kW/m}^2$  und  $x_e$  im Bereich von 0,471 bis 0,568  $x_e$  im Bereich von 0,452 bis 0,541

**Abbildung 4.32:** Einfluss des Drucks auf die Verbesserung des Wärmeübergangs nach Abstandshalter  $SP_9$

### Bewertung von Korrelationen, die den Effekt der Abstandshalter berücksichtigen

In diesem Abschnitt werden Korrelationen vorgestellt, die zur Vorhersage des Wärmeübergangs in einphasig erzwungenen Strömungen und im Post-Dryout-Bereich unter Berücksichtigung von Abstandshaltern entwickelt wurden. Grundlegend gibt es hierfür einen Ansatz, der von den meisten Korrelationen verwendet wird. Dabei werden die Ergebnisse einer Korrelation zur Vorhersage des Wärmeübergangs ohne den Einfluss der Abstandshalter zur Hand genommen, hier als  $Nu_0$  bezeichnet. Eine Korrektur dieser Werte in Abhängigkeit von der Distanz zum Abstandshalter innerhalb einer Exponentialfunktion ergibt anschließend den Wärmeübergang unter Berücksichtigung der Abstandshalter  $Nu_{SP}$ , siehe Gleichung (4.3). Im Weiteren wird die Bezeichnung für die Verbesserung des Wärmeübergangs aufgrund der Abstandshalter mit  $f_{SP}$  bezeichnet.

$$f_{SP} = \frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + C_1 e^{(-C_2 \Delta L / D_H)} \quad (4.3)$$

Die hier getesteten Korrelationen zur Vorhersage des Wärmeübergangs unter Berücksichtigung des Effekts der Abstandshalter wurden von Yao et al. [1982], Holloway et al. [2004], Leung et al.

[2004], Miller et al. [2013] sowie Chen et al. [2025] vorgeschlagen, siehe auch Anhang (C.1) bis (C.5). Die Korrelationen von Holloway et al. und Miller et al. sind dabei lediglich für einphasig erzwungene Strömungen entwickelt worden und die von Yao et al., Leung et al. und Chen et al. für den PDO-Wärmeübergang.

Um die jeweiligen Korrelationen nun bewerten zu können, wurden sie zur Vorhersage des Wärmeübergangs unter Berücksichtigung der Abstandshalter angewendet und mit den experimentell erhaltenen Ergebnissen verglichen. Generell zeigen die Gleichungen von Yao et al. und Holloway et al. lediglich eine Abhängigkeit der Blockrate  $BR$  und vom Verhältnis zwischen der Distanz zum Abstandshalter und dem hydraulischen Durchmesser  $\Delta L/D_H$ . Somit kann mit diesen Korrelationen kein direkter Einfluss der Verbesserung des Wärmeübergangs durch die Abstandshalter bezüglich der Massen- und Wärmestromdichte, der Dampfqualitäten sowie des Drucks berücksichtigt werden. Im Gegensatz dazu berücksichtigt die Korrelation von Leung et al. zusätzlich den Einfluss der Dampfqualität auf die verbesserte Wärmeübertragung. Darüber hinaus haben Miller et al. erstmals den Einfluss der Reynolds-Zahl und damit der Massenströmdichte sowie des Drucks berücksichtigt. Die neueste Korrelation von Chen et al. berücksichtigt mit der Reynolds-Zahl, der Weber-Zahl und der Dampfqualität den Einfluss jedes Parameters, ausgenommen der Wärmestromdichte, welche generell eine eher geringere Wirkung aufweist.

Tabelle 4.7 gibt die Parameterbereiche an, die für die Bewertung der Korrelationen verwendet wurden. Hierfür wurden die Daten genutzt, welche durch die Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal erhoben wurden, siehe auch Matrix 3.8b) und 3.9. Zur Bewertung der jeweiligen

**Tabelle 4.7:** Experimentelle PDO-R-134a-Datenbank zur Bewertung von Korrelationen zur Vorhersage des Abstandshaltereinflusses

$P_{red} [-]$	$G \left[ \frac{kg}{m^2s} \right]$	$q \left[ \frac{kW}{m^2} \right]$	$x_e [-]$	$D_H [mm]$	$BR [%]$
0,395 - 0,983	97,1 - 1005,8	8,6 - 117,2	-0,314 - 4,313	5,38	47,7

Korrelationen werden die mittleren Abweichungen  $ME$ , die Standardabweichungen  $\sigma$  sowie die  $RMS$ -Werte des vorhergesagten verbesserten Wärmeübergangs  $f_{SP}$  bezogen auf die experimentell erhaltene Verbesserung des Wärmeübergangs  $Nu_{meas}/Nu_0$  nach Gleichungen (2.34), (2.36) und (2.37) bestimmt. Die berechneten statistischen Werte sowie die Anzahl der zur Verfügung stehenden Datenpunkte sind in Tabelle 4.8 angegeben. Die Spalte mit den gesamten Daten zeigt die Vorhersagegenauigkeit der Korrelationen auf die beeinflussten Datenpunkte sowie den Datenpunkten, welche bereits wieder voll entwickelt vorliegen. Die Spalte mit den *Daten unter Einfluss* hingegen zeigt die Auswertung lediglich für diejenigen Datenpunkte, welche vom Abstandshalter beeinflusst wurden. Hierbei zeigt sich auf den ersten Blick, dass die Korrelation von Chen et al. keine guten Vorhersageergebnisse erzielt. Das Problem dieser Korrelation ist, dass sie nur für einen sehr begrenzten Bereich von Dampfqualitäten entwickelt wurde. Dieser liegt zwischen  $0,94 \leq x_e \leq 0,99$ . Wird beispielsweise  $x_e = 1$ , ergibt sich der Fall, dass  $f_{SP} = 1$  ist, was bedeutet, dass kein Einfluss vorliegt. Bei niedrigeren Dampfqualitäten werden hingegen die Werte teilweise sehr groß, was zu einer deutlichen Überschätzung der Wärmeübergangsverbesserung führt. Auch wurde die Korrelation

**Tabelle 4.8:** Bewertung der PDO-Korrelationen zur Vorhersage des Einflusses der Abstandshalter

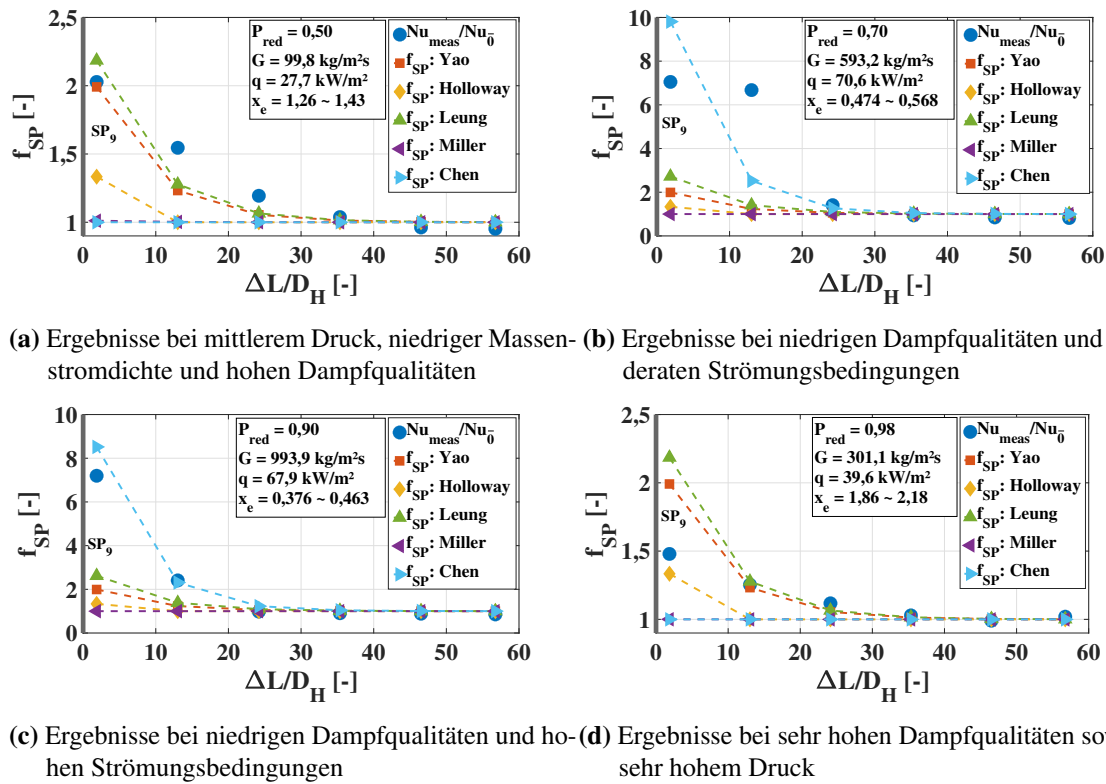
Modell	Gesamtdaten			Daten unter Einfluss		
	2004			668		
	ME [-]	$\sigma$ [-]	RMS [-]	ME [-]	$\sigma$ [-]	RMS [-]
Yao et al. [1982]	-0,117	0,378	0,396	-0,322	0,480	0,578
Holloway et al. [2004]	-0,185	0,370	0,413	-0,495	0,360	0,612
Leung et al. [2004]	-0,079	0,399	0,406	-0,224	0,557	0,600
Miller et al. [2013]	-0,202	0,379	0,430	-0,549	0,339	0,645
Chen et al. [2025]	1,228	6,561	6,673	3,329	11,005	11,489

unter teilweise deutlich niedrigeren reduzierten Drücken von 0,27 bis 0,45 entwickelt. Wird nun jedoch die Weber-Zahl betrachtet, zeigt sich, dass diese von der Oberflächenspannung abhängt, welche wiederum mit steigendem Druck gegen null geht. Dies führt nun dazu, dass die Weber-Zahl unter hohen Drücken sehr groß wird, was den Wärmeübergang somit stark überschätzt.

Im Gegensatz dazu ist die Korrelation von Leung et al. so aufgebaut, dass bei einer Dampfqualität von  $x_e = 1$  ein Teil der Gleichung zu null wird, jedoch ein weiterer Teil den Einfluss der Abstandshalter berücksichtigen kann. Generell zeigt sich, dass alle Korrelationen, bis auf die von Chen et al., die Verbesserung der Wärmeübertragung unterschätzten, was durch die negativen mittleren Abweichungen ersichtlich ist. Die Standardabweichung  $\sigma$  sowie die *RMS*-Werte zeigen untereinander jeweils ähnliche Ergebnisse. Werden die vorhergesagten Daten genauer betrachtet, zeigt sich auf den ersten Blick, dass für die Korrelation von Miller et al. immer  $f_{SP} \approx 1$  ist und demnach nahezu kein Einfluss errechnet wird. Dies liegt daran, dass diese Korrelation lediglich für die einphasige Wärmeübertragung entwickelt wurde, für die die Verbesserung des Wärmeübergangs aufgrund der Abstandshalter eher gering ausfällt. Auch die Korrelation von Holloway et al. zeigt im Vergleich zu Yao et al. und Leung et al. schlechtere Ergebnisse, was ebenfalls damit zu begründen ist, dass diese für einphasige Bedingungen entwickelt wurde. Die besten Ergebnisse ergeben die Korrelationen von Yao et al. und Leung et al. mit recht guten mittleren Abweichungen. Jedoch zeigen die Standardabweichungen sowie die *RMS*-Werte, dass hier eine starke Streuung vorliegt. Die Korrelation von Yao et al. berücksichtigt jedoch nicht den Einfluss der Dampfqualität, der Massenstromdichte und des Drucks, welche jedoch, wie zuvor gezeigt, deutliche Effekte bezüglich der Verbesserung des Wärmeübergangs aufweisen. Auch für Leung et al. gilt dies, jedoch ist hier der Einfluss der Dampfqualität mit integriert.

In den Abbildungen 4.33a) bis 4.33d) werden nun vier Beispiele gezeigt, in denen die Ergebnisse der Verbesserung der experimentellen Wärmeübergangsdaten  $Nu_{meas}/Nu_0$  sowie die Ergebnisse der Korrelationen  $f_{SP}$  aus Tabelle 4.8 dargestellt werden. Es zeigt sich, dass die Korrelation von Leung et al. sowie von Yao et al. recht ähnliches Verhalten aufweisen, wobei Yao et al. im Schnitt etwas bessere Ergebnisse liefert. Auch die Korrelation von Holloway et al. zeigt teilweise gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten, siehe beispielsweise 4.33d). In den meisten Fällen ist dies jedoch nicht gegeben, da die zugrunde liegende Korrelation ausschließlich für

einphasige Strömungsbedingungen entwickelt wurde. Die Korrelation von Miller et al. zeigt dabei den geringsten Einfluss der Abstandshalter, was sich in einem Verhältnis von  $f_{SP} \approx 1$  widerspiegelt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass diese Korrelation, ebenso wie die von Holloway et al. und wie bereits zuvor erläutert, auf einphasigen Strömungen basiert. Abbildung 4.33b) und 4.33c) zeigen, dass die Korrelation von Chen et al. im Vergleich zu den anderen Korrelationen besser die Wärmeübergangsverbesserung im hohen Wertebereich vorhersagen kann. Jedoch kommt es schnell dazu, dass die Daten stark über- und unterschätzt werden.



**Abbildung 4.33:** Vorhersageergebnisse der Verbesserung des PDO-Wärmeübergangs nach Abstandshaltern durch Korrelationen aus der Literatur

Die durchgeführten Untersuchungen verdeutlichen, dass keine der betrachteten Korrelationen den Einfluss der Abstandshalter auf den Wärmeübergang hinreichend genau abbilden kann. Insbesondere treten signifikante Abweichungen auf, sobald die beheizte Wand nach einem Abstandshalter wieder vollständig benetzt ist und die Wandtemperatur auf Sättigungstemperatur abfällt, ein Effekt, der zu einer deutlichen Erhöhung des Wärmeübergangs führt. In diesen Bereichen zeigen sich teils erhebliche Unter- bzw. Überschätzungen gegenüber den experimentell ermittelten Nusselt-Zahlen. Daher ist die Weiterentwicklung geeigneter Korrelationen erforderlich, um den Wärmeübergang im PDO-Bereich nach Abstandshaltern verlässlicher vorhersagen zu können.

## 4.4 Untersuchungen zum Tropfenverhalten im Post-Dryout-Bereich

In diesem Abschnitt werden die experimentellen optischen Versuche im Post-Dryout-Bereich mit der Hochgeschwindigkeitskamera ausgewertet. Dabei wird die Auswertung der Bildaufnahmen



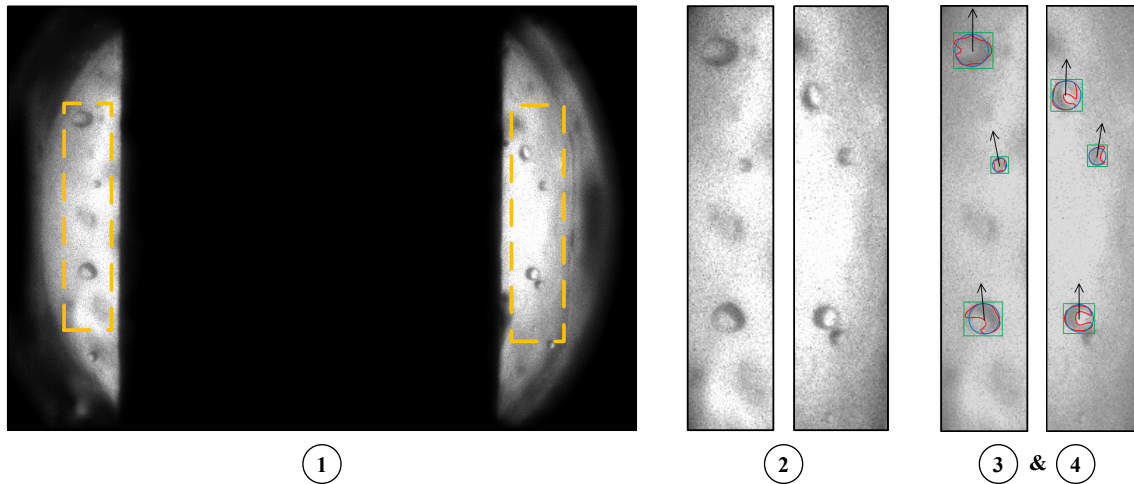
beschrieben und auf die Problematiken während der Messungen eingegangen, was zur eingeschränkten Versuchsmatrix 3.9 geführt hat. Weiterhin werden die experimentell erhaltenen Daten genutzt, um Zusammenhänge zwischen dem Tropfenverhalten und den Versuchsparametern zu beschreiben.

#### **4.4.1 Auswerteprozess der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen**

Zur Auswertung der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen wurde das Programm Dynamic-Studio mit der Version 8.3 von Dantec Dynamics GmbH verwendet. Die Software eignet sich zur Analyse von Strömungsvorgängen, etwa bei Flüssigkeits- und Gasströmungen. Sie kann außerdem zur Charakterisierung von Partikeln verwendet werden, um Informationen über deren Größe, Geschwindigkeit und Verteilung zu gewinnen.

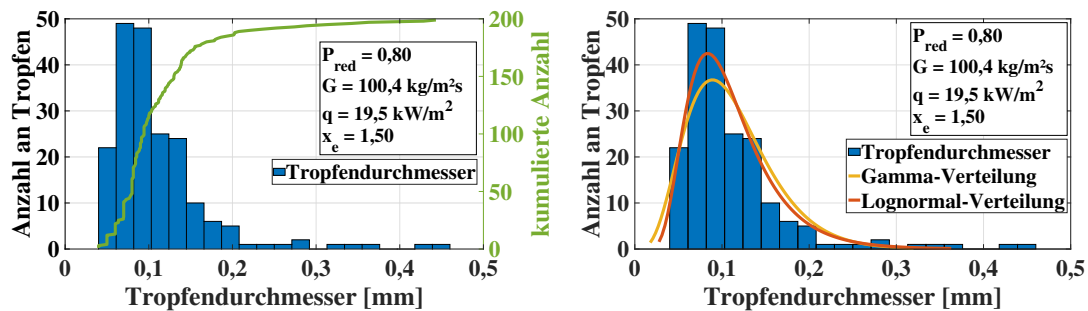
Für den Start der Analyse der Bildaufnahmen werden die einzelnen Bilder der Aufnahmen in die Software importiert. Anschließend müssen die Bilder kalibriert werden. Für die Kalibrierung wurde vor jeder Messkampagne eine Kameramessung durchgeführt, bei der eine klare Sicht auf die fokussierte Ebene vorlag. Mithilfe dieser Aufnahme und des bekannten Durchmessers des Heizstabs konnten die einzelnen Bilder kalibriert werden, wodurch sie für die weitere Verarbeitung nutzbar wurden ①. Anschließend wird ein Bildausschnitt gewählt, in dem möglichst gute Bedingungen vorliegen. Der Bereich wird so gewählt, sodass Berandungen des Heizstabes und der Kanal- bzw. Fensterwand ausgeblendet werden können ②. Auch kann damit berücksichtigt werden, Bereiche mit Kondensationsablagerungen oder anderen Störfaktoren an den Fenstern zu extrahieren. Mit diesem Bildausschnitt werden anschließend verschiedene Bildverarbeitungsfunktionen auf die Bilder angewendet, um die Tropfen von Bildstörungen unterscheiden zu können ③. Dabei kann aus einer Vielzahl von Operationen gewählt werden, wie beispielsweise Hoch- und Tiefpassfilter oder morphologische Filter. Im Fall dieser Arbeit wurde häufig eine Kombination aus den beiden letzteren Operatoren verwendet, jedoch müssen diese Einstellungen für jede einzelne Strömungsaufnahme angepasst werden. Nach der Filterung kann das Verfolgen der Partikel (Shadow Particle Tracking) angewendet werden, was die Partikel, in diesem Fall die Tropfen, Bild für Bild erkennt, die Bewegung verfolgt und die Größe, Geschwindigkeit sowie die Bewegungsrichtung bestimmt ④. Nach der Bearbeitung der Bilder liegen Daten für jedes einzelne Bild und die darin enthaltenen Tropfen vor, welche im weiteren Verlauf verarbeitet werden können. Dabei gibt die Software automatisch die numerischen Daten jedes einzelnen Bildes aus. Darin enthalten sind beispielsweise die Nummer des Bildes, die Identifikationsnummer des Tropfens, deren berechnete Durchmesser, die axialen und radialen Geschwindigkeiten sowie viele weitere nützliche Kenngrößen.

Abbildung 4.34 zeigt nun diesen Prozess anhand eines Beispielsbildes. Die Abschnitte auf der linken Seite des Heizstabes sowie auf der rechten Seite, hier mit der orange gestrichelten Linie dargestellt, müssen dabei nacheinander analysiert werden. Die grünen Rechtecke nach den Bearbeitungsschritten ③ und ④ bilden dabei die Begrenzungsrahmen für die einzelnen Tropfen ab. Die roten Linien stellen die von der Software erkannten Konturen des Tropfens dar und die blauen Linien die dazugehörigen äquivalenten Durchmesser. Auch die Bewegungsrichtungen der Tropfen werden von der Software angezeigt, welche durch die schwarzen Pfeile gekennzeichnet sind.



**Abbildung 4.34:** Auswertungsprozess der Hochgeschwindigkeitskamera-Aufnahmen

Als Beispiel wird nun die Auswertung einer Bildaufnahme bei einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,80$ , einer Massenstromdichte von  $G = 100,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , einer Wärmestromdichte von  $q = 19,5 \text{ kW/m}^2$  sowie einer Gleichgewichtsdampfqualität von  $x_e = 1,5$  an der beobachteten Stelle herangezogen. Hierfür werden die Tropfengröße sowie die axiale und radiale Geschwindigkeitskomponente in Histogrammen dargestellt, um die Verteilung der Parameter untersuchen zu können. Abbildung 4.35a) zeigt nun die Anzahl der gezählten Tropfen über den jeweiligen Tropfendurchmesserbereich sowie die kumulierte Gesamtanzahl der Tropfen. Dabei kann eine Verteilung des Durchmessers von einem Minimum von  $0,04 \text{ mm}$  bis zu einem Maximum von  $0,45 \text{ mm}$  beobachtet werden. Dabei steigt die Anzahl der kleinen Tropfendurchmesser stark an und fällt zu größeren Durchmessern langsamer ab. Der Großteil der in diesem Parameterbereich vorliegenden Durchmesser konzentriert sich auf den Bereich zwischen  $0,06 \text{ mm}$  und  $0,1 \text{ mm}$ . Abbildung 4.35b) zeigt nun noch einmal die Verteilung der Tropfendurchmesser. In diesem Fall wurden jedoch zusätzlich eine Gamma- sowie eine Lognormal-Verteilung mit dargestellt. Es zeigt sich, dass vor allem in dieser Parameterkombination die Lognormal-Verteilung sehr gut der Durchmesser-Verteilung folgt. Dieses Verhalten wurde ebenfalls während experimenteller Untersuchungen des Tropfendurchmessers im PDO-Bereich von Cumo et al. [1974], Tatterson et al. [1977] sowie Ueda & Kim [1982] beobachtet.

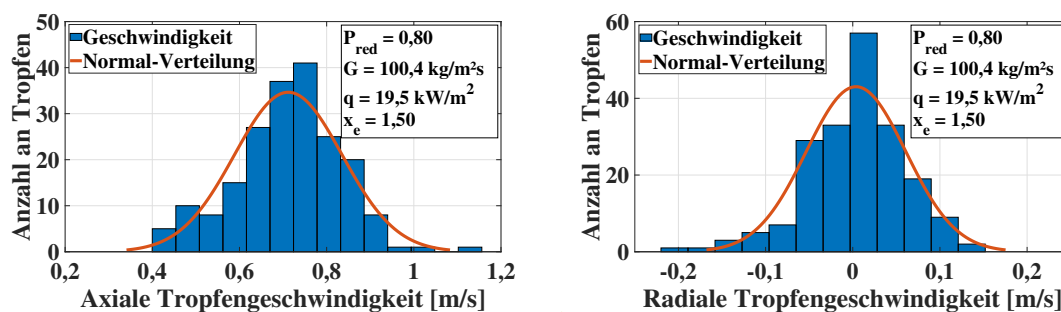


**(a)** Histogramm der Tropfendurchmesserverteilung **(b)** Tropfendurchmesserverteilung im Vergleich mit einer Gamma- sowie Lognormal-Verteilung

**Abbildung 4.35:** Histogramm der Verteilung des Tropfendurchmessers im PDO-Bereich bei  $P_{red} = 0,80$ ,  $G = 100,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 19,5 \text{ kW/m}^2$  und  $x_e = 1,5$

Die axiale und radiale Geschwindigkeitsverteilungen werden nun in Abbildung 4.36a) und 4.36b) dargestellt. Dabei zeigt sich, dass die axiale Geschwindigkeitsverteilung einer Normalverteilung folgt, die sich um eine positive Geschwindigkeit von etwa 0,7 m/s zentriert und symmetrisch zu kleineren und größeren Geschwindigkeiten abfällt. Dabei beläuft sich die minimale Tropfengeschwindigkeit auf 0,40 m/s und die maximale Tropfengeschwindigkeit auf 1,15 m/s.

Auch die radiale Geschwindigkeitsverteilung folgt einer Normalverteilung, wie Abbildung 4.36b) zeigt. Dabei zentriert sich die am häufigsten gemessene radiale Geschwindigkeit um 0 m/s, mit einer maximalen Geschwindigkeit in Richtung der Kanalwand von 0,20 m/s und einer maximalen Geschwindigkeit in Richtung des Heizstabes von 0,14 m/s. Generell zeigt sich durch diese Verteilung, dass die meisten Tropfen eine geringe bis gar keine radiale Geschwindigkeitskomponente aufweisen.



(a) Verteilung der axialen Tropfengeschwindigkeit im (b) Verteilung der radialen Tropfengeschwindigkeit im Vergleich mit einer Normalverteilung

**Abbildung 4.36:** Histogramme der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeitsverteilungen im PDO-Bereich bei  $P_{red} = 0,80$ ,  $G = 100,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 19,5 \text{ kW/m}^2$  und  $x_e = 1,5$

### Problematiken während der Bildaufnahmen

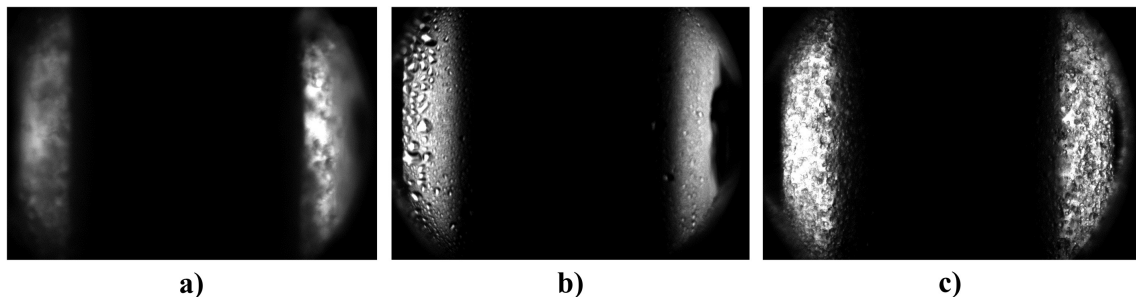
Während der Messungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera konnten verschiedene Problematiken identifiziert werden, welche hauptsächlich dafür gesorgt haben, dass die zu untersuchende experimentelle Matrix reduziert werden musste.

Zum einen, wie in Abbildung 4.37a) zu sehen, war eine gleichmäßige Belichtung während der Strömungen im Post-Dryout-Bereich schwer herzustellen. Der Grund hierfür lag an einer Kombination von Kondensationsablagerungen an der Innenseite der Fenster sowie einer großen Anzahl an Tropfen, welche die Sicht auf die Fokusebene erschwerten. Häufig war dabei eine der beiden Seiten zu dunkel und/oder die andere Seite zu hell. Um diese Problematik zu lösen, musste die Belichtungszeit und/oder die Distanz der LED zum Fenster variiert werden.

Weiterhin waren Kondensationsablagerungen an den Innenseiten der Fenster eine der größten Problematiken. In Abbildung 4.37b) wurde hierfür die Innenseite des zur kameragewandten Fensters fokussiert. Es zeigt sich, dass sich dabei Flüssigkeitstropfen an den Fenstern ablagern und eine fokussierte Sicht auf die zu untersuchende Ebene verhindert wird. Die Kondensation war dabei häufiger ein Problem bei Untersuchungen im hohen Druckbereich. Der Grund hierfür liegt an der deutlich höheren Sättigungstemperatur mit steigendem Druck, was in Kombination mit dem Fenster als Wärmesenke zu Kondensation führt. Sogar unter sehr hohen Dampfqualitäten und damit einem

trockenen PDO-Bereich konnten die Flüssigkeitstropfen an den Fenstern nicht verhindert werden. Als letzte Problematik wurden zu viele Flüssigkeitstropfen im PDO-Bereich beobachtet, was auf hohe Massenstromdichten zurückzuführen ist. Die große Anzahl an Tropfen hat dafür gesorgt, dass die Sicht auf die Fokusebene nicht möglich war, siehe Abbildung 4.37c). Darüber hinaus führten die hohen Massenstromdichten zu vermehrter Kondensation an den Fenstern, da die Dampftemperatur deutlich niedriger war als bei niedrigeren Massenstromdichten. Ebenfalls war die Problematik mit der Belichtung bei hohen Massenstromdichten deutlich größer.

All dies in Kombination hat dazu geführt, dass die zu untersuchenden Massenstromdichten deutlich reduziert werden mussten und demnach lediglich Untersuchungen in einem niedrigen Massenstromdichtebereich durchgeführt werden konnten.



**Abbildung 4.37:** Beispiele der Problematiken während der Kameraaufnahmen im PDO-Bereich: Belichtungsprobleme a), Kondensationsablagerungen b), hohe Tropfenzahl c)

Darüber hinaus konnte ein weiteres Problem im hohen Druckbereich festgestellt werden. Da der Heizstab lediglich Thermoelemente auf 12 Ebenen über eine Länge von 1100 mm besitzt, kam es schnell dazu, dass alle Thermoelemente im PDO-Bereich lagen und somit der Punkt der Siedekrise nicht mehr sichtbar war. Dies führt zu Problemen bei der Nutzung dieser Daten, da für die Entwicklung sowie Bewertung von Tropfenmodellen für den PDO-Bereich der Abstand zwischen den beobachteten Tropfen und dem Beginn des Dryouts notwendig ist. Vor allem bei den Untersuchungen im hohen Druckbereich kam es dabei dazu, dass entweder der Flüssigkeitsanteil auf der Höhe der Kamerauntersuchungen deutlich zu hoch war oder aber die Wärmezufuhr so weit erhöht werden musste, dass die Sicht auf die Tropfen zwar in Ordnung war, jedoch der Punkt des Dryouts nicht mehr im Bereich der Thermoelemente lag.

#### 4.4.2 Einfluss der Versuchsparameter auf das Tropfenverhalten

Da diese Studie die ausgewerteten Daten aus den Tropfenaufnahmen nicht weiterverarbeitet und diese für die Entwicklung eines neuen Tropfenmodells in einer parallelen Arbeit genauer untersucht wurden, wird dieser Abschnitt lediglich einen kurzen Überblick über die Ergebnisse liefern. Dabei wird untersucht, wie sich die Tropfengeschwindigkeiten und deren Größen bezogen auf den Druck, die Massenstromdichte sowie die Wärmestromdichte verhalten. Die Auswertung der Ergebnisse erfolgt durch das Erarbeiten von Histogrammen, bei denen die Anzahl der Tropfen in einem gewissen Parameterbereich über den jeweiligen Parameter aufgetragen wird, siehe Abschnitt 4.4.1. Dabei verhalten sich die Verteilung der Tropfenparameter wie Gamma- als auch Lognormal-Verteilungen. Die Ergebnisse dieser Auswertung werden im Bericht von Xia et al. [2025] detaillierter

beschrieben und dargestellt.

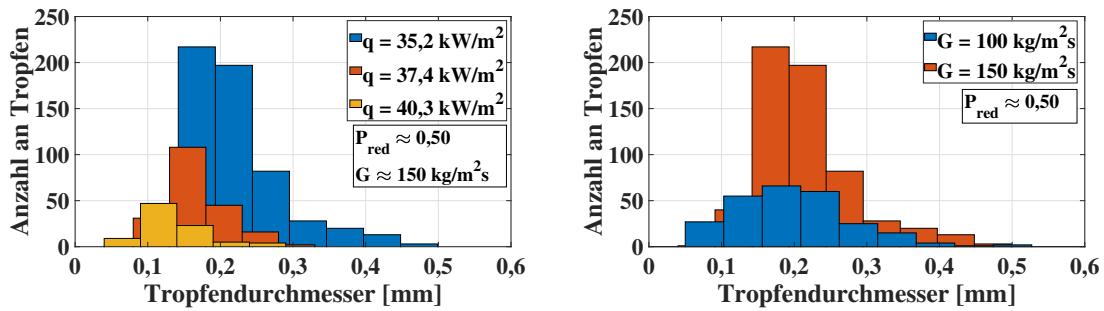
### **Tropfengröße**

Auf die Tropfengröße haben mehrere Systemparameter einen größeren Einfluss, darunter die Wärmestromdichte, die Massenstromdichte sowie der Druck. Um den Einfluss dieser Parameter auf die Größe der Tropfen untersuchen zu können, werden jeweils die nicht zu untersuchenden Parameter konstant gehalten.

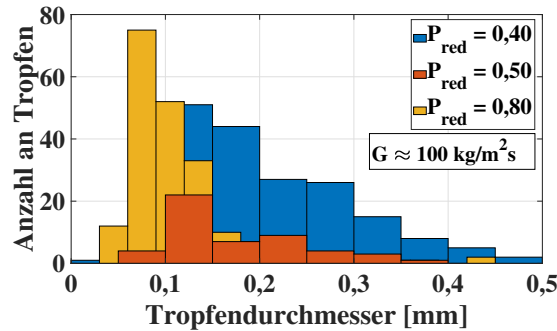
Um den Einfluss der Wärmestromdichte somit untersuchen zu können, wird der Druck und die Massenstromdichte konstant gehalten und die Wärmestromdichte wird variiert. Abbildung 4.38a) zeigt dabei, dass der jeweilige Trend des Tropfendurchmessers mit steigender Wärmestromdichte gleich bleibt und einer Gamma-Verteilung folgt. Die Tropfen verschieben sich lediglich in einen Bereich kleinerer Durchmesser, was ein Zeichen dafür ist, dass die Tropfen mit steigender Wärmestromdichte kleiner werden und demnach verdampfen. Das spricht ebenfalls dafür, dass die Anzahl der Tropfen mit steigender Wärmestromdichte abnimmt, was ebenfalls mit steigender Dampftemperatur und damit größeren Verdampfungsraten begründet werden kann.

Der Einfluss der Massenstromdichte kann durch das Konstanthalten der Wärmestromdichte und des Drucks untersucht werden. Dabei war, wie zuvor beschrieben, die Variation der Massenstromdichte aufgrund der Problematiken 4.4.1 recht begrenzt. Nichtsdestotrotz konnte der Einfluss untersucht werden und Abbildung 4.38b) zeigt, dass eine erhöhte Massenstromdichte zu signifikant mehr Tropfen führt. Dabei bleibt die Verteilung und der Bereich der Tropfengröße nahezu gleich, nur wird diese mit steigender Massenstromdichte steiler, aufgrund der erhöhten Anzahl an Tropfen. Im Vergleich zeigt sich somit, dass die Menge an kleineren Tropfen geringer ist und die allgemeine Tropfengröße stärker um den am häufigsten auftretenden Tropfendurchmesser verteilt ist.

Der Einfluss des Drucks wiederum wurde untersucht, indem die Wärme- sowie Massenstromdichte konstant gehalten wurde und der Druck erhöht wurde. Abbildung 4.38c) zeigt dabei, dass die Verteilung der Tropfengröße mit steigendem Druck hin zu kleineren Werten verschoben wird. Auch die Anzahl der Tropfen mit einem geringeren Durchmesser erhöht sich mit ansteigendem Druck. Dies zeigt, dass höhere Drücke generell zu kleineren Tropfengrößen führen, was bereits in vorherigen Kapiteln beschrieben wurde, siehe Abschnitt 2.4.1 und 4.2.5. Auch konnte beobachtet werden, dass, wie zuvor erörtert, die Tropfenverteilung bei niedrigeren Drücken einer Gamma-Verteilung folgt. Mit zunehmendem Druck jedoch kommt es dazu, dass der Balken mit der maximalen Anzahl an Tropfen zu kleineren Werten hin verschoben wird. Bei Drücken nahe des kritischen Drucks werden die Tropfen teilweise so klein, dass diese bei der Auswertung nicht erkannt werden und somit der Durchmesser kleiner als 0,04 mm ist. Dies ist auch der Grund, weshalb die Tropfengröße in dieser Analyse bei hohen Drücken keiner Gamma-Verteilung mehr folgt. Dies deutet darauf hin, dass die tatsächlichen Größen der Tropfen bei Drücken nahe des kritischen Drucks kleiner als die gemessenen Werte sind.



(a) Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verteilung des Tropfendurchmessers (b) Einfluss der Massenstromdichte auf die Verteilung des Tropfendurchmessers



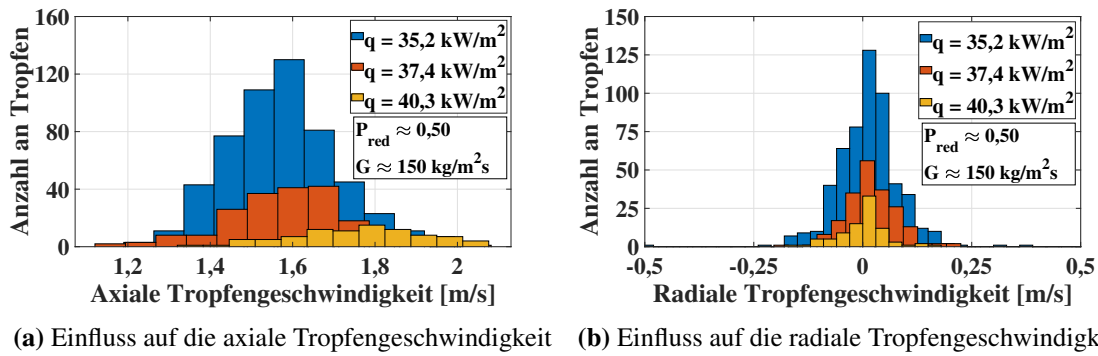
(c) Einfluss des Drucks auf die Verteilung des Tropfendurchmessers

**Abbildung 4.38:** Einfluss der Wärme-, Massenstromdichte und des Drucks auf die Verteilung des Tropfendurchmessers [Xia et al., 2025]

## Tropfengeschwindigkeit

Auch die axialen sowie radialen Tropfengeschwindigkeiten werden bezogen auf die Systemparameter untersucht. Für die Untersuchung der Wärmestromdichte wird wieder der Druck sowie die Massenstromdichte konstant gehalten und lediglich die Heizleistung erhöht. Dabei zeigt sich in Abbildung 4.39a), dass mit zunehmender Wärmestromdichte die axialen Geschwindigkeiten leicht zunehmen und demnach die Geschwindigkeitsverteilung hin zu etwas größeren Geschwindigkeiten verschoben wird. Dies weist wiederum darauf hin, dass die Geschwindigkeit der Tropfen generell unter höheren Wärmestromdichten steigt, was durch die fortschreitende Verdampfung und damit verbundene Beschleunigung des Dampfes zu begründen ist. Darüber hinaus steigt durch die zunehmende Wärmeleistung auch die Überhitzung des Dampfes, was dazu führt, dass die Dichte des Dampfes weiter abnimmt und dadurch der Dampf weiter beschleunigt wird. Durch den Luftwiderstand der Tropfen gegenüber dem beschleunigten Dampf ergibt dies somit eine Erhöhung der Tropfengeschwindigkeit.

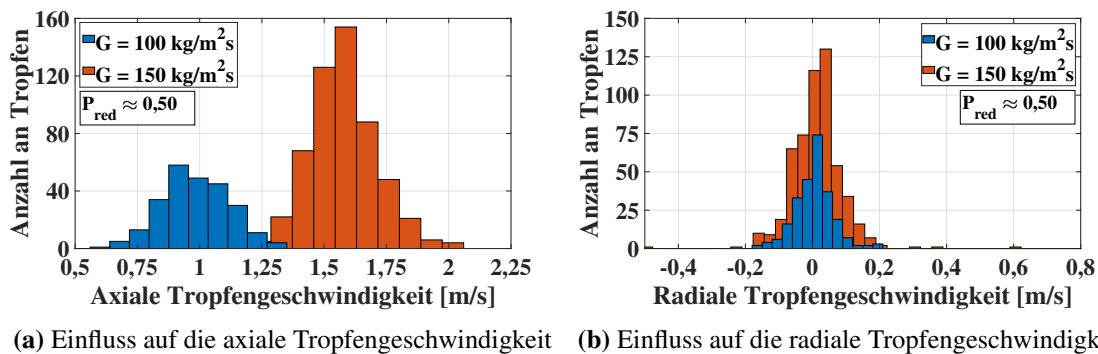
Für die radiale Geschwindigkeitskomponente zeigt sich in Abbildung 4.39b) trotz niedrigerer Tropfenanzahl mit steigender Wärmestromdichte keine großen Veränderungen in der radialen Geschwindigkeitsverteilung. Die Extrempunkte liegen dabei nahe bei null und fallen auf beiden Seiten symmetrisch ab. Demnach folgt die radiale Geschwindigkeitskomponente der Tropfen eher einer Normalverteilung und keiner Gamma- oder Lognormal-Verteilung. Generell zeigt sich wieder, dass die Tropfen im PDO-Bereich eher geringe radiale Geschwindigkeiten aufweisen.



**Abbildung 4.39:** Einfluss der Wärmestromdichte auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025]

Auch der Einfluss der Massenstromdichte auf die Geschwindigkeitskomponenten konnte durch das Konstanthalten des Drucks und der Wärmestromdichte untersucht werden. Durch die Erhöhung der Massenstromdichte verschiebt sich die Verteilung der axialen Tropfengeschwindigkeiten deutlich in Richtung höherer Werte, siehe Abbildung 4.40a). Auch die am häufigsten detektierte Tropfengeschwindigkeit steigt eindeutig an. Dies deutet darauf hin, dass die Geschwindigkeiten der Tropfen in axialer Komponente hauptsächlich durch höhere Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund größerer Massenstromdichten hervorgerufen werden.

Die radiale Geschwindigkeitskomponente der Tropfen zeigt in Abbildung 4.40b) unter dem Einfluss der Massenstromdichte wieder das Folgen einer Normalverteilung, wobei abermals die häufigsten Geschwindigkeiten um einen Wert von null konzentriert sind. Jedoch zeigt sich im Gegensatz zum Einfluss der Wärmestromdichte, dass sich die radialen Geschwindigkeiten leicht in Richtung positiver Werte bewegen und gleichzeitig die Verteilung breiter wird. Dies bedeutet, dass mehr Tropfen Geschwindigkeiten in radialer Richtung aufweisen. Der Grund hierfür ist, dass bei höheren Massenstromdichten die Turbulenz erhöht ist, was dazu führt, dass die radiale Bewegung der Tropfen deutlich verstärkt wird. Grundlegend bleibt jedoch der Trend von eher geringeren radialen Geschwindigkeiten bestehen.

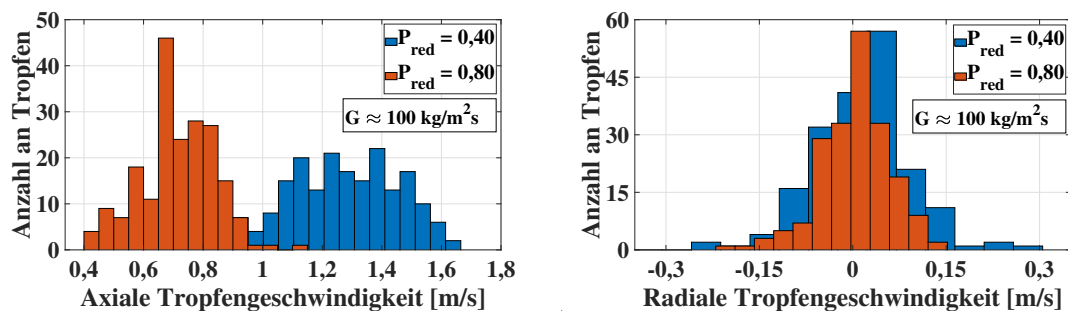


**Abbildung 4.40:** Einfluss der Massenstromdichte auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025]

Als weiteren Parameter wurde der Einfluss des Drucks auf die axiale und radiale Geschwindigkeitskomponente der Tropfen im PDO-Bereich untersucht. Hierfür wurde wieder die Massen- sowie Wärmestromdichte konstant gehalten und der Druck variiert. Die Ergebnisse in Abbildung 4.41a)

zeigen, dass eine deutliche Verschiebung der axialen Geschwindigkeiten mit steigendem Druck erkennbar ist. Die Geschwindigkeitsverteilung wird dabei mit steigendem Druck hin zu niedrigeren Geschwindigkeiten verschoben. Außerdem sinkt die am häufigsten detektierte Geschwindigkeit ebenfalls zu niedrigeren Werten. Somit zeigt sich für den Druck ein ausgeprägter Einfluss auf die Tropfengeschwindigkeit. Der Grund hierfür ist, dass sich mit steigendem Druck die Dampfdichte, die der Dichte der Flüssigphase annähert, was dazu führt, dass der Geschwindigkeitsunterschied und demnach der erzeugte Luftwiderstand zwischen dem Dampf und den Tropfen abnimmt. Zusätzlich dazu sinkt die resultierende Auftriebskraft. Dies wiederum sorgt nun dafür, dass die axiale Geschwindigkeit der Tropfen ebenfalls sinkt.

Für die radiale Geschwindigkeitskomponente der Tropfen zeigt sich in Abbildung 4.41b) eine annähernd konstante Normalverteilung in Abhängigkeit vom Druck. Auch hier bewegen sich die meisten Tropfen im Bereich einer Geschwindigkeit von null, was einen Einfluss des Drucks auf die Höhe der radialen Geschwindigkeit ausschließt.



(a) Einfluss auf die axiale Tropfengeschwindigkeit (b) Einfluss auf die radiale Tropfengeschwindigkeit

**Abbildung 4.41:** Einfluss des Drucks auf die Verteilung der axialen und radialen Tropfengeschwindigkeit [Xia et al., 2025]

## 4.5 Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Abschnitt wurden die experimentell erhaltenen Daten aus den Untersuchungen der Siedekrise, des Post-Dryout-Wärmeübergangs sowie des Tropfenverhaltens eingehend analysiert, grafisch dargestellt und begründet.

Dabei konnten eindeutige Trends und Einflüsse der kritischen Dampfqualität, der Massenstromdichte und des Drucks auf die kritische Wärmestromdichte (CHF) beobachtet werden. Es zeigte sich, dass die kritische Wärmestromdichte signifikant kleiner wird, sobald der Druck erhöht wird. Durch die Beobachtungen konnte ebenfalls festgestellt werden, dass dieser Effekt deutlich größer ist, sobald der Druck sehr nahe zum kritischen Druck kommt.

Darüber hinaus konnte der Sonderfall des Upstream-CHF unter sehr hohen Drücken beobachtet werden. Dabei wurde dieser bezüglich der lokalen kritischen Dampfqualität sowie der Massenstromdichte untersucht, wobei ebenfalls festgestellt werden konnte, dass dieses Phänomen gut zu reproduzieren ist. Darüber hinaus konnte eine Erklärung für den Upstream-CHF erarbeitet werden, welche sich auf das Phänomen des homogenen Siedens stützt. Die jeweiligen Wandtemperaturprofile zeigten dabei ein Maximum vor dem eigentlichen Punkt des beginnenden Upstream-CHF.



Dieses Maximum überschreitet die homogene Siedetemperatur bei weiterer Leistungserhöhung, was somit zu einer schlagartigen homogenen Dampfblasenbildung führt und demnach zur Siedekrise unterhalb des Endes der beheizten Länge.

Als ein weiterer Sonderfall konnte ein Temperaturabfall vor der Siedekrise festgestellt werden. Dieser trat lediglich bei niedrigeren Drücken auf. Dabei fällt die Wandtemperatur während einer Leistungserhöhung ab und bildet einen stationären Zustand. Dieser Abfall wanderte mit steigender Leistungserhöhung stromaufwärts und erhöhte sich bei niedrigeren Dampfqualitäten und teilweise höheren Massenstromdichten. Auch hier konnte eine mögliche Begründung erarbeitet werden, welche sich auf der Verdrängung der Flüssigkeitsschicht an der beheizten Wand aufgrund von Pfropfen stützt.

Weiterhin konnten deutliche Einflüsse der Wärme- sowie Massenstromdichte sowie des Drucks auf den Post-Dryout-Wärmeübergang beobachtet werden. Auch zeigte sich, dass die Eintrittsdampfqualität keinen Einfluss auf den Wärmeübergang im PDO-Bereich hat, was durch überlappende Profile belegt werden konnte. Bei größeren Massenstromdichten, kleineren Wärmestromdichten und höheren Drücken zeigte sich, dass sich der Wärmeübergang verbessert. Insbesondere bei Drücken nahe des kritischen Drucks zeigten sich erhebliche Verbesserungen des Wärmeübergangskoeffizienten, was auf die drastischen Änderungen der Fluideigenschaften zurückzuführen ist.

Durch die Experimente mit dem Vierkant-Ringspalt-Kanal und den verbauten Abstandshaltern konnte weiterhin der Einfluss dieser untersucht werden. Hier zeigte sich, dass die Abstandshalter zu einer stark verbesserten Wärmeübertragung beitragen, welche mit einem exponentiell abfallenden Trend in Abhängigkeit zur Distanz zum Abstandshalter abklingt. Auch hier konnte der Einfluss der lokalen Dampfqualität, der Massen- sowie Wärmestromdichte und des Drucks auf die Verbesserung untersucht werden. Dabei zeigte sich, dass sinkende lokale Dampfqualitäten, höhere Massenstromdichten sowie höhere Drücke die Wärmeübertragung nach dem Abstandshalter begünstigen. Bezüglich der Wärmestromdichte konnte kein eindeutiger Trend festgestellt werden. Während der Wärmeübergang direkt nach dem Abstandshalter mit steigendem Druck verbessert wird, sinkt dessen Einfluss mit der Distanz zum Abstandshalter schneller ab. Dieses Verhalten konnte ebenfalls mithilfe der drastischen Änderungen der Fluideigenschaften begründet werden. Des Weiteren konnten Korrelationen aus der Literatur bewertet werden, welche den Einfluss der Abstandshalter berücksichtigen. Die Ergebnisse zeigten jedoch, dass keine der Korrelationen die experimentellen Daten zufriedenstellend vorhersagen konnte.

Neben den Wärmeübergangsprofilen konnten zusätzlich experimentelle Daten des Tropfenverhaltens im PDO-Bereich erfolgreich untersucht werden. Dabei folgten die Verteilungen der Tropfendurchmesser einer Gamma- oder Lognormal-Verteilung und die der axialen sowie radialen Geschwindigkeiten einer Normalverteilung. Auch hier konnte der Einfluss der Wärme- sowie Massenstromdichte und des Drucks auf die Tropfengröße und -geschwindigkeit untersucht werden. Dabei zeigte sich, dass steigende Wärme- und Massenstromdichten sowie erhöhter Druck zu kleineren Tropfendurchmessern führen. Bezogen auf die axiale Tropfengeschwindigkeit zeigte sich, dass höhere Wärme- und Massenstromdichten sowie niedrigere Drücke zu höheren Werten führen. Bei der radialen Tropfengeschwindigkeit hingegen zeigte sich, dass sich die Normalverteilung immer um den Wert null konzentriert und dass nur ein geringfügiger Einfluss der Strömungsparameter zu erkennen ist.



## 5. Modellierung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich

In diesem Kapitel werden vorhandene Vorhersagemodelle für den Post-Dryout-Wärmeübergang aus der Literatur mittels Wasser-, Kältemittel- sowie CO<sub>2</sub>-Datenbanken ebenfalls aus der Literatur sowie aus dieser Studie analysiert und bewertet. Anschließend wird eine neue Korrelation vorgestellt, die wesentlich für die Vorhersage im hohen unterkritischen Druckbereich entwickelt wurde, jedoch auch den Übergang zu niedrigen Drücken berücksichtigt. Weiterhin wird ein neuronales Netz vorgestellt, welches durch Künstliche Intelligenz (KI) den Wärmeübergang im PDO-Bereich vorhersagen kann.

### 5.1 Post-Dryout-Datenbanken

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den Datenbanken aus der Literatur und dieser Arbeit, die zur Bewertung vorhandener Korrelationen verwendet wurden. Dabei werden lediglich Datenpunkte für relevant gehalten, die über einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,68$  liegen und mit einem einfach beheizten Rohr aufgenommen wurden. Weiterhin wurde ein Teil der Daten dafür verwendet, eine neue Korrelation zu entwickeln und die restlichen Daten konnten zur Validierung verwendet werden.

Um zu gewährleisten, dass lediglich die Datenpunkte aus den Quellen verwendet werden, die auch dem PDO-Bereich zugeordnet werden können, mussten zwei Kriterien erfüllt werden. Zum einen handelt es sich dabei um ein Temperaturkriterium und zum anderen um ein Dampfqualitätskriterium.

Für das Temperaturkriterium wird eine Gleichgewichts-Wandtemperatur  $T_{w,e}$  berechnet, oberhalb dieser die gemessene Wandtemperatur sein muss. Hierfür wird Gleichung (3.1) zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten verwendet. Der Wärmeübergangskoeffizient wird nun mithilfe der Definition der Nusselt-Zahl (2.4) ersetzt, siehe Gleichung (5.1).

$$\frac{Nu\lambda}{D_H} = \frac{q}{(T_{w,i} - T_b)} \quad (5.1)$$

$T_{w,i}$  ist nun die Gleichgewichts-Wandtemperatur  $T_{w,e}$ ,  $T_b$  ist gleich der Sättigungstemperatur  $T_{sat}$  und die Fluideigenschaften werden bei gesättigten Dampfbedingungen bestimmt. Zur Bestimmung der Nusselt-Zahl  $Nu$  wird eine Gleichgewichts-Nusselt-Zahl  $Nu_e$  mit der Dittus & Boelter Gleichung (2.21) verwendet, siehe Gleichung (5.2).

$$Nu_e = 0,023 Re_{v,e}^{0,8} Pr_v^{0,4} \quad (5.2)$$

Die Reynolds-Zahl wird hierbei als Dampf-Reynolds-Zahl unter Gleichgewichtsbedingungen  $Re_{v,e}$  berechnet. Dabei wird der Dampfmassenanteil  $x = \dot{m}_v/\dot{m}$  aus dem Verhältnis des Dampf-Massenstroms zum Gesamtmassenstrom bestimmt. Ergänzend wird der Volumenanteil  $\alpha = A_v/A$  als Verhältnis der Querschnittsfläche der Dampfphase zur Gesamtquerschnittsfläche herangezogen. Mit diesen Größen lässt sich  $Re_{v,e}$  gemäß der folgenden Gleichung berechnen:

$$Re_{v,e} = \frac{G_v D_H}{\mu_v} = \frac{\dot{m} x_m D_H}{A \alpha \mu_v} = \frac{G D_H}{\mu_v} \frac{x_m}{\alpha} \quad (5.3)$$

wobei  $\alpha$  durch Gleichung (2.19), mit einem Schlupf von eins berechnet wird und  $x_m$  wie folgt definiert ist [Groeneveld & Delorme, 1976]:

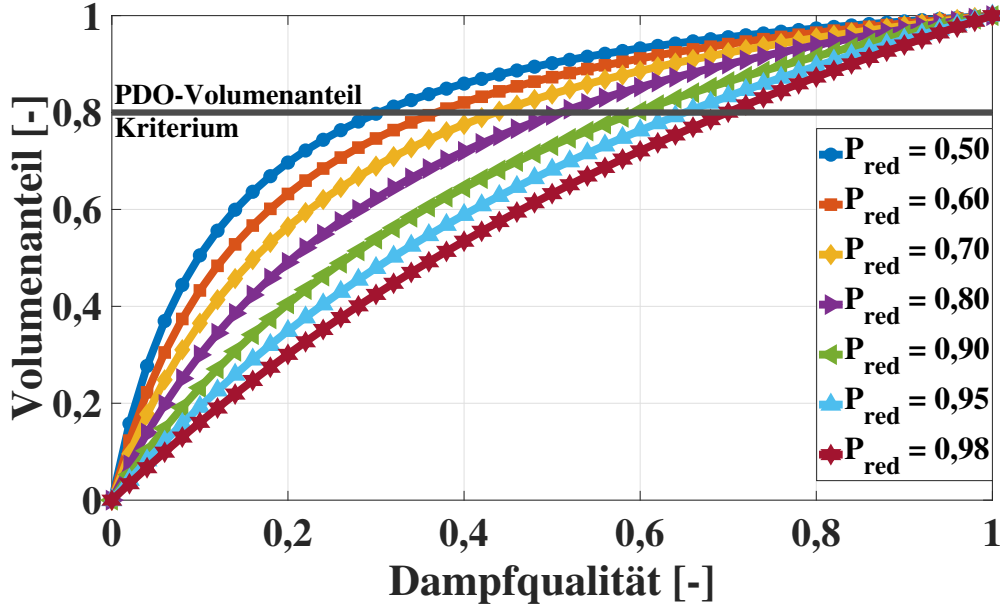
$$x_m = \begin{cases} 0, & x_e < 0 \\ x_e, & 0 \leq x_e \leq 1 \\ 1, & x_e > 1 \end{cases} \quad (5.4)$$

Die Prandtl-Zahl bezogen auf die Fluideigenschaften der gesättigten Dampfphase  $Pr_v$  kann durch Gleichung (2.5) bestimmt werden. Somit können die gemessenen Wandtemperaturen aus den Datenbanken mit der Gleichgewichts-Wandtemperatur  $T_{w,e}$ , berechnet durch Gleichung (5.5), verglichen werden [Song, 2021].

$$T_{w,e} = \frac{q D_H}{Nu_e \lambda_v} + T_{sat} \quad (5.5)$$

Dieses Kriterium sagt nun aus, dass unterhalb  $T_{w,e}$  ein „instabiler“ PDO-Bereich vorliegt, in dem noch immer ein großer Anteil an Wärme zwischen der beheizten Wand und den Flüssigkeitströpfchen übertragen wird. Dies bedeutet, dass der gesamte Wärmeübergang in diesem Bereich besser als die Gleichgewichtsannahme ist. Ist nun die Wandtemperatur größer, kann davon ausgegangen werden, dass ein „stabiler“ PDO-Bereich vorliegt, siehe auch die Dissertation von Song [2021]. Darin wird dieses Verfahren damit begründet, dass der Anteil des konvektiven Wärmeübergangs von der Wand zu den Tropfen nur unmittelbar nach dem Dryout stattfindet, da die Wandtemperatur in diesem Bereich noch nicht zu hoch ist. Die Tropfen können deshalb die beheizte Wand relativ effektiv kühlen. Dieser Bereich wurde als „instabiler“ PDO bezeichnet. Weiter stromabwärts wird dieser Wärmeübergang aufgrund der hohen Wandtemperaturen vernachlässigt. Dieser Bereich wird nun als „stabiler“ PDO bezeichnet.

Häufig wird in der Literatur angenommen, dass der PDO-Bereich bei Volumenanteilen über 80 % stattfindet [Groeneveld, 1973]. Wird nun von einer Berechnung des homogenen Volumenanteils mit einem Schlupf von eins ausgegangen, können nur wenige Punkte überhaupt bestimmt werden, die im PDO-Bereich liegen. Abbildung 5.1 zeigt dieses Problem, da das Verhältnis der gesättigten Dampf- sowie Flüssigkeitsdichte mit steigendem Druck gegen eins verläuft, was zuletzt am kritischen Druck zu einem linearen Zusammenhang zwischen der Dampfqualität und dem Volumenanteil führt  $\alpha = x_e$ , siehe Gleichung (2.19). Werden nun die jeweiligen Dampfqualitäten bei einem Volumenanteil von 80 % betrachtet, zeigt sich, dass beispielsweise für einen reduzierten Druck von 0,5 eine Dampfqualität von etwa 0,3 erforderlich ist. Im Gegensatz dazu muss bei  $P_{red} = 0,98$  eine Dampfqualität von etwa  $x_e \approx 0,7$  erreicht werden. Aufgrund dieses Zusammenhangs zwischen dem Volumenanteil und der Dampfqualität ist hier ein Kriterium von 80 % im hohen Druckbereich nicht zielführend. Deshalb wird eher ein Kriterium verwendet, welches die Dampfqualität bestimmt, bei

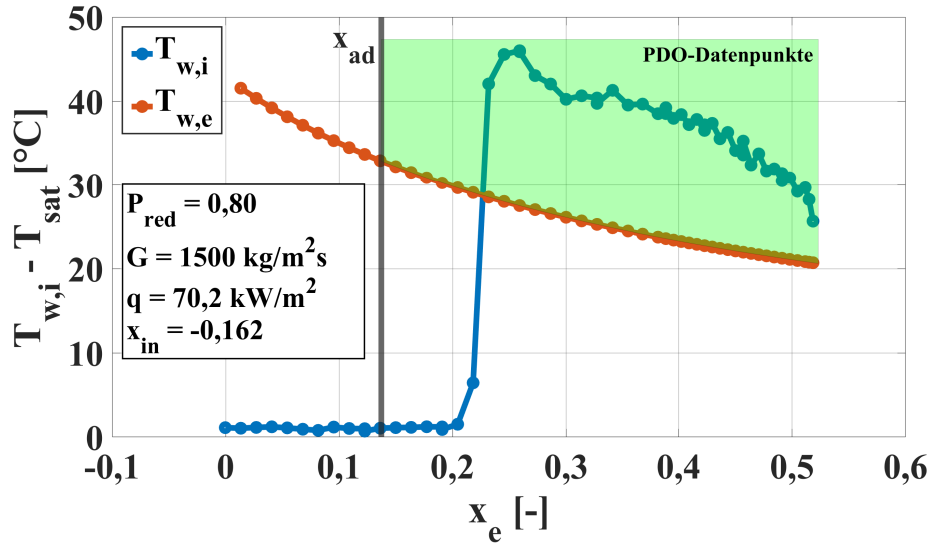


**Abbildung 5.1:** Zusammenhang zwischen homogenem Volumenanteil und Dampfqualität bei verschiedenen Drücken gemäß Gleichung (2.19)

der die Strömung vor der Siedekrise zu einer Ringströmung umschlägt. Dies würde bedeuten, dass im Falle der Siedekrise das Dryout-Phänomen und damit nachfolgend der Post-Dryout-Bereich stattfindet. Eine Korrelation, die den Umschlagpunkt zur Ringströmung vorhersagen kann und für diese Zwecke auch in der Literatur verwendet wurde [International Atomic Energy Agency, 2001, S. K. Lee & Chang, 2008, K. L. Lee & Chang, 2010], ist die Korrelation von Levitan & Borevskiy [1989, zitiert nach International Atomic Energy Agency, 2001], siehe Gleichung (5.6).

$$x_{ad} = (2,7 \pm 0,3) \underbrace{\left( \frac{\rho_l \sigma}{G^2 D_H} \right)^{1/4}}_{We^{-1/4}} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{1/3} \quad (5.6)$$

Mithilfe des Dichteverhältnisses und der Weber-Zahl kann  $x_{ad}$  bestimmt werden, welche die Dampfqualität beschreibt, bei der die Strömung sich zu einer Ringströmung entwickelt. Für die Auswahl der Datenpunkte wird hier der konservativere Ansatz gewählt, indem die größere Konstante  $(2,7 + 0,3)$  verwendet wird. Ein Beispiel für eine Auswahl von PDO-Datenpunkten aus einem Experiment ist in Abbildung 5.2 dargestellt und mit einem grünen Hintergrund hervorgehoben. Als erstes wird überprüft, ob die Gleichgewichtsdampfqualität vor der Siedekrise größer als die der Korrelation von Levitan & Borevskiy ( $x_e \geq x_{ad}$ ) ist. Ist dies der Fall, werden alle Datenpunkte als PDO-Punkte charakterisiert, deren Wandinnentemperaturen oberhalb der Gleichgewichts-Wandtemperatur aus Gleichung (5.5) liegen ( $T_{w,i} \geq T_{w,e}$ ).



**Abbildung 5.2:** Temperatur- sowie Dampfqualitätskriterium anhand eines PDO-Experiments bei  $P_{red} = 0,80$ ,  $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $q = 70,2 \text{ kW/m}^2$  und  $x_{in} = -0,162$

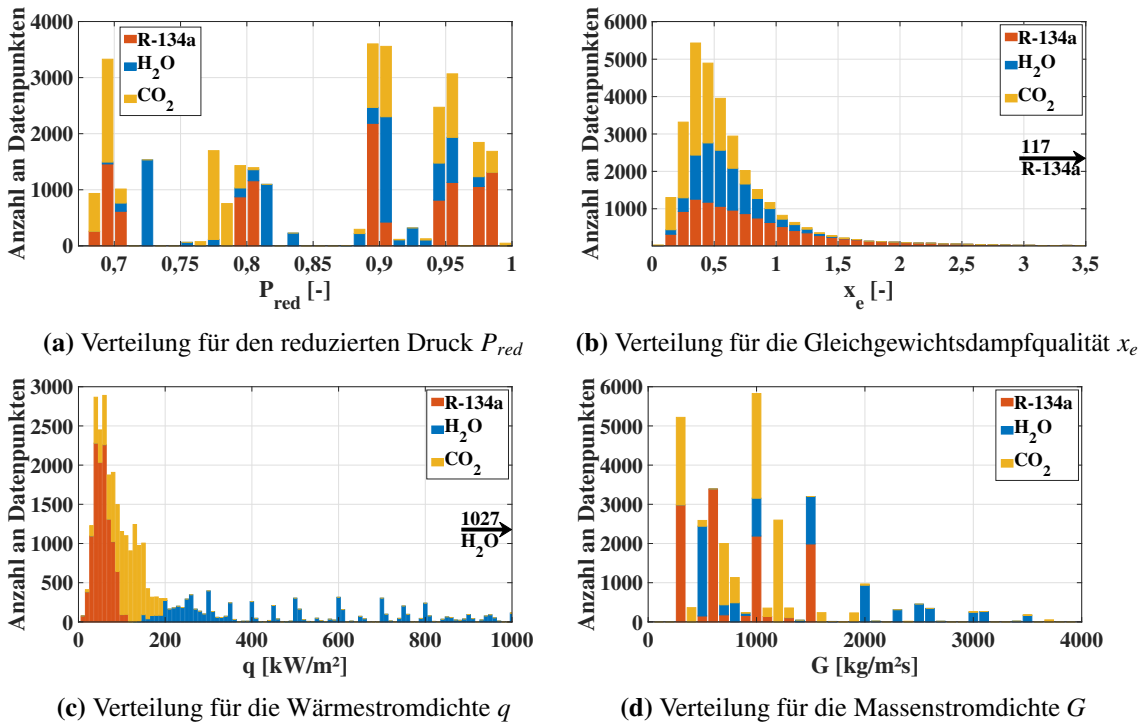
### Überprüfung von Duplikaten

Da die Daten aus der Literatur oder auch die aufgenommenen Daten aus dieser Arbeit Duplikate aufweisen können, muss hier zusätzlich eine Überprüfung stattfinden, um eine mehrfache Verwendung von gleichen Daten zu verhindern. Somit durchläuft jeder PDO-Datenpunkt  $j$  eine Kontrolle mit den in Gleichung (5.7) angegebenen Kriterien. Die Kontrolle findet dabei über jegliche bereits verwendete Datenpunkte „ges“ statt. Wird ein Datenpunkt als Duplikat identifiziert, wird dieser aus der Datenbank aussortiert.

$$\left\{ \begin{array}{ll} |P_{ges} - P_j| & < 0,001 \text{ MPa} \\ |G_{ges} - G_j| & < 0,01 \text{ kg/m}^2\text{s} \\ |D_{H,ges} - D_{H,j}| & < 0,01 \text{ mm} \\ |x_{e,ges} - x_{e,j}| & < 0,01 \\ |q_{ges} - q_j| & < 0,01 \text{ kW/m}^2 \\ |h_{ges} - h_j| & < 0,001 \text{ kW/m}^2\text{K} \end{array} \right. \quad (5.7)$$

#### 5.1.1 Experimentelle Datenbanken

In diesem Abschnitt werden die jeweiligen experimentellen Datenbanken für Wasser, R-134a und  $\text{CO}_2$  vorgestellt. Auf Grundlage der drei Datenbanken werden im weiteren Verlauf bestehende Korrelationen aus der Literatur (Tabelle 2.2) bewertet. Einen Überblick der Datenverteilung liefern Abbildungen 5.3a) bis 5.3d). Insgesamt beläuft sich die Datenbank auf 30 685 PDO-Datenpunkte. Die jeweiligen Datenbanken für Wasser, R-134a und  $\text{CO}_2$  werden nun im Folgenden etwas genauer aufgelistet.



**Abbildung 5.3:** Datenverteilung der gesamten PDO-Datenbank für Wasser, R-134a und CO<sub>2</sub>

### Wasser-Datenbank

Die gesamte für die Entwicklungs- sowie Evaluierungszwecke zur Verfügung stehende Wasser-Datenbank besteht aus den experimentellen Daten von Swenson et al. [1962], Bishop et al. [1965], Herkenrath et al. [1967], Becker et al. [1983] sowie aus neuesten Daten von Oettig et al. [2025]. Tabelle 5.1 listet nun die jeweiligen Parameterbereiche und die Anzahl an Datenpunkten für die zuvor beschriebenen Kriterien im hohen unterkritischen Druckbereich auf. Die gesamte Wasser-Datenbank, die nun im Folgenden verwendet wird, besitzt eine Gesamtanzahl von 8123 PDO-Datenpunkten.

**Tabelle 5.1:** Experimentelle PDO-Wasser-Datenbank

Autor	Fluid	$N_{PDO}$	$P_{red}$ [-]	$G$ [ $\frac{kg}{m^2s}$ ]	$q$ [ $\frac{kW}{m^2}$ ]	$D_H$ [mm]	$x_e$ [-]
Swenson et al. [1962]	Wasser	103	0,937	950 - 1356	290 - 574	10,4	0,21 - 0,98
Bishop et al. [1965]	Wasser	74	0,753 - 0,975	1356 - 3377	662 - 1923	2,5 - 5,1	0,13 - 0,92
Herkenrath et al. [1967]	Wasser	1110	0,771 - 0,975	700 - 3500	250 - 1800	4,0 - 30,0	0,07 - 1,0
Becker et al. [1983]	Wasser	4505	0,722 - 0,920	498 - 3107	147 - 1255	10,0 - 24,69	0,09 - 1,65
Oettig et al. [2025]	Wasser	2331	0,698 - 0,955	498 - 756	133 - 358	15,8	0,17 - 1,38

### R-134a-Datenbank

Die PDO-Datenbank für das Kältemittel R-134a, basierend auf den erfolgreich durchgeführten Experimenten an der KIMOF von Köckert et al. [2024] und Rensch et al. [2024], ist in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Auch hier sind die jeweiligen Rohdatenbanken durch die zuvor beschriebenen Kriterien gelaufen. Insgesamt beläuft sich die R-134a-Datenbank auf 11 297 Datenpunkte für den PDO-Bereich unter hohen unterkritischen Drücken.

**Tabelle 5.2:** Experimentelle PDO-R-134a-Datenbank

Autor	Fluid	N <sub>PDO</sub>	P <sub>red</sub> [–]	G $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}\right]$	q $\left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}\right]$	D <sub>H</sub> [mm]	x <sub>e</sub> [–]
Köckert et al. [2024]	R-134a	849	0,685 - 0,694	492 - 1517	35 - 85	10,0	0,16 - 1,38
Rensch et al. [2024]	R-134a	10 448	0,696 - 0,983	295 - 1518	11 - 110	10,0	0,08 - 5,32

### CO<sub>2</sub>-Datenbank

Als weitere Datenbank für den PDO-Wärmeübergang liegt die von Bronik et al. [2025] vor. Genauso wie bei den Wasser- sowie R-134a-Datenbanken wurden auch diese Daten durch das Temperatur-, Qualitäts- und Druckkriterium gefiltert. Letztendlich enthält die CO<sub>2</sub>-Datenbank insgesamt 11 344 PDO-Datenpunkte.

**Tabelle 5.3:** Experimentelle PDO-CO<sub>2</sub>-Datenbank

Autor	Fluid	N <sub>PDO</sub>	P <sub>red</sub> [–]	G $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}\right]$	q $\left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}\right]$	D <sub>H</sub> [mm]	x <sub>e</sub> [–]
Bronik et al. [2025]	CO <sub>2</sub>	11 344	0,684 - 0,993	276 - 3724	15 - 201	4,0 - 10,0	0,08 - 1,59

## 5.2 Bewertung existierender Korrelationen/Modelle

Zur Bewertung existierender PDO-Korrelationen und Modelle aus der Literatur werden alle drei Datenbanken gemeinsam verwendet. Während der Bewertung wurde, sofern dies möglich war, die Vorhersagemethoden über deren Anwendungsbereich hinweg untersucht. Damit konnten die Korrelationen, welche für den hohen Druckbereich geeignet sind und in Abschnitt 2.3.2 aufgelistet wurden, über einen breiten Parameterbereich hinweg bewertet werden. Die Ergebnisse der Bewertung werden in Tabelle 5.4 dargestellt. Sie zeigt dabei den mittleren Fehler *ME*, die Standardabweichung  $\sigma$  sowie die Wurzel des mittleren quadratischen Fehlers *RMS* des Fehlerparameters *E<sub>cor</sub>* (2.33) für jede Vorhersagemethode. Siehe auch Gleichungen (2.34), (2.36) und (2.37).

Wie die Ergebnisse zeigen, wird der PDO-Wärmeübergang im vorliegenden Parameterbereich teilweise gut, jedoch auch sehr unzuverlässig vorhergesagt. Die Korrelationen von Swenson et al.



[1962], Miropolskiy et al. [2001], Groeneveld et al. 1 & 3 [1986] sowie Slaughterbeck et al. [1973] sagen die experimentellen Daten mit einem über 50-prozentigen mittleren Fehler voraus. Dabei belaufen sich die jeweiligen *RMS*-Werte auf über 60 %, was nicht zufriedenstellend ist.

Auch die Vorhersageergebnisse der Korrelationen von Bishop et al. [1986] und Ünal et al. [1983] mit *RMS*-Werten oberhalb von 40 % sind schwach, wobei die Korrelation von Ünal et al. einen besseren mittleren Fehler aufweist. Demnach über- und unterschätzt diese Korrelation die experimentellen Daten gleichermaßen, wobei eine Tendenz zur Überschätzung vorliegt.

Für die Korrelationen Bishop et al. 2 [1986], Herkenrath et al. [2001] und Song et al. [2022] zeigen sich einigermaßen gute Vorhersagen mit einer weniger starken Streuung der Fehler, wobei Song et al. etwas schlechtere Ergebnisse liefert und den Großteil der experimentellen Daten unterschätzt.

Werden die Ergebnisse der Korrelationen von Groeneveld et al. 2 [1973], Groeneveld & Delorme [1976] sowie Chen et al. [1979] betrachtet, zeigen sich wenige Unterschiede. Die *RMS*-Werte belaufen sich bei allen dreien auf etwa 30 %, was eine zu breite Streuung der Fehler ausschließt. Weiterhin zeigen die *ME*-Werte, welche bei etwa null liegen, dass sich die über- und unterschätzten Fehler etwa ausgleichen. Dabei muss hervorgehoben werden, dass bei der Korrelation von Chen et al. nicht die vollständige Datenbank verwendet werden konnte, da diese eine Druckbegrenzung von etwa  $P_{red} = 0,88$  beinhaltet.

Die besten Vorhersageergebnisse werden von Bishop et al. 1 [1986] geliefert. Die Korrelation sagt die experimentellen Daten mit einem *RMS*-Wert knapp oberhalb von 20 % und einem sehr guten *ME* von 3,2 % voraus.

**Tabelle 5.4:** Bewertung der PDO-Vorhersagemethoden aus Abschnitt 2.3.2 im hohen unterkritischen Druckbereich

Modell	N <sub>PDO</sub>	ME [–]	$\sigma$ [–]	RMS [–]
Swenson et al. [1962]	30 685	0,906	0,661	1,132
Miropolskiy et al. [2001]	30 685	0,542	0,458	0,736
Bishop et al. [1986]	30 685	0,364	0,274	0,479
Bishop et al. 1 [1986]	30 685	0,032	0,129	0,215
Bishop et al. 2 [1986]	30 685	0,183	0,180	0,295
Herkenrath et al. [2001]	30 685	-0,124	0,170	0,283
Groeneveld et al. 1 [1973]	30 685	-0,881	0,046	0,882
Groeneveld et al. 2 [1973]	30 685	-0,031	0,178	0,302
Groeneveld et al. 3 [1973]	30 685	0,542	0,458	0,735
Slaughterbeck et al. [1973]	30 685	-0,568	0,220	0,612
Groeneveld & Delorme (GRO) [1976]	30 685	0,043	0,170	0,293
Chen et al. Korrelation (CSO) [1979]	13 689	0,013	0,175	0,300
Ünal et al. [1983]	30 685	0,108	0,260	0,423
Song et al. [2022]	30 685	-0,169	0,199	0,354

### 5.3 Entwicklung einer neuen Post-Dryout-Korrelation

Wie in Abschnitt 5.2 gezeigt wurde, gibt es einige Vorhersagemethoden, die im Allgemeinen deutliche Probleme haben, die Wärmeübergangskoeffizienten aus den PDO-Datenbanken vorherzusagen. Vor allem im hohen unterkritischen Druckbereich kommt es dabei zu starken Diskrepanzen, weshalb hier eine Verbesserung erreicht werden muss.

Da die neue Korrelation für die Vorhersage des Post-Dryout-Wärmeübergangs unter hohen unterkritischen Drücken für jedes Fluid geeignet sein sollte, ist es von großer Bedeutung, dass diese in dimensionsloser Form hergeleitet wird. In den meisten Fällen liegen die PDO-Korrelationen aus der Literatur der Dittus & Boelter Gleichung (2.21) zugrunde. Diese wird primär für den einphasig konvektiven Wärmeübergang verwendet [Dittus & Boelter, 1930, McAdams et al., 1949]. Im PDO-Bereich, in dem eine kontinuierliche Dampfphase mit dispersen Flüssigkeitstropfen vorliegt, muss jedoch zusätzlich der Beitrag des Wärmeübergangs aufgrund der Tropfen berücksichtigt werden. Entsprechende Untersuchungen wurden unter anderem von Li & Anglart [2016] sowie Wang & Pan [2017] durchgeführt.

Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 erläutert, sinkt die Oberflächenspannung mit steigendem Systemdruck signifikant, was das Auseinanderbrechen der Tropfen erleichtert. Dadurch verringert sich deren Durchmesser, während die Tropfenanzahl in Summe zunimmt. Dies wiederum vergrößert die Grenzfläche zwischen dem Dampf- und der Flüssigkeitsphase [Groeneveld, 1975b, Song & Liu, 2021]. Dies verdeutlicht nochmals die Relevanz des Wärmeübergangs aufgrund der Flüssigkeitstropfen im PDO-Bereich, vor allem unter hohen Druckbedingungen.

#### 5.3.1 Ableitung der neuen Post-Dryout-Korrelation

Als Ausgangspunkt wird wie bereits beschrieben die Struktur der Gleichung von Dittus & Boelter (2.21) verwendet, um den konvektiven Wärmeübergang zwischen der Zweiphasenströmung und der beheizten Wand beschreiben zu können. Weiterhin wird nach dem Ansatz von Song [2021] gearbeitet, bei dem eine zweiphasige Nusselt-Zahl auf Basis eines Dampf-Tropfen-Systems in einem eindimensionalen homogenen Stoffgemisch-Modell definiert wird. Nach der Definition der Nusselt-Zahl (2.4) und dem Zusammenhang der Wärmestromdichte mit dem Wärmeübergangskoeffizienten (3.10) wird die zweiphasige Nusselt-Zahl  $Nu_{TP}$  wie folgt beschrieben,

$$Nu_{TP} = \frac{qD_H}{\lambda_{TP}(T_w - T_{TP})} \quad (5.8)$$

wobei  $\lambda_{TP}$  die zweiphasige thermische Leitfähigkeit und  $T_{TP}$  die zweiphasige Strömungstemperatur darstellt. Die zweiphasige Nusselt-Zahl kann nun ebenfalls auf Grundlage der Dittus & Boelter-Gleichung dargestellt werden.

$$Nu_{TP} = c_1 Re_{TP}^{c_2} Pr_{TP}^{c_3} \quad (5.9)$$

$c_1$  bis  $c_3$  sind dabei Konstanten,  $Re_{TP}$  beschreibt die zweiphasige Reynolds-Zahl und  $Pr_{TP}$  die zweiphasige Prandtl-Zahl.

Somit kann nach dem Ansatz von Song die Nusselt-Zahl wie in Gleichung (5.11) beschrieben

werden.

$$Nu = \frac{qD_H}{\lambda_v(T_w - T_v)} \quad \Leftarrow \quad \text{Einsetzen von (5.8) und (5.9)} \quad (5.10)$$

$$Nu = \frac{\lambda_{TP}(T_w - T_{TP})}{\lambda_v(T_w - T_v)} c_1 Re_{TP}^{c_2} Pr_{TP}^{c_3} \quad (5.11)$$

Die zweiphasige Reynolds-Zahl kann nun wie von Song hergeleitet mithilfe der zweiphasigen dynamischen Viskosität  $\mu_{TP}$  nach McAdams et al. [1942], mithilfe des Dampfmassenanteils und der gesättigten Dampf- sowie Flüssigkeitsviskosität, beschrieben werden, siehe Gleichung (5.13).

$$\mu_{TP} = \left( \frac{x_m}{\mu_v} + \frac{1 - x_m}{\mu_l} \right)^{-1} \quad (5.12)$$

$$Re_{TP} = \frac{GD_H}{\mu_{TP}} = \frac{GD_H}{\mu_v} \left( x_m + (1 - x_m) \frac{\mu_v}{\mu_l} \right) \quad (5.13)$$

Weiterhin wurde bereits schon früh von McAdams et al. [1950] und Chen et al. [1977] empfohlen, die Fluideigenschaften der Dampfphase mithilfe einer sogenannten Filmtemperatur  $T_F$  zu bestimmen. Die Filmtemperatur stellte dabei das arithmetische Mittel zwischen der Wandtemperatur  $T_w$  und der Strömungskerntemperatur  $T_b$  dar, siehe Gleichung (5.14). Der Grund für die Verwendung dieser Annahme ist, dass, wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, die Dampftemperatur einem thermischen Ungleichgewicht ausgesetzt ist. Dies bedeutet, dass die Dampftemperatur überhitzt und oberhalb der Sättigungstemperatur vorliegt. Diese Überhitzung variiert im PDO-Bereich entlang der Strömung, was berücksichtigt werden muss. Heineman [1960] untersuchte den Wärmeübergang von überhitztem Dampf und berücksichtigte den Einfluss der Annahme der Filmtemperatur ebenfalls. In Kombination mit seiner Korrelation ergab dies eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Auch Colburn [1964] machte Untersuchungen zur Wärmeübertragung während Experimenten mit erzwungener Konvektion. Dabei kam er zum Entschluss, dass die dynamische Viskosität der Dampfphase innerhalb der Reynolds-Zahl bei Filmtemperatur bestimmt werden sollte, da sie mit den experimentellen Daten die beste Übereinstimmung lieferte. Generell wird die Filmtemperatur gerne zur Bestimmung der Fluideigenschaften unter Dampfbedingungen verwendet, um den Einfluss des thermischen Ungleichgewichts zu berücksichtigen [Groeneveld & Delorme, 1976, J. C. Chen et al., 1979 Varone & Rohsenow, 1986].

$$T_F = \frac{T_w + T_b}{2} \quad (5.14)$$

Bezogen auf die Korrelationsbewertung aus Abschnitt 5.2 zeigt sich, dass die Vorhersagemethode von Bishop et al. 1. [1986] (A.5) deutlich bessere Ergebnisse erzielt als die der anderen Vorhersagemethoden. Dabei wurden die Fluideigenschaften der Reynolds-Zahl sowie der Prandtl-Zahl unter Berücksichtigung der Filmtemperatur  $T_F$  bestimmt. Aufgrund dieser Ergebnisse wird im weiteren Verlauf eine Kombination des Ansatzes von Song sowie der Filmtemperatur verfolgt.

Die Grundform der neuen Korrelation ist in Gleichung (5.15) dargestellt, wobei der Korrekturfaktor  $F$  den Anteil der Wärmeübertragung beschreibt, der auf die Flüssigkeitstropfen zurückzuführen ist. Dieser ist, wie in Gleichung (5.11) zu erkennen, von dimensionslosen Größen abhängig, die den Effekt der Wandtemperatur  $T_w$ , der zweiphasigen Strömungstemperatur  $T_{TP}$  und der

Fluideigenschaften berücksichtigen.

$$Nu = Fc_1 Re_{TP,F}^{c_2} Pr_F^{c_3} \quad (5.15)$$

Da die Überhitzung ( $T_w - T_{sat}$ ) der beheizten Wand auch zu einem wesentlichen Teil durch die Flüssigkeitstropfen gekühlt wird, werden im weiteren Verlauf die Parameter herausgearbeitet, die diesen Wärmeübergang beeinflussen. Für den Wärmeübergang zwischen den Tropfen und der beheizten Wand wird das weitverbreitete Modell von Guo & Meshima [2002] verwendet. Für den konvektiven Wärmeübergang zwischen dem überhitzten Dampf und den Tropfen wird das Modell von Cheng et al. [2018] zur Hand genommen. Damit ergibt sich folgende Abhängigkeit zwischen den Strömungsparametern und der Wandüberhitzung.

$$(T_w - T_{sat}) = f(\rho_v, \rho_l, \mu_v, \mu_l, \sigma, \lambda_v, C_{p,v}, \Delta H, D_d, D_H, L_h, G, q, \alpha) \quad (5.16)$$

Wobei  $\rho_v, \rho_l$  und  $\mu_v, \mu_l$  die Dichte bzw. die dynamische Viskosität der Dampf- sowie der Flüssigphase darstellen.  $\sigma$  bezeichnet die Oberflächenspannung,  $C_{p,v}$  die spezifische Wärmekapazität der Dampfphase und  $\Delta H$  die Verdampfungsenthalpie. Weiterhin gibt  $D_d$  den Tropfendurchmesser,  $D_H$  den hydraulischen Durchmesser und  $L_h$  die beheizte Länge wieder.  $G$  sowie  $q$  stellen die Massen- bzw. die Wärmestromdichte dar und  $\alpha$  den Volumenanteil.

Eine Dimensionsanalyse nach Buckingham [1914] ergibt nun, dass die Wandüberhitzung von folgenden dimensionslosen Größen abhängig ist:

$\pi_1 = \frac{q D_H}{\lambda_v (T_w - T_{sat})}$	Nusselt-Zahl	$\pi_2 = \frac{G D_H}{\mu_v}$	Reynolds-Zahl
$\pi_3 = \frac{C_{p,v} \mu_v}{\lambda_v}$	Prandtl-Zahl	$\pi_4 = \frac{q}{G \Delta H}$	Siede-Zahl
$\pi_5 = \frac{G^2 D_H}{\sigma \rho_l}$	Weber-Zahl	$\pi_6 = \frac{\rho_v}{\rho_l}$	Dichteverhältnis
$\pi_7 = \frac{\mu_v}{\mu_l}$	Viskositätsverhältnis	$\pi_8 = \frac{L}{D_H}$	Geometrieverhältnis
$\pi_9 = \alpha$	Volumenanteil		

Als nächsten Schritt werden die dimensionslosen Kennzahlen identifiziert, die einen relevanten Eintrag zur Korrelationsentwicklung leisten. Hierfür wird Gleichung (5.15) betrachtet, wobei sich zeigt, dass  $\pi_1$  die Zielgröße der Korrelation ist.  $\pi_3$  ist bereits in einer modifizierten Version in der Grundform enthalten, genauso wie  $\pi_2$ , welche ebenfalls bereits  $\pi_7$  beinhaltet. Mit den modifizierten dimensionslosen Kennzahlen sowie  $\pi_4, \pi_5, \pi_6, \pi_8$ , und  $\pi_9$  wird eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt.

Da eine kontinuierliche Dampfphase mit dispersen Flüssigkeitstropfen im Post-Dryout-Bereich vorliegt, wird auch die Weber-Zahl umgeschrieben und damit ein Ansatz einer zweiphasigen Weber-Zahl verwendet. Die Herleitung hierfür beginnt mit der Weber-Zahl unter Dampfbedingungen  $We_v$ , da der Dampf die kontinuierliche Phase im PDO-Bereich darstellt. Mithilfe der Definition des Dampfmassenstroms in einer Zweiphasenströmung  $\dot{m}_v = \dot{m} x_m$  sowie der Querschnittsfläche des

Dampfes  $A_v = \alpha A$  kann die Massenstromdichte des Dampfes wie folgt ersetzt werden.

$$We_v = \frac{G_v^2 D_H}{\rho_v \sigma} \quad \Longleftrightarrow \quad G_v = \frac{\dot{m}_v}{A_v} = \frac{\dot{m} x_m}{\alpha A} = \frac{G x_m}{\alpha} \quad (5.17)$$

$$We_v = \frac{G^2 x_m^2 D_H}{\rho_v \alpha^2 \sigma} \quad (5.18)$$

Des Weiteren wird angenommen, dass der Volumenanteil  $\alpha$  anhand des homogenen Modells bestimmt werden kann, wobei ein Schlupf von eins zugrunde gelegt wird [Groeneveld & Delorme, 1976, Yan et al., 2014]. Diese Annahme ist insbesondere im hoch unterkritischen Druckbereich gerechtfertigt, da in diesem Bereich die Dichtedifferenz zwischen der Dampf- und Flüssigphase gegen null geht, siehe Abbildung 2.8b). Infolge der nahezu identischen Dichten nähern sich auch die Strömungsgeschwindigkeiten beider Phasen aneinander an, sodass von einem vernachlässigbaren Schlupf ausgegangen werden kann. Unter diesen Bedingungen ist es zulässig, die effektive Dichte der Zweiphasenströmung gemäß Gleichung (5.19) zu beschreiben. Diese Gleichung lässt sich herleiten, indem berücksichtigt wird, dass die Dichte dem Kehrwert des spezifischen Volumens entspricht, welches durch die thermodynamische Beziehung  $v_m = x_m v_v + (1 - x_m) v_l$  beschrieben werden kann [Awad & Muzychka, 2008, Ghajar & Bhagwat, 2013]. Auf diesen Grundlagen kann Gleichung (5.18) weiter umformuliert werden, sodass diese letztendlich zu einer zweiphasigen Weber-Zahl  $We_{TP}$  führt (5.22).

$$\rho_{TP} = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l = \left( \frac{x_m}{\rho_v} + \frac{1 - x_m}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (5.19)$$

$$We_v = \frac{G^2 x_m^2 D_H}{\rho_v \alpha^2 \sigma} \quad \Longleftrightarrow \quad \alpha = \alpha_{hom} = \frac{x_m}{x_m + (1 - x_m) \frac{\rho_v}{\rho_l} S} \quad ; \quad S = 1 \quad (5.20)$$

$$We_v = \frac{G^2 D_H}{\rho_v \sigma} \left( x_m + (1 - x_m) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^2 = \frac{G^2 D_H \rho_v}{\sigma} \underbrace{\left( \frac{x_m}{\rho_v} + \frac{1 - x_m}{\rho_l} \right)^2}_{\frac{1}{\rho_{TP}^2}} \quad (5.21)$$

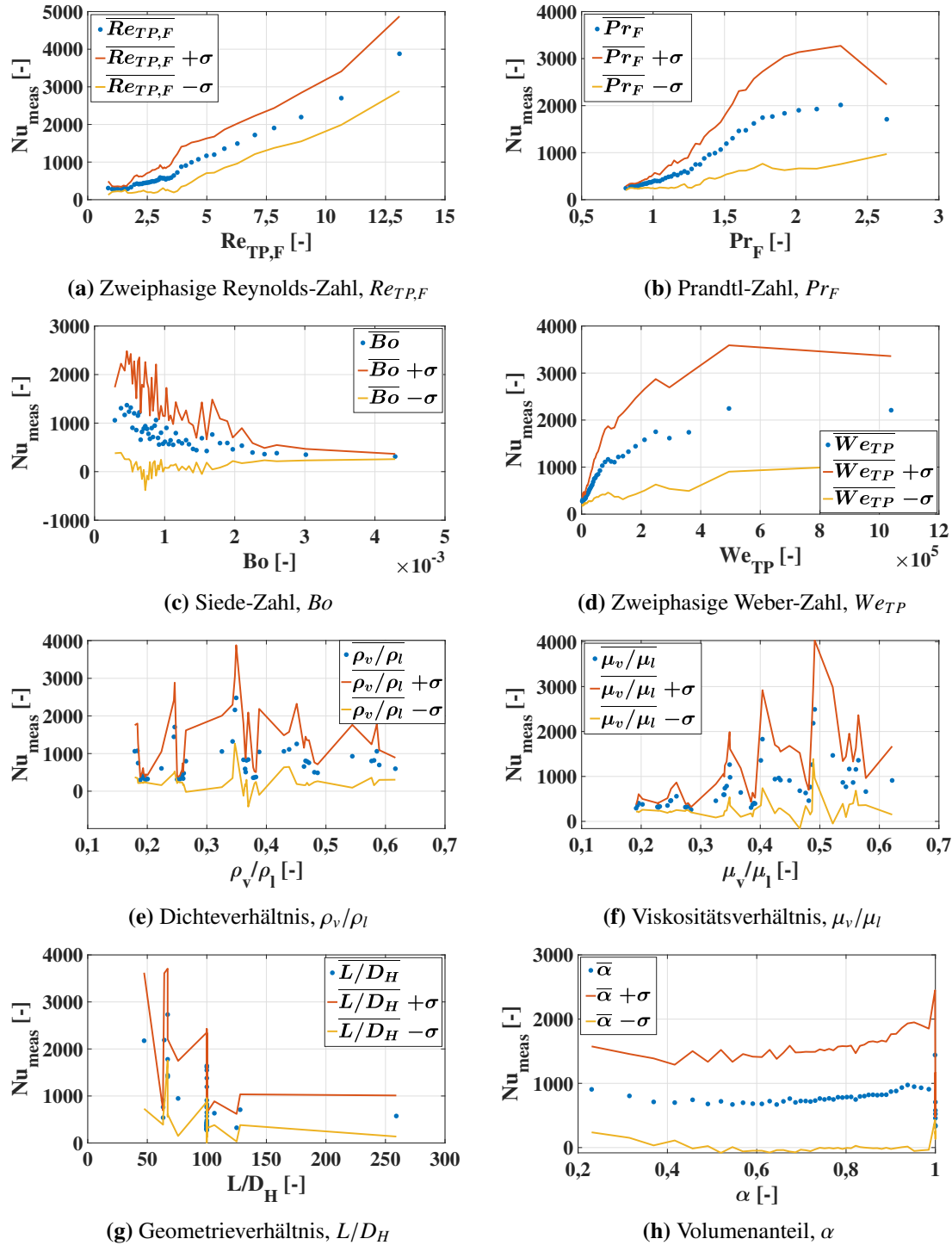
$$We_{TP} = \frac{G^2 D_H \rho_v}{\sigma \rho_{TP}^2} \quad (5.22)$$

Somit lautet  $\pi_5$  nun  $We_{TP}$ .

Für die Sensitivitätsanalyse wird die gesamte PDO-Datenbank aus Wasser, R-134a und CO<sub>2</sub> verwendet, siehe Abschnitt 5.2. Die jeweiligen dimensionslosen Parameter werden im Vorhinein sortiert und in 50 gleich große Gruppen mit je 614 Datenpunkten aufgeteilt. Für jede einzelne Gruppe wird der Mittelwert  $\bar{\pi}_{j,Gruppe}$  und die dazugehörige Standardabweichung  $\sigma_{j,Gruppe}$  sowie die experimentell erhaltene Nusselt-Zahl  $Nu_{meas}$  bestimmt. Anschließend werden die Daten gegeneinander aufgetragen. Abbildungen 5.4a) bis 5.4h) zeigen nun die Sensitivitätsanalysen für jede dimensionslose Kennzahl von  $\pi_2$  bis  $\pi_8$ .

Es zeigt sich in Abbildung 5.4a), dass die zweiphasige Reynolds-Zahl bezogen auf die Fluideigenschaften bei Filmtemperatur  $Re_{TP,F}$  einen exponentiellen Einfluss auf die experimentell ermittelte Nusselt-Zahl hat, da die Nusselt-Zahl im kleinen Reynolds-Zahl-Bereich nur leicht variiert und

bei steigender Reynolds-Zahl stark ansteigt. Dementsprechend bleibt diese Kennzahl in Gleichung (5.15) bestehen und es muss lediglich die Konstante  $c_1$  sowie der entsprechende Exponent  $c_2$  angepasst werden.



**Abbildung 5.4:** Einfluss dimensionsloser Kennzahlen auf die experimentell ermittelten Nusselt-Zahlen  $Nu_{meas}$

Auch Abbildung 5.4b), mit der Prandtl-Zahl bezogen auf die Fluideigenschaften bei Filmtemperatur  $Pr_F$  zeigt, dass sie einen deutlichen Einfluss auf die Nusselt-Zahl hat. Hier steigt die Nusselt-Zahl erst langsam mit steigenden Prandtl-Zahlen an. Zwischen einer Prandtl-Zahl von 1,25 und 1,75

zeigt sich ein deutlich größerer Einfluss. Darüber hinaus ist der Einfluss wieder weniger stark zu beobachten. Da diese dimensionslose Kennzahl ebenfalls bereits in Gleichung (5.15) enthalten ist, besitzt sie einen Eintrag in  $c_1$  und der Exponent  $c_3$  muss angepasst werden.

Die Siede-Zahl  $Bo$ , welche in Abbildung 5.4c) dargestellt ist, zeigt einen leicht abfallenden Trend mit steigenden Siede-Zahlen und bleibt anschließend annähernd konstant. Dementsprechend ist der Einfluss eher gering und wird für die weitere Korrelationsentwicklung nicht berücksichtigt.

Weiterhin zeigt Abbildung 5.4d), dass die zweiphasige Weber-Zahl  $We_{TP}$  einen eindeutig logarithmischen Trend bezüglich der Nusselt-Zahl aufweist. Bei geringen Weber-Zahlen steigt diese stark an und lässt mit steigenden Weber-Zahlen nach. Da die Weber-Zahl selbst das Verhältnis der Trägheitskraft zur Oberflächenspannungskraft darstellt, ist diese gut geeignet, um im weiteren Verlauf den Einfluss der Tropfen auf den Wärmeübergang im Post-Dryout-Bereich zu berücksichtigen.

Für das Dichteverhältnis  $\rho_v/\rho_l$  in Abbildung 5.4e) und das Viskositätsverhältnis  $\mu_v/\mu_l$  in Abbildung 5.4f) zeigen sich keine eindeutigen Verhaltensmuster, weshalb diese dimensionslosen Kennzahlen nicht weiter berücksichtigt werden und nicht direkt in die Korrelation mit einfließen. Wie bisher gezeigt, ist das Dichteverhältnis bereits in der zweiphasigen Weber-Zahl und das Viskositätsverhältnis in der zweiphasigen Reynolds-Zahl enthalten. Das Geometrieverhältnis  $L/D_H$  in Abbildung 5.4g) hingegen zeigt zwar einen annähernd exponentiell abfallenden Trend, besitzt jedoch einen stark konzentrierten Bereich zwischen  $50 \leq L/D_H \leq 100$ . Auch kann festgestellt werden, dass in diesem Bereich viele unterschiedliche Nusselt-Zahlen zu gleichen  $L/D_H$ -Verhältnissen gehören, weshalb dieser Parameter ebenfalls nicht weiter zur Korrelationsentwicklung berücksichtigt wird.

Als letzte dimensionslose Kennzahl wird in Abbildung 5.4h) der Volumenanteil  $\alpha$  gegenüber der Nusselt-Zahl dargestellt. Dabei zeigt sich, dass der Einfluss eher einer Horizontalen gleicht, weshalb auch diese Kennzahl im weiteren Verlauf nicht beachtet wird.

Da in dieser Korrelation zwei unterschiedliche Wärmeübergangsmechanismen berücksichtigt werden sollen, müssen diese Anteile auch in der Gleichung getrennt betrachtet werden. Falls nun die Wärmeübertragung bezüglich der Flüssigkeitstropfen zu null wird, darf nicht der gesamte Wärmeübergang zu null werden. Deshalb ergibt sich nun folgende neue Grundform für die neue Korrelation zur Vorhersage des Post-Dryout-Wärmeübergangs. Somit zeigt sich, dass  $F = (1 + We_{TP}^{c_4})$  ist.

$$Nu = \frac{hD_H}{\lambda_F} = c_1 Re_{TP,F}^{c_2} Pr_F^{c_3} (1 + We_{TP}^{c_4}) \quad (5.23)$$

Nun wurde die Konstante  $c_1$  sowie die Exponenten  $c_2$ ,  $c_3$  und  $c_4$  bestimmt. Hierfür wurde ein Teil der experimentellen PDO-Datenbank verwendet. Die Datenbank beinhaltete alle PDO-Daten oberhalb eines reduzierten Drucks von  $P_{red} \approx 0,7$  aus den experimentellen Daten von Swenson et al. [1962], Bishop et al. [1965], Herkenrath et al. [1967], Becker et al. [1983], Köckert et al. [2024], Rensch et al. [2024] sowie einen Teil der Daten von Bronik et al. [2025] mit dem 4 mm & 8 mm Rohr. Eine Übersicht der Daten findet sich in Tabelle 5.5 wieder.

Das Anpassen der Unbekannten wurde so vorgenommen, dass es die geringste mittlere Abweichung  $ME$  sowie geringste Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung  $RMS$  gegenüber den experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten aufweist. Die optimalen Werte für die Unbekannten ergaben eine mittlere Abweichung von  $ME = -0,001$  sowie einen  $RMS$  von 0,20

**Tabelle 5.5:** Datenbank zur Entwicklung der neuen PDO-Korrelation

Fluid	$N_{PDO}$	$P_{red}$ [-]	$G$ $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}\right]$	$q$ $\left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}\right]$	$D_H$ [mm]	$x_e$ [-]
Wasser, R-134a, CO <sub>2</sub>	18 999	0,68 - 0,99	295 - 3718	11 - 1923	2,5 - 24,7	0,07 - 5,32

und lauten nun wie folgt:

- $c_1 = 0,014$
- $c_2 = 0,7$
- $c_3 = 1,2$
- $c_4 = 0,12$

$$\Rightarrow Nu = 0,014 Re_{TP,F}^{0,7} Pr_F^{1,2} (1 + We_{TP}^{0,12}) \quad (5.24)$$

Wie sich durch die zur Entwicklung verwendeten Daten zeigt, ist die Korrelation bis zu einem reduzierten Druck von  $P_{red} = 0,99$  gültig. Steigt nun der Druck in dem Strömungssystem an, sinkt die Oberflächenspannung, wobei die Tropfen im PDO-Bereich einfacher aufbrechen. Dies führt dazu, dass die Anzahl an kleinen Tropfen steigt, was wiederum bedeutet, dass die Gesamtoberfläche der Flüssigkeit im überhitzten Dampf größer wird. Somit ergibt sich eine größere Grenzfläche zwischen dem Dampf- und der Flüssigphase, was zu einem verbesserten Wärmeübertragungsverhalten beiträgt. Dies kann durch die Weber-Zahl gut dargestellt werden. Sinkt die Oberflächenspannung, steigt die Weber-Zahl, was nach Gleichung (5.24) zu einem höheren Wärmeübertragungskoeffizienten führt. Des Weiteren beinhaltet die zweiphasige Weber-Zahl den Dampfmassenanteil  $x_m$ . Sobald dieser steigt, sind auch mehr Flüssigkeitstropfen verdampft, was wiederum zu einer Beschleunigung des Dampfes führt. Dies führt zu einem zusätzlich verbesserten konvektiven Wärmeübergang infolge der Verdampfung der Flüssigkeit und damit zu einer effizienteren Wärmeübertragung. Sobald alle Tropfen verdampft sind, wird der Dampf nicht weiter beschleunigt und es bleibt eine konstante Dampf-Weber-Zahl zurück.

### 5.3.2 Bewertung der neuen Post-Dryout-Korrelation

Für die Bewertung der neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation werden nun die Wärmeübergangskoeffizienten der gesamten Datenbank verwendet sowie die Datenpunkte, welche während des Entwicklungsprozesses nicht für die Korrelation genutzt wurden. Des Weiteren werden die jeweiligen Fluide und Parameterbereiche genauer betrachtet, um die Performance der Korrelation gegenüber den Vorhersagemethoden aus der Literatur bezüglich der Massenstromdichte, des Drucks sowie des Wärmeübergangskoeffizienten zu bewerten. Um den Übergang zum niedrigen Druckbereich zu untersuchen, wird die gesamte PDO-Datenbank über alle zur Verfügung stehenden PDO-Daten auf die neue Korrelation angewendet. Während des Vergleichs werden lediglich die Vorhersagemethoden von Bishop et al. 1 [1986], Herkenrath et al. [2001], Groeneveld & Delorme [1976] sowie Song et al. [2022] verwendet, da diese die besten Ergebnisse geliefert haben.



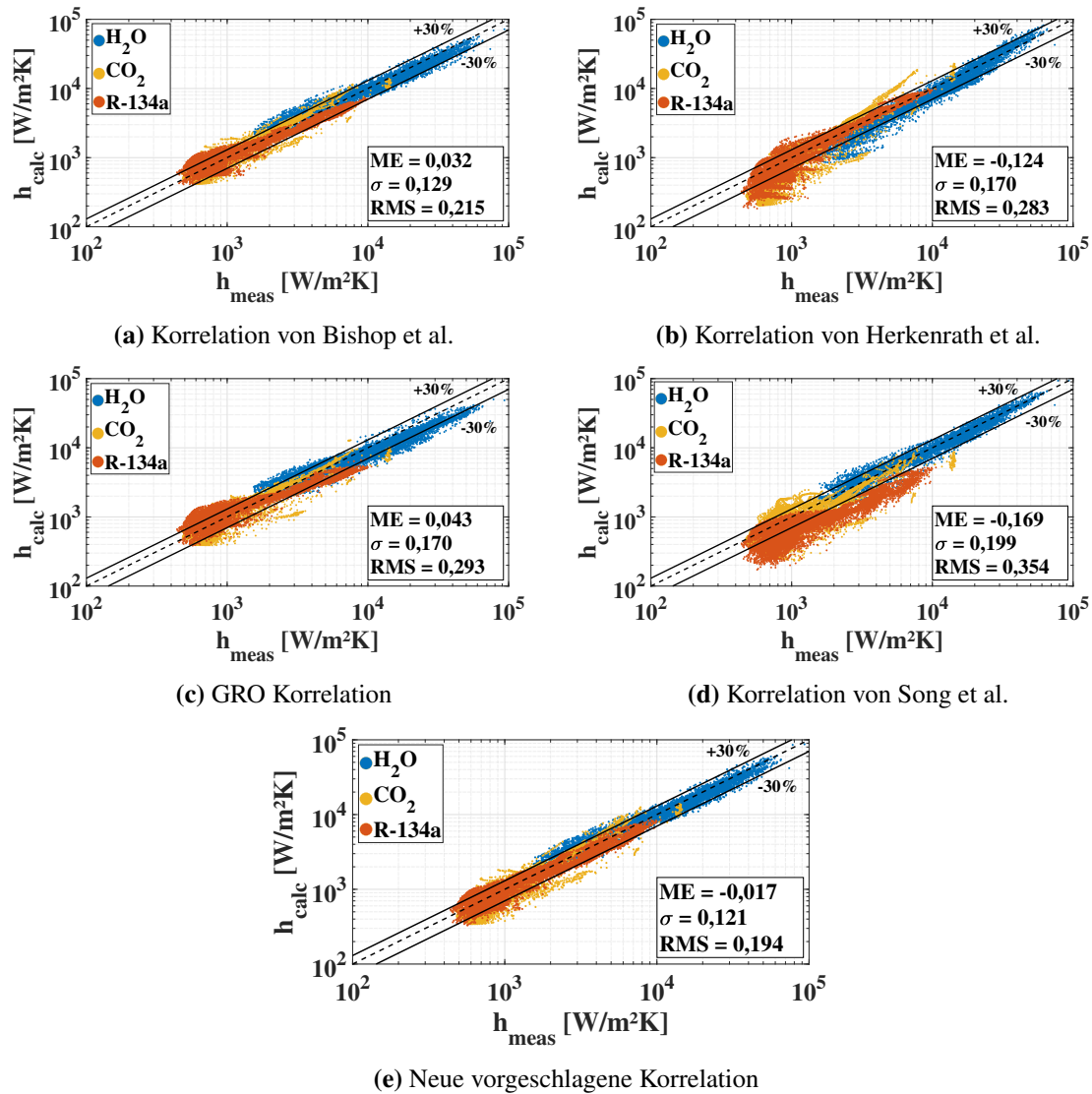
Die Ergebnisse der im Detail bewerteten Vorhersagemethoden für die jeweiligen Fluide werden in Tabelle 5.6 dargestellt. Hierfür wird die mittlere Abweichung *ME* sowie der *RMS* angegeben. Die Ergebnisse zeigen grundsätzlich eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten Wärmeübergangskoeffizienten mit der neuen vorgeschlagenen Korrelation bezüglich der experimentellen Daten. Für Wasser werden die Wärmeübergangskoeffizienten nur leicht um 2,3 % überschätzt und für R-134a sowie CO<sub>2</sub> werden die experimentellen Daten um 5,9 % bzw. 2,3 % unterschätzt. Für die Korrelation von Bishop et al. 1 zeigen sich ebenfalls gute Übereinstimmungen zwischen den berechneten und den experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten. Für die Daten mit R-134a wird hier eine leicht bessere mittlere Abweichung erzielt, jedoch zeigt der *RMS* -Wert, dass hier eine etwas größere Streuung der Daten vorliegt. Die Korrelation von Herkenrath et al. unterschätzt den Wärmeübergangskoeffizienten bei allen Fluiden und weist jeweils eine etwas größere Streuung auf, vor allem bei CO<sub>2</sub>. Das GRO-Modell zeigt für Wasser und R-134a eine leichte Unterschätzung von 9,7 % bzw. lediglich 0,2 %, jedoch eine etwas höhere Überschätzung von 14,5 % bezogen auf die Daten von CO<sub>2</sub>. Die Streuung der berechneten Daten liegt etwa auf einem ähnlichen Niveau wie die der Korrelation von Herkenrath et al. Für die Korrelation von Song et al. zeigt sich, dass die Werte für Wasser mit einer sehr guten Übereinstimmung, mit einer mittleren Abweichung von -1,0 % sowie einem *RMS* von 17,7 %, bestimmt wurden. Werden nun jedoch die Daten von R-134a und CO<sub>2</sub> betrachtet, zeigt sich hier eine deutlich größere Streuung von 45,9 % bzw. 34,9 % und im Fall von R-134a zusätzlich eine große Unterschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten von 43,7 %. Diese recht große Diskrepanz zwischen den Fluiden könnte damit begründet werden, dass diese Korrelation mithilfe vieler hier verwendeten Wasser-Daten entwickelt wurde. Im Gegensatz dazu ist der Großteil der R-134a- sowie CO<sub>2</sub>-Daten neu und liegt für diese Fluide in einem deutlich höheren Druckbereich. Um nun die Tabelle 5.6 grafisch zu unterstützen und nochmals einen Überblick

**Tabelle 5.6:** Vorhersagegenauigkeit der verschiedenen PDO-Korrelationen bezüglich der jeweiligen Fluide

	<b>Wasser</b>		<b>R-134a</b>		<b>CO<sub>2</sub></b>	
	N <sub>PDO</sub> = 8381		N <sub>PDO</sub> = 10 703		N <sub>PDO</sub> = 11 601	
<b>Modell</b>	<b>ME [-]</b>	<b>RMS [-]</b>	<b>ME [-]</b>	<b>RMS [-]</b>	<b>ME [-]</b>	<b>RMS [-]</b>
<b>Neue Korrelation</b>	<b>0,023</b>	<b>0,186</b>	<b>-0,059</b>	<b>0,173</b>	<b>-0,023</b>	<b>0,209</b>
Bishop et al. 1 [1986]	0,032	0,214	-0,036	0,190	0,072	0,214
Herkenrath et al. [2001]	-0,151	0,234	-0,071	0,248	-0,158	0,343
GRO [1976]	-0,097	0,261	-0,002	0,238	0,145	0,320
Song et al. [2022]	-0,010	0,177	-0,437	0,459	-0,047	0,349

zu geben, wie die Fehler für die jeweiligen Fluide verteilt sind, wird jeder einzelne berechnete Datenpunkt über den experimentell ermittelten realen Wert aufgetragen, siehe Abbildungen 5.5a) bis 5.5e). Für die jeweiligen Korrelationen sowie für die hier neu vorgeschlagene Korrelation werden zusätzlich der mittlere Fehler *ME*, die Standardabweichung  $\sigma$  sowie der *RMS* angegeben. Dabei zeigt sich nochmals, dass für die Korrelation von Song et al. in Abbildung 5.5d) gute Übereinstimmungen mit den Wasser-Daten vorliegen, jedoch große Abweichungen für CO<sub>2</sub> und

R-134a bestehen. Weiterhin zeigt Abbildung 5.5b), dass die Korrelation von Herkenrath et al. den Wärmeübergangskoeffizienten teilweise stark unterschätzt, sobald der Wärmeübergangskoeffizient klein wird. Dies gilt für Wasser, R-134a und  $\text{CO}_2$ . Für das GRO-Modell in Abbildung 5.5c) zeigt sich, dass kleine Wärmeübergangskoeffizienten überschätzt und große unterschätzt werden. Werden nun die Ergebnisse in Abbildung 5.5e) der neuen Korrelation sowie Abbildung 5.5a) der Korrelation von Bishop et al. miteinander verglichen, zeigt sich nur ein geringfügiger Unterschied. Deshalb wird hierfür eine detailliertere Untersuchung durchgeführt.



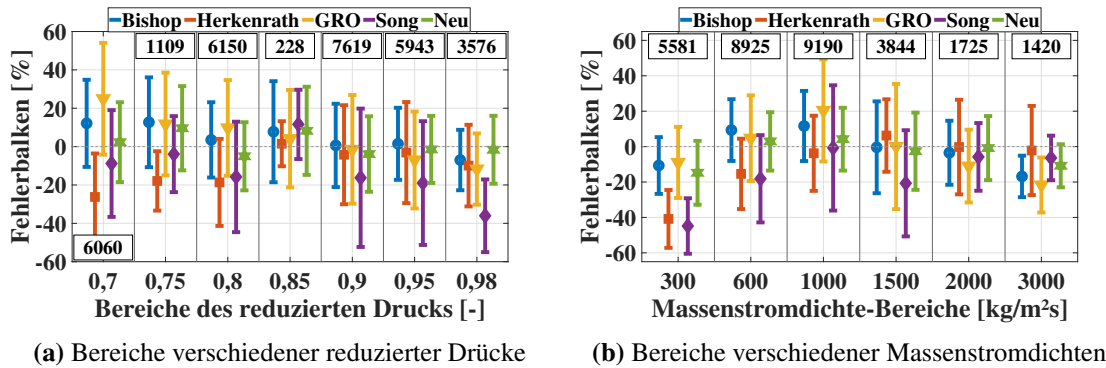
**Abbildung 5.5:** Berechnete PDO-Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{calc}$  gegenüber den experimentell ermittelten PDO-Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{meas}$

Für die Untersuchung der Korrelationen und deren Vorhersagegenauigkeiten bezüglich des Drucks, wurden die jeweiligen Daten in Bereiche mit unterschiedlichen reduzierten Drücken eingeteilt. Diese Bereiche mit den Fehlerbalken der jeweiligen Korrelationen sind in Abbildung 5.6a) dargestellt. In den jeweiligen Bereichen ist die Anzahl der untersuchten PDO-Datenpunkte mit angegeben. Die Fehlerbalken selbst bestehen aus dem Mittelwert der jeweiligen Bereiche sowie der Standardabweichung. Dabei sind die jeweiligen Druckbereiche durch  $P_{red} \pm 0,025$  definiert. Ausgenommen jedoch

der höchste Druckbereich von  $P_{red} = 0,98$ , bei dem die Grenzen bei  $\pm 0,015$  liegen. Die Ergebnisse zeigen, dass die neu vorgeschlagene Korrelation über alle Druckbereiche, vor allem jedoch im sehr hohen unterkritischen Druckbereich ( $P_{red} \geq 0,9$ ) die experimentellen Daten mit hoher Genauigkeit vorhersagen kann. Lediglich bei den Druckbereichen um einen reduzierten Druck von 0,75 und 0,85 ergeben sich etwas höhere Abweichungen. In diesen Bereichen liegen jedoch auch weniger PDO-Punkte vor, weshalb größere Abweichungen eine höhere Gewichtung aufweisen. Durch die Abbildung ist gut zu erkennen, dass die Korrelation von Bishop et al. ungenauere Vorhersagen in niedrigeren Druckbereichen macht.

Weiterhin wurden Bereiche verschiedener Massenstromdichten gegenüber den Vorhersagegenauigkeiten untersucht. Hier wurde jedoch der Bereich der zusammengefassten Massenstromdichten mit steigenden Werten größer, da in den hohen Bereichen entsprechend weniger Datenpunkte zur Verfügung stehen. Es zeigt sich in Abbildung 5.6b), dass die Vorhersagegenauigkeit der neu vorgeschlagenen Korrelation über die meisten Massenstromdichten die besten Ergebnisse liefert. Zeigt sich beispielsweise für einen Bereich um eine Massenstromdichte von  $G = 1500 \text{ kg/m}^2\text{s}$  herum ein besserer Mittelwert für die Korrelation von Bishop et al. sowie Groeneveld & Delorme, ist jedoch der Fehlerbalken aufgrund der niedrigeren Standardabweichung der neuen Korrelation kleiner. Ähnliches gilt um  $G = 1000 \text{ kg/m}^2\text{s}$  herum für die Korrelation von Song et al. sowie der neuen Korrelation.

Generell zeigen die Abbildungen sowie Tabellen, dass mit der hier neu vorgeschlagenen Korrelation bessere Vorhersagen des Wärmeübergangskoeffizienten im PDO-Bereich erzielt werden können als mit den bestehenden Korrelationen aus der Literatur.



**Abbildung 5.6:** Analyse der Vorhersagegenauigkeit der jeweiligen Korrelationen bezüglich Bereiche unterschiedlicher Drücke sowie Massenstromdichten

Da zur Entwicklung der neuen Korrelation nicht alle zur Verfügung stehenden PDO-Daten verwendet wurden, stehen weiterhin Daten zur Verfügung, mit denen die Korrelation validiert werden kann. Es handelt sich hierbei um die Wasser-Datenbank von Oettig et al. [2025] sowie die  $\text{CO}_2$ -Datenbank von Bronik et al. [2025], in denen die Experimente in einem Rohr mit einem Innendurchmesser von 10 mm durchgeführt wurden. Die jeweiligen Parameterbereiche sind in Tabelle 5.7 dargestellt. Wie die jeweiligen Parameterbereiche zeigen, liegen diese in dem Bereich, der für die Entwicklung der neuen Korrelation verwendet wurde. Insgesamt ergeben sich durch diese Datenbanken 11 686 PDO-Punkte. Hier werden nun alle Korrelationen mit der neuen Korrelation verglichen und gegenübergestellt. Tabelle 5.8 zeigt nun die statistischen Ergebnisse der vorhergesagten Wärmeüber-

**Tabelle 5.7:** Datenbank zur Validierung der neuen PDO-Korrelation

Fluid	N <sub>PDO</sub>	P <sub>red</sub> [-]	G [ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ ]	q [ $\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ ]	D <sub>H</sub> [mm]	x <sub>e</sub> [-]
Wasser, CO <sub>2</sub>	11 686	0,684 - 0,984	276 - 1184	32 - 358	10,0 - 15,8	0,10 - 1,59

gangskoeffizienten gegenüber den experimentell ermittelten Daten für die jeweiligen Korrelationen. Die Ergebnisse beziehen sich einmal auf die gesamte Datenbank und einzeln auf die Daten von Wasser und CO<sub>2</sub>. Das Resultat zeigt, dass die neu entwickelte Korrelation sehr gut den Wärme-

**Tabelle 5.8:** Validierung der neu entwickelten Korrelation mit PDO-Daten, welche nicht zur Entwicklung beigetragen haben

	Gesamt N <sub>PDO</sub> = 11 686		Wasser N <sub>PDO</sub> = 2331		CO <sub>2</sub> N <sub>PDO</sub> = 9355	
Modell	ME [-]	RMS [-]	ME [-]	RMS [-]	ME [-]	RMS [-]
<b>Neue Korrelation</b>	<b>-0,043</b>	<b>0,184</b>	<b>0,001</b>	<b>0,112</b>	<b>-0,054</b>	<b>0,198</b>
Swenson et al. [1962]	0,878	1,038	0,305	0,443	1,021	1,139
Miropolskiy et al. [2001]	0,689	0,839	0,545	0,689	0,724	0,873
Bishop et al. [1986]	0,278	0,346	0,151	0,196	0,310	0,374
Bishop et al. 1 [1986]	0,050	0,186	0,060	0,140	0,047	0,196
Bishop et al. 2 [1986]	0,152	0,244	0,189	0,235	0,142	0,246
Herkenrath et al. [2001]	-0,235	0,335	-0,308	0,326	-0,217	0,338
Groeneveld et al. 1 [1973]	-0,874	0,876	-0,896	0,896	-0,869	0,870
Groeneveld et al. 2 [1973]	0,002	0,271	0,161	0,267	-0,038	0,273
Groeneveld et al. 3 [1973]	0,689	0,839	0,545	0,689	0,724	0,873
Slaughterbeck et al. [1973]	-0,580	0,602	-0,326	0,343	-0,643	0,650
GRO [1976]	0,080	0,314	-0,194	0,256	0,148	0,327
CSO [1979]	-0,018	0,254	-0,152	0,239	0,015	0,256
Ünal et al. [1983]	0,271	0,513	0,223	0,333	0,283	0,549
Song et al. [2022]	-0,045	0,328	-0,106	0,181	-0,030	0,355

übergangskoeffizienten vorhersagen kann, auch wenn Daten berechnet werden, welche nicht zur Entwicklung beigetragen haben. Mit einer mittleren Abweichung von -4,3 % liefert sie im Zusammenhang mit dem RMS-Wert von 18,4 % die höchste Vorhersagegenauigkeit für die gesamten 11 686 PDO-Datenpunkte. Besonders gut werden die Wasser-Daten mit einer mittleren Abweichung von 0,1 % sowie einem RMS von 11,2 % bestimmt. Auch die CO<sub>2</sub>-Daten kann die neue Korrelation sehr gut mit einer Unterschätzung von 5,4 % und einem RMS von 19,8 % vorhersagen. Lediglich die Korrelation von Bishop et al. 1 ergibt leicht bessere Werte für die CO<sub>2</sub>-Datenbank, jedoch

wird hier der Wärmeübergangskoeffizient im Mittel um 4,7 % überschätzt, weshalb nach einer eher konservativeren Betrachtungsweise die neue Korrelation besser geeignet wäre.

Um ebenfalls den Übergang zu niedrigeren reduzierten Drücken zu überprüfen, wird zum einen das Kriterium für den reduzierten Druck aufgehoben und der gesamte Druckbereich der zur Verfügung stehenden PDO-Datenbank betrachtet. Zum anderen werden zusätzlich nur Daten betrachtet, welche für den niedrigeren Druckbereich vorliegen ( $P_{red} < 0,68$ ). Insgesamt ergeben sich für den kompletten Druckbereich 38 988 PDO-Datenpunkte und demnach 8303 für den niedrigeren Druckbereich. Tabelle 5.9 zeigt nun noch einmal die Vorhersagegenauigkeit der neuen Korrelation sowie der Korrelationen aus der Literatur für die genannten Datenbankbereiche. Es zeigt sich, dass die hier neu vorgeschlagene Korrelation auch sehr gut den Übergang zum niedrigeren Druckbereich vorhersagen kann. Hier zeigt sie mit einer mittleren Abweichung von 4,9 % und einem *RMS* von 18,2 % die beste Vorhersagegenauigkeit im Vergleich zu den anderen betrachteten Korrelationen. Wird nun die gesamte PDO-Datenbank über alle Drücke betrachtet, zeigt sich auch hier, dass die neue Korrelation mit einer mittleren unterschätzten Abweichung von lediglich 0,3 % sowie einem *RMS* von 19,2 % ebenfalls die besten Ergebnisse erzielt.

**Tabelle 5.9:** Einsatz der neuen PDO-Korrelation auf Druckbereiche außerhalb des Entwicklungsbereichs

	<b>Gesamt</b>		<b><math>P_{red} &lt; 0,7</math></b>	
	$N_{PDO} = 38\,988$		$N_{PDO} = 8303$	
<b>Modell</b>	<b>ME [-]</b>	<b>RMS [-]</b>	<b>ME [-]</b>	<b>RMS [-]</b>
<b>Neue Korrelation</b>	<b>-0,003</b>	<b>0,192</b>	<b>0,049</b>	<b>0,182</b>
Swenson et al. [1962]	1,130	1,413	1,955	2,155
Miropolskiy et al. [2001]	0,529	0,690	0,296	0,480
Bishop et al. [1986]	0,286	0,455	-0,001	0,351
Bishop et al. 1 [1986]	0,035	0,213	0,045	0,206
Bishop et al. 2 [1986]	0,146	0,287	0,006	0,254
Herkenrath et al. [2001]	-0,249	0,429	-0,712	0,753
Groeneveld et al. 1 [1973]	-0,854	0,857	-0,755	0,757
Groeneveld et al. 2 [1973]	-0,013	0,289	0,056	0,235
Groeneveld et al. 3 [1973]	0,490	0,690	0,296	0,480
Slaughterbeck et al. [1973]	-0,514	0,577	-0,313	0,419
GRO [1976]	0,097	0,319	0,297	0,402
CSO [1979]	0,114	0,372	0,281	0,466
Ünal et al. [1983]	0,092	0,390	0,033	0,227
Song et al. [2022]	-0,143	0,328	-0,048	0,205

### Bewertung der neuen Korrelation anhand PDO-Wärmeübergangsprofilen

Die neu entwickelte Korrelation wird im Folgenden grafisch anhand experimenteller Daten für Wasser, R-134a sowie CO<sub>2</sub> validiert. Hierzu werden verschiedene Wärmeübergangsprofile aus dem PDO-Bereich unter variierenden Parametereinflüssen herangezogen und mit den durch die Korrelation bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten verglichen. Die in Tabelle 5.10 aufgeführten Fälle sind in den entsprechenden Diagrammen dargestellt.

**Tabelle 5.10:** Testfälle zur Validierung der neu entwickelten PDO-Korrelation

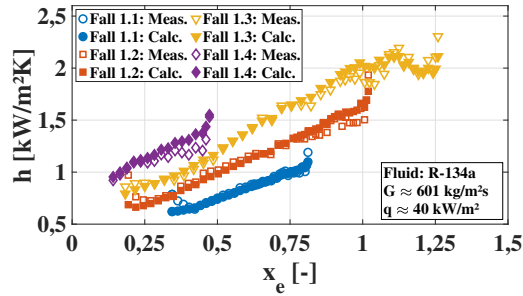
	Fall	Fluid	$P_{red}$ [-]	$G$ [kg/m <sup>2</sup> s]	$q$ [kW/m <sup>2</sup> ]	$D_H$ [mm]
Einfluss des Drucks	Fall 1.1	R-134a	0,80	595,9	39,8	10
	Fall 1.2	R-134a	0,90	606,6	40,3	10
	Fall 1.3	R-134a	0,95	604,1	40,2	10
	Fall 1.4	R-134a	0,98	598,3	40,0	10
Einfluss der Massenstromdichte	Fall 2.1	R-134a	0,98	296,7	49,9	10
	Fall 2.2	R-134a	0,98	598,6	50,4	10
	Fall 2.3	R-134a	0,98	1001,4	50,0	10
Einfluss der Wärmestromdichte	Fall 3.1	Wasser	0,90	1008,6	301,0	14,9
	Fall 3.2	Wasser	0,90	1010,4	354,0	14,9
	Fall 3.3	Wasser	0,90	1008,1	400,0	14,9
Einfluss des Drucks	Fall 4.1	CO <sub>2</sub>	0,78	718,1	100,0	10
	Fall 4.2	CO <sub>2</sub>	0,90	713,6	100,0	10
	Fall 4.3	CO <sub>2</sub>	0,95	719,3	100,0	10
	Fall 4.4	CO <sub>2</sub>	0,98	721,8	100,0	10

Abbildung 5.7a) zeigt exemplarisch für R-134a, und Abbildung 5.7d) für CO<sub>2</sub>, dass der Einfluss des Drucks durch die Korrelation korrekt erfasst und wiedergegeben werden kann. In beiden Fällen ist deutlich erkennbar, dass ein Anstieg des Drucks zu einem erhöhten Wärmeübergangskoeffizienten führt, was bereits im Abschnitt 4.2.5 genauer erläutert wurde.

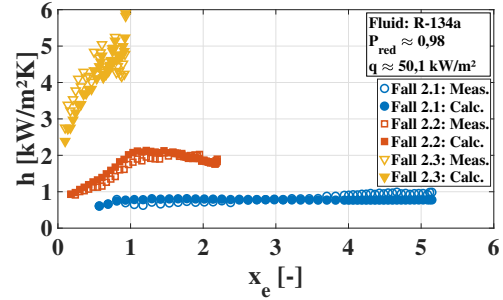
Darüber hinaus ist die Korrelation in der Lage, den Einfluss der Massenstromdichte zuverlässig vorherzusagen. Dies wird in Abbildung 5.7b) anhand experimenteller Daten mit R-134a veranschaulicht. Es zeigt sich, dass der Wärmeübergangskoeffizient mit steigender Massenstromdichte zunimmt und gleichzeitig in Richtung geringerer Dampfqualitäten verschoben wird, siehe auch Abschnitt 4.2.4.

Schließlich wird der Einfluss der Wärmestromdichte in Abbildung 5.7c) anhand experimenteller Daten mit Wasser dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass mit zunehmender Wärmestromdichte der Wärmeübergangskoeffizient abnimmt. Eine Beschreibung dieses Verhaltens findet sich in Abschnitt 4.2.3 wieder.

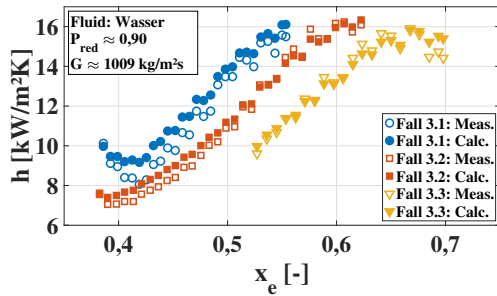
Grundsätzlich zeigen die Ergebnisse, dass die neu vorgeschlagene Korrelation sehr gut geeignet ist, um den PDO-Wärmeübergang unter verschiedensten Bedingungen und Fluiden vorherzusagen.



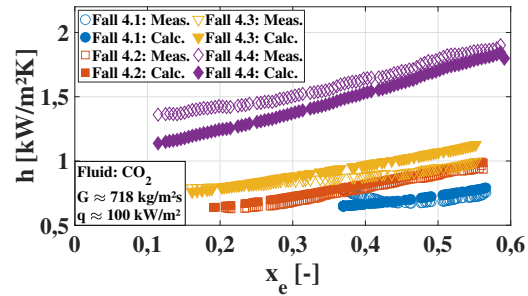
(a) R-134a-Experimente: Einfluss des Drucks bei  $G \approx 601 \text{ kg/m}^2\text{s}$  &  $q \approx 40 \text{ kW/m}^2$



(b) R-134a-Experimente: Einfluss der Massenstromdichte bei  $P_{red} \approx 0,98$  &  $q \approx 50,1 \text{ kW/m}^2$



(c) Wasser-Experimente: Einfluss der Wärmestromdichte bei  $P_{red} \approx 0,90$  &  $G \approx 1009 \text{ kg/m}^2\text{s}$



(d) CO<sub>2</sub>-Experimente: Einfluss des Drucks bei  $G \approx 718 \text{ kg/m}^2\text{s}$  &  $q \approx 100 \text{ kW/m}^2$

**Abbildung 5.7:** Experimentelle sowie mit der neuen Korrelation berechnete PDO-Wärmeübergangsprofile für verschiedene Parametereinflüsse und Fluide

## 5.4 Modellierung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich mit einem künstlichen neuronalen Netz

Ziel dieser Methode ist die Vorhersage des Wärmeübergangskoeffizienten im Post-Dryout (PDO)-Bereich unter Zuhilfenahme eines künstlichen neuronalen Netzes (KNN). Das Verhalten des Wärmeübergangs im PDO-Bereich zeigt ein stark nichtlineares Verhalten und ist klassisch nur schwer modellierbar.

Für die Entwicklung des künstlichen neuronalen Netzes wurde die Datenbasis der vorherigen Abschnitte aus Kapitel 5 verwendet. Somit konnten insgesamt 30 685 PDO-Datenpunkte für Wasser, CO<sub>2</sub> und R-134a für den hohen unterkritischen Druckbereich genutzt werden.

Die verwendeten Eingabe- sowie Ausgabedaten wurden für die Entwicklung des KNN-Modells vollständig in dimensionsloser Form bereitgestellt, um eine möglichst breite Anwendbarkeit des Modells zu gewährleisten. Insgesamt gibt es vier Eingabeparameter und einen Ausgabeparameter.

Als Eingabeparameter dienen der Druck, welcher über das Dichteverhältnis zwischen der Dampf- und der Flüssigphase  $\rho_v/\rho_l$  charakterisiert wurde, die Wärmestromdichte, welche mithilfe der Siedezahl  $Bo$  dargestellt wurde, und die lokale Dampfqualität  $x_e$ , welche als dimensionslose Größe direkt übernommen wurde. Diese dimensionslosen Größen stammen aus erfolgreich validierten PDO-Skalierungsmodellen [Groeneveld et al., 1997, El-Nakla, 2011, Yu et al., 2022]. Da die Weber-Zahl eine charakteristische Größe für die Massenstromdichte ist und während der Korrelationsentwicklung gezeigt werden konnte, dass sie einen wesentlichen Beitrag zum PDO-Wärmeübergang liefert, wurde sie als Eingabegröße für die Massenstromdichte verwendet.

Um den Wärmeübergangskoeffizienten als Ausgabeparameter dimensionslos darzustellen, wurde die Nusselt-Zahl  $Nu$  verwendet, welche auch in PDO-Korrelationen und bestehenden PDO-Skalierungsmodellen Verwendung findet. Diese fünf Größen wurden anschließend über eine Z-Normalisierung skaliert, bei der jeder Parameter so transformiert wurde, dass er einen Mittelwert von null und eine Standardabweichung von eins aufweist. Daten, welche nach der Normalisierung einen Schwellenwert von  $\pm 3$  überschritten haben, wurden dabei aus der Originaldatenbank aussortiert und die Normalisierung wurde erneut durchgeführt. Der Grund hierfür ist, dass Ausreißer die Lernfähigkeit und die Generalisierbarkeit des KNN-Modells negativ beeinflussen. Diese Vorbereitungen haben ebenfalls den Zweck, die Trainingsstabilität des Netzes erheblich zu verbessern.

Für das neuronale Netz wurde eine Architektur mit den vier Eingabeparametern, zwei versteckten Schichten und einer Ausgabeschicht gewählt, siehe auch Abbildung 5.8. Wobei  $b$  in der Abbildung für den Bias steht und  $w$  für die Gewichtung. Die erste Schicht enthält 50 Neuronen, die zweite 30 Neuronen. Diese Struktur bietet eine ausgewogene Balance zwischen Modellkomplexität und Verallgemeinerungsfähigkeit. Trainiert wurde das Netz mit der Levenberg-Marquardt-Trainingsfunktion (*trainlm*), welche sich aufgrund ihrer hohen Konvergenzgeschwindigkeit und Genauigkeit insbesondere für kleinere bis mittelgroße Datensätze, wie in diesem Fall für knapp 30 000 Datenpunkte, als besonders effizient erwiesen hat. Für die versteckten Schichten wurde jeweils die nichtlineare *tansig* Funktion gewählt, welche die Eingabewerte auf dem Bereich zwischen -1 und 1 abbildet. Sie bietet die Fähigkeit, komplexe nichtlineare Zusammenhänge zwischen den Eingabeparametern und dem Zielwert zu modellieren. Für die Ausgabeschicht wurde bewusst die lineare Aktivierungsfunktion *purelin* gewählt, da es sich bei der Nusselt-Zahl und dabei dem Wärmeübergangskoeffizienten um einen kontinuierlichen und unbegrenzten physikalischen Wert handelt, dessen Wertebereich nicht beschränkt ist.

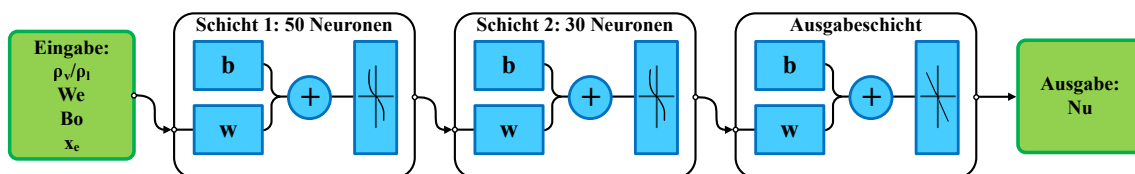


Abbildung 5.8: Architektur des KNN-Modells

Weiterhin wurden die Daten zu 70 % dem Training, zu 15 % der Validierung und zu 15 % dem Testen zugewiesen. Vor der Zuweisung wurden zusätzlich 15 vollständig zusammenhängende Temperaturprofile aus der Gesamtdatenbank extrahiert und zur unabhängigen Überprüfung der Generalisierungsfähigkeit verwendet. Diese unabhängige Bewertung stellt sicher, dass das Netz



nicht nur einzelne Punkte interpoliert, sondern auch konsistente Temperaturverläufe korrekt abbildet. Nach den einzelnen Verfahren blieben 27 934 PDO-Datenpunkte übrig, um das KNN zu trainieren, zu validieren und zu testen. Die jeweiligen Daten sowie die dazugehörigen Parameterbereiche sind in Tabelle 5.11 aufgelistet.

**Tabelle 5.11:** Datenverteilung für das KNN-Modell

	N	Fluid	$P_{red}$ [–]	$G$ [ $\frac{kg}{m^2s}$ ]	$q$ [ $\frac{kW}{m^2}$ ]	$D_H$ [mm]	$x_e$ [–]	$h$ [ $\frac{kW}{m^2K}$ ]
Training	19 554	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , R-134a	0,684 - 0,993	276 - 3718	11,2 - 1923	2,5 - 24,7	0,095 - 2,111	0,441 - 52,52
Validierung	4190	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , R-134a	0,684 - 0,993	276 - 3718	12,3 - 1923	2,5 - 24,7	0,099 - 2,101	0,457 - 48,13
Test	4190	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub> , R-134a	0,684 - 0,993	276 - 3718	11,2 - 1658	2,5 - 24,7	0,102 - 2,105	0,468 - 74,05

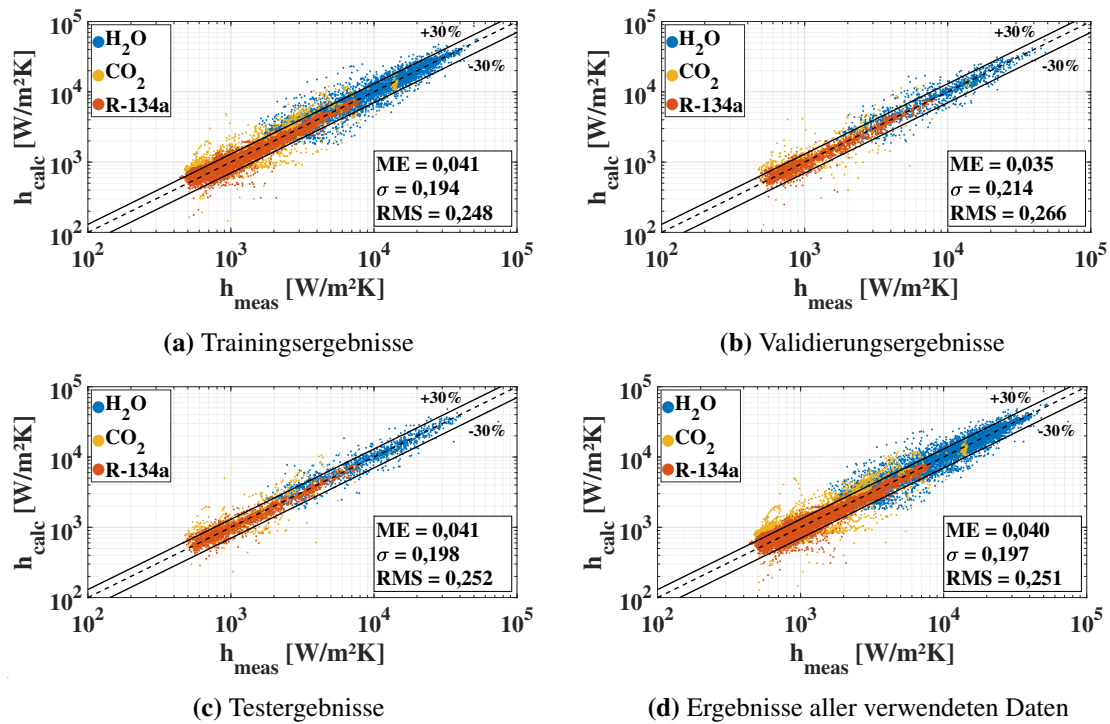
Zur Vermeidung von Überanpassung (Overfitting) wurden zwei Maßnahmen kombiniert. Zum einen kam ein Early Stopping zum Einsatz, wobei das Training automatisch beendet wird, wenn sich der Validierungsfehler über sechs aufeinanderfolgende Epochen nicht verbessert. Zum anderen wurde eine L2-Regularisierung mit einer Parametergröße von 0,001 implementiert. Dieser Regularisierungswert bewirkt eine Bestrafung großer Gewichtswerte und unterstützt somit eine bessere Generalisierungsfähigkeit, ohne den Lernprozess wesentlich zu behindern.

Die Implementierung und das Training des neuronalen Netzes erfolgten vollständig in MATLAB unter Verwendung der *train*-Funktion. Diese bietet eine komfortable, modulare Umgebung zur Definition, Optimierung und Auswertung neuronaler Netze, inklusive automatischer Validierung und Visualisierung des Lernfortschritts. Dies ermöglicht eine reproduzierbare, nachvollziehbare und transparente Modellentwicklung.

Nach dem erfolgreichen Trainieren des KNN-Modells konnten die in Abbildungen 5.9a) bis 5.9d) dargestellten Ergebnisse für die Trainingsdaten, die Validierungsdaten, die Testdaten sowie für die gesamte Datenmenge erreicht werden. Dabei werden die vom KNN-Modell vorhergesagten Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{calc}$  über die jeweils gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten  $h_{meas}$  dargestellt. Am Ende des Trainings, welches nach 31 Epochen beendet war, ergab sich ein quadratischer mittlerer Fehler für die Trainingsdaten von 6,98 %, für die Validierungsdaten von 7,35 % und für die Testdaten ein Fehler von 7,06 %.

Es zeigt sich, dass das Modell recht gute Ergebnisse liefert und die Validierungs- sowie Testdaten erfolgreich vorhergesagt werden können. Eine genauere Analyse des Einflusses der unterschiedlichen Netzarchitekturen, der L2-Regularisierungen sowie der Trainingsfunktionen und Dateneinteilungen auf die Ergebnisse findet sich in der Bachelorarbeit von Ristmäe [2025] wieder.

Zusätzlich dazu werden in Tabelle 5.12 die statistischen Kenngrößen, wie die mittlere Abweichung  $ME$ , die Standardabweichung  $\sigma$  sowie die  $RMS$ -Werte des KNN-Modells gegenüber der neu entwickelten PDO-Korrelation dargestellt. Hierzu wurden alle verfügbaren 30 685 Datenpunkte



**Abbildung 5.9:** Ergebnisse des Wärmeübergangskoeffizienten mit dem KNN-Modell  $h_{calc}$  vs. den experimentellen Daten  $h_{meas}$  der einzelnen Entwicklungsphasen des Modells

oberhalb eines reduzierten Drucks von  $P_{red} = 0,68$  verwendet, siehe Abschnitt 5.1.1. Es zeigt sich, dass beide Vorhersagemethoden recht gute Ergebnisse liefern, wobei die Korrelation etwas besser den Wärmeübergangskoeffizienten vorhersagen kann. Weiterhin zeigt sich im Vergleich zu den Daten in Abbildung 5.9d), dass das KNN-Modell nun etwas schlechter ist. Ein wesentlicher Grund hierfür ist, dass das Modell ohne die Ausreißer aus der Z-Normalisierung trainiert wurde. Diese Daten sind jedoch in den Gesamtdaten enthalten, welche das Netz weniger gut vorhersagen kann.

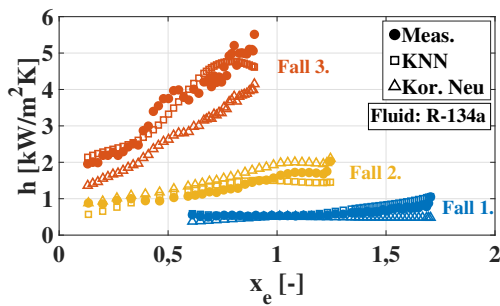
**Tabelle 5.12:** Vergleich KNN-Modell mit der neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation

Modell	N <sub>PDO</sub>	ME [-]	$\sigma$ [-]	RMS [-]
KNN-Modell	30 685	0,045	0,201	0,258
Neue Korrelation	30 685	-0,017	0,121	0,194

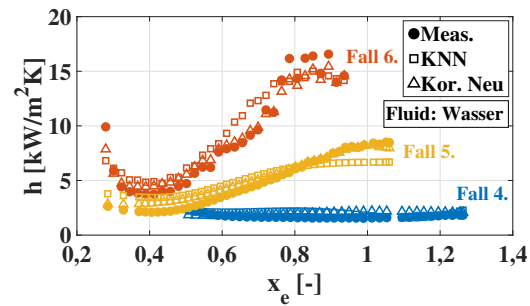
Um nun zusätzlich die Generalisierbarkeit des KNN-Modells zu überprüfen, werden die zuvor unabhängig aussortierten 15 Fälle ausgewertet und teilweise grafisch dargestellt. Tabelle 5.13 zeigt die in Abbildungen 5.10a), 5.10b) und 5.10c) dargestellten PDO-Wärmeübergangsprofile. Zusätzlich zu den Ergebnissen des KNN-Modells werden auch die Ergebnisse der in dieser Arbeit neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation dargestellt, hier als *Kor. Neu* bezeichnet.

**Tabelle 5.13:** PDO-Testfälle zur Validierung des KNN-Modells

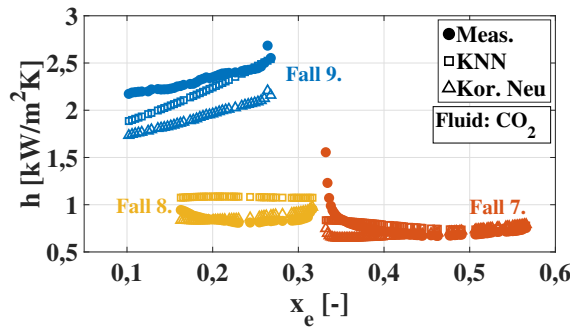
Fall	Fluid	$P_{\text{red}} [-]$	$G \text{ [kg/m}^2\text{s]}$	$q \text{ [kW/m}^2\text{]}$	$D_H \text{ [mm]}$
Fall 1.	R-134a	0,70	301,1	45,4	10
Fall 2.	R-134a	0,98	600,2	52,7	10
Fall 3.	R-134a	0,90	1506,8	90,2	10
Fall 4.	Wasser	0,73	503,7	351,9	14,9
Fall 5.	Wasser	0,81	1009,0	508,1	14,9
Fall 6.	Wasser	0,95	505,5	201,9	15,8
Fall 7.	CO <sub>2</sub>	0,78	718,1	100,0	10
Fall 8.	CO <sub>2</sub>	0,94	710,1	80,0	10
Fall 9.	CO <sub>2</sub>	0,98	1183,2	135,0	10



(a) PDO-Profil mit R-134a



(b) PDO-Profil mit Wasser

(c) PDO-Profil mit CO<sub>2</sub>**Abbildung 5.10:** PDO-Wärmeübergangskoeffizient Vorhersagen mithilfe des KNN-Modells im Vergleich mit der neu vorgeschlagenen PDO-Korrelation

Generell zeigen die Ergebnisse des künstlichen neuronalen Netzes sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentell erhaltenen Daten. Werden nun alle 15 zufällig ausgewählten Fälle im Gesamten betrachtet, ergibt sich hierfür eine mittlere Abweichung von  $ME = 7,25 \%$ , eine Standardabweichung von  $\sigma = 12,81 \%$  und einen  $RMS$ -Wert von  $20,03 \%$ . Gegenüberstellend ergeben sich folgende Ergebnisse für die hier in dieser Arbeit vorgeschlagenen PDO-Korrelation:  $ME = -0,37 \%$ ,  $\sigma = 11,68 \%$ ,  $RMS = 19,82 \%$ .

Da die Ergebnisse des mittleren quadratischen Fehlers für die Trainings-, Validierungs- und Testdaten eng beieinander liegen sowie die 15 PDO-Wärmeübergangsprofile ebenfalls sehr gut vorhergesagt werden konnten, zeigt sich, dass eine Überanpassung des Netzes ausgeschlossen werden kann. Dementsprechend konnte eine gute Generalisierungsfähigkeit des Modells erreicht werden. Somit konnte letztendlich gezeigt werden, dass ein gut trainiertes künstliches neuronales Netz auch vollständige PDO-Wärmeübergangsprofile über größere Parameterbereiche sehr gut vorhersagen kann. Hierfür sind in diesem Fall lediglich das Dichteverhältnis der Dampf- zur Flüssigphase  $\rho_v/\rho_l$ , die Weber-Zahl  $We$ , die Siede-Zahl  $Bo$  und die lokale Dampfqualität  $x_e$  als Eingabeparameter notwendig, um somit die Nusselt-Zahl  $Nu$  als Ausgabeparameter und damit den Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  zu bestimmen.

## 5.5 Zusammenfassung der Modellierungsarbeiten

In diesem Abschnitt wurden verschiedene Vorhersagemodelle und Korrelationen zur Beschreibung des Wärmeübergangs im Post-Dryout-Bereich untersucht und bewertet. Die Analyse hat gezeigt, dass viele der bestehenden Korrelationen insbesondere im hohen Druckbereich keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern. Zwar konnten einige Korrelationen unter bestimmten Bedingungen akzeptable Vorhersagen erzielen, jedoch zeigte eine detaillierte Betrachtung, dass insbesondere bei Drücken nahe des kritischen Punkts eine deutlich höhere Vorhersagegenauigkeit erforderlich ist. Vor diesem Hintergrund wurde eine neue Korrelation zur Beschreibung des PDO-Wärmeübergangs im hohen Druckbereich entwickelt und mit bestehenden Modellen verglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass die neue Korrelation für die untersuchten Szenarien eine verbesserte Vorhersagegenauigkeit aufweist. Ein wesentliches Merkmal des neuen Ansatzes ist die explizite Berücksichtigung des Einflusses der dispersen Flüssigkeitstropfen auf den PDO-Wärmeübergang. Dieser Effekt wird durch einen zusätzlichen Term modelliert, der auf einer zweiphasigen Weber-Zahl basiert.

Die neu vorgeschlagene Korrelation lautet wie folgt:

$$Nu = \frac{hD_H}{\lambda_F} = 0,014Re_{TP,F}^{0,7}Pr_F^{1,2} \left(1 + We_{TP}^{0,12}\right)$$

mit der zweiphasigen Reynolds-Zahl mit den Fluideigenschaften bei Filmtemperatur

$$Re_{TP,F} = \frac{GD_H}{\mu_F} \left( x_m + (1 - x_m) \frac{\mu_F}{\mu_l} \right)$$

sowie der Prandtl-Zahl mit den Fluideigenschaften bei Filmtemperatur

$$Pr_F = \frac{C_{P,F}\mu_F}{\lambda_F}$$

und einer hier vorgestellten zweiphasigen Weber-Zahl unter Sättigungsbedingungen:

$$We_{TP} = \frac{G^2 D_H \rho_v}{\sigma} \left( \frac{x_m}{\rho_v} + \frac{1 - x_m}{\rho_l} \right)^2 = \frac{G^2 D_H \rho_v}{\sigma \rho_{TP}^2}$$

Die Filmtemperatur  $T_F$  selbst wird über das arithmetische Mittel aus der Kerntemperatur  $T_b$  und

der Wandtemperatur  $T_w$  berechnet.

Aufgrund ihrer dimensionslosen Form ist die neue Korrelation universell einsetzbar und kann auf verschiedene Fluide angewendet werden, was im Rahmen der Validierung entsprechend überprüft wurde. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Korrelation den Wärmeübergangskoeffizienten im PDO-Bereich von Wasser und CO<sub>2</sub> genauso gut vorhersagen kann wie für R-134a.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass die neue Korrelation nicht nur den Wärmeübergang im hohen Druckbereich vorhersagen kann, sondern auch sehr gute Ergebnisse im Übergangsbereich zu niedrigeren Drücken liefern kann.

Der Einsatz der neuen Korrelation umfasst folgende Parameterbereiche:

- Reduzierter Druck:  $P_{red} = [0,14; 0,99]$
- Zweiphasige Reynolds-Zahl:  $Re_{TP,F} = [5,31 \cdot 10^4; 1,79 \cdot 10^6]$
- Prandtl-Zahl:  $Pr_F = [0,77; 3,27]$
- Zweiphasige Weber-Zahl:  $We_{TP} = [1,42 \cdot 10^3; 1,94 \cdot 10^6]$
- Gleichgewichtsdampfqualität:  $x_e = [0,07; 5,32]$

Darüber hinaus konnte ein Modell zur Vorhersage des PDO-Wärmeübergangs mithilfe eines künstlichen neuronalen Netzes aufgebaut werden. Die Ergebnisse des Modells zeigen, dass die Vorhersagen mit den experimentell ermittelten Daten sehr gut übereinstimmen. Durch Maßnahmen gegen Überanpassung sowie die erfolgreiche Berechnung von 15 vollständig unabhängigen Datensätzen konnte ein gut generalisiertes Modell entwickelt werden. Im Allgemeinen zeigen die Ergebnisse des Modells sehr gut vergleichbare Vorhersagen wie mit der neu entwickelten PDO-Korrelation.



## 6. Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1 Zusammenfassung

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde eine große Anzahl an Siedekrise- sowie Post-Dryout-Experimenten im hohen unterkritischen Druckbereich mit dem Kältemittel R-134a durchgeführt. Die Experimente wurden dabei mit einem beheizten Rohr mit einem Innendurchmesser von 10 mm und einem Vierkant-Ringspalt-Kanal mit einer Innen-Seitenlänge von 14 mm und einem 10 mm runden Heizstab sowie optischem Zugang durchgeführt. Ziel dieser Arbeit war es, die Kenntnisse zur Siedekrise und zum Post-Dryout-Wärmeübergang im hohen unterkritischen Druckbereich zu erweitern sowie zu verstehen.

Mit umfangreichen Versuchsmatrizen konnte der Einfluss verschiedener Parameter, wie dem Druck, der lokalen Dampfqualität und Massen- sowie Wärmestromdichte auf die beiden Phänomene systematisch untersucht werden. Zusätzlich dazu konnte durch die Kanal-Experimente der Einfluss der eingebauten Abstandshalter auf den PDO-Wärmeübergang analysiert werden. Dabei erstreckte sich der Systemdruck über einen reduzierten Druckbereich von 0,28 bis 0,98, wobei sich hauptsächlich auf sehr hohe Drücke konzentriert wurde. Insgesamt konnten somit 12 977 PDO-Datenpunkte mit den zwei unterschiedlichen Teststrecken erzielt werden. Dabei belaufen sich 10 448 Datenpunkte auf das Rohr und 2529 Datenpunkte auf den Kanal. Bezüglich der Siedekrise-Experimente konnten insgesamt 500 Datenpunkte erhalten werden, wobei 104 davon dem Dryout und 396 dem DNB zugeordnet werden können. Mithilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera und dem optischen Zugang konnte zusätzlich das Verhalten der Flüssigkeitstropfen im PDO-Bereich untersucht werden.

Während der Experimente bezüglich der Siedekrise zeigte sich, dass die kritische Wärmestromdichte mit steigender Eintrittsdampf- und somit auch lokaler Dampfqualität sinkt. Der Grund hierfür ist, dass mit steigender Dampfqualität weniger Flüssigkeit vor der Siedekrise vorliegt und damit eine geringere Leistung erforderlich ist, um die Siedekrise zu erreichen. Die Untersuchungen der Systemparameter zeigten ebenfalls, dass die CHF mit steigender Massenstromdichte bei sonst konstanten Bedingungen ansteigt. Dies ist wiederum mit der steigenden Fluidgeschwindigkeit und demnach verbessertem konvektiven Wärmeübergang zu begründen. Bezogen auf den Druck zeigte sich, dass die CHF mit steigendem Druck im hohen Druckbereich sinkt. Desto näher der Druck dabei am kritischen Druck liegt, desto drastischer fällt diese ab. Dieses Verhalten kann durch die starke Veränderung der Fluideigenschaften in Abhängigkeit des Drucks erklärt werden, was zu einem effektiveren Verdampfungsprozess führt.

Weiterhin konnten Experimente durchgeführt werden, bei denen die Siedekrise nicht wie gewöhnlich am Ende der beheizten Strecke aufgetreten ist, sondern weiter stromaufwärts. Dieses Phänomen

wird als Upstream-CHF bezeichnet und tauchte lediglich bei Drücken sehr nahe des kritischen Drucks auf. Dabei zeigten die Ergebnisse, dass der Punkt, an dem Upstream-CHF auftritt, mit steigender Massenstromdichte sowie sinkender Eintrittstemperatur weiter stromaufwärts verschoben wird. Erklärt werden kann Upstream-CHF durch das Phänomen des homogenen Siedens, bei dem es zu einer explosionsartigen Entstehung der Dampfblasen kommt und somit zur Siedekrise. Die Temperaturprofile vor dem Upstream-CHF zeigten dabei jeweils ein Maximum am Punkt, an dem bei weiterer Leistungserhöhung Upstream-CHF aufgetaucht ist.

Neben Upstream-CHF konnte ein weiterer Sonderfall beobachtet werden. Dabei handelt es sich um einen Temperaturabfall vor der Siedekrise. Dabei ist die Wandtemperatur während der Leistungserhöhung abgefallen. Dieser Temperaturabfall wanderte mit steigender Leistung stromaufwärts. Es zeigte sich, dass der Wert des Temperaturabfalls mit teilweise steigender Massenstromdichte und sinkender Dampfqualität größer wird. Der Grund für den Temperaturabfall liegt dabei im vorliegenden Strömungsmuster, welches die Dicke des Flüssigkeitsfilms zwischen der beheizten Wand und der Dampfphase durch Pfropfen verringert.

Während der PDO-Experimente konnte beobachtet werden, dass die Eintrittsdampfqualität keinen Einfluss auf den PDO-Wärmeübergang hat und dass es je nach Massenstromdichte zwei unterschiedliche charakteristische Temperaturprofile gibt. Des Weiteren zeigte sich, dass größere Massenstromdichten, kleinere Wärmestromdichten sowie höhere Drücke zu einem verbesserten Wärmeübergang führen. Insbesondere bei sehr hohen Drücken nahe des kritischen Drucks kommt es dabei zu einem stark verbesserten Wärmeübergangsverhalten. Der Grund hierfür kann auf die drastischen Änderungen der Fluideigenschaften unter hohen Drücken zurückgeführt werden.

Neben den Beobachtungen des ungestörten Wärmeübergangsverhaltens konnte ebenfalls der Einfluss von Abstandshaltern auf den PDO-Wärmeübergang analysiert werden. Dabei zeigte sich, dass die Abstandshalter zu einem stark verbesserten Wärmeübergangsverhalten beitragen. Diese Verbesserung stellt ein Maximum direkt nach dem Abstandshalter dar und fällt mit einem exponentiellen Verlauf in Abhängigkeit der Distanz zum Abstandshalter ab. Der Parametereinfluss ergab, dass sinkende lokale Dampfqualitäten, höhere Massenstromdichten sowie höhere Drücke die Verbesserung der Wärmeübertragung aufgrund der Abstandshalter begünstigen. Während der Wärmeübergang direkt nach dem Abstandshalter mit steigendem Druck verbessert wird, sinkt jedoch dessen Einfluss schneller mit größerer Distanz. Auch dieses Verhalten kann auf die drastischen Änderungen der Fluideigenschaften durch die Druckerhöhung zurückgeführt werden. Eine Untersuchung entsprechender Korrelationen aus der Literatur zeigte, dass die Verbesserung der Wärmeübertragung nicht zufriedenstellend vorhergesagt werden kann.

Außerdem konnten zusätzlich zu den Wärmeübergangsprofilen experimentelle Daten bezüglich des Tropfenverhaltens im PDO-Bereich erfolgreich erhoben werden. Dabei folgten die Verteilungen der Tropfendurchmesser einer Gamma- oder Lognormal-Verteilung und die der axialen sowie radialen Geschwindigkeiten einer Normalverteilung. Eine Parameteruntersuchung zeigte, dass steigende Wärme- sowie Massenstromdichten und erhöhte Drücke zu kleineren Tropfendurchmessern führen. Bezogen auf die axiale Tropfengeschwindigkeit zeigte sich, dass höhere Wärme- und Massenstromdichten sowie niedrigere Drücke zu höheren Werten führen. Bei der radialen Tropfengeschwindigkeit hingegen zeigte sich, dass sich die Normalverteilung immer um den Wert null konzentriert und dass nur ein geringfügiger Einfluss der Strömungsparameter zu erkennen ist.



Mithilfe der experimentellen Ergebnisse und einer ausgeprägten Literaturrecherche konnten bestehende Korrelationen zur Vorhersage des PDO-Wärmeübergangs bewertet werden. Das Ergebnis zeigte, dass die bestehenden Korrelationen den Wärmeübergang nicht zufriedenstellend vorhersagen können. Aufgrund dessen wurde eine neue Korrelation entwickelt, welche den PDO-Wärmeübergang im hohen unterkritischen Druckbereich sowie den Übergang zu niedrigeren Drücken mit einer verbesserten Genauigkeit vorhersagen kann. Ein wesentliches Merkmal der neuen Korrelation ist dabei die Berücksichtigung des Wärmeübergangs aufgrund des Einflusses der dispersen Flüssigkeitstropfen. Dieser Effekt konnte durch eine zweiphasige Weber-Zahl modelliert und als Zusatzterm an eine modifizierte Dittus & Boelter-Gleichung angehängt werden. Die dimensionslose Form der Korrelation erlaubt es, den Wärmeübergang im PDO-Bereich für verschiedene Fluide erfolgreich vorherzusagen.

Darüber hinaus konnte ein Modell zur Vorhersage des PDO-Wärmeübergangs mithilfe eines künstlichen neuronalen Netzes aufgebaut werden. Die Ergebnisse des Modells zeigten, dass die Vorhersagen mit den experimentell ermittelten Daten sehr gut übereinstimmen. Durch Maßnahmen gegen Überanpassung sowie die erfolgreiche Berechnung von vollständig unabhängigen Datensätzen konnte ein sehr gutes generalisiertes Modell entwickelt werden.

## **6.2 Ausblick für zukünftige Arbeiten**

Basierend auf den Erkenntnissen dieser Studie könnten weitere Arbeiten geplant werden. Vor allem im Bereich des Upstream-CHF und des Temperaturabfalls vor der Siedekrise wären mehr Untersuchungen notwendig. Interessant wäre hierbei, wie sich Upstream-CHF bei niedrigeren Drücken verhält und ab welchen Massenstromdichten diese auftaucht. So könnte zusätzlich der Einfluss des Drucks auf die Position des Upstream-CHF untersucht werden. Da der Temperaturabfall vor der Siedekrise lediglich bei einem reduzierten Druck von 0,28 aufgetaucht ist, wäre es interessant, ob dieses Phänomen auch bei weiteren Druckstufen auftritt, vor allem bei niedrigeren Drücken. Somit könnte ebenfalls der Effekt des Drucks auf den Temperaturabfall untersucht werden. Weiterhin sind zusätzliche Untersuchungen notwendig, um die Ursache hinter den beiden Phänomenen besser zu verstehen. Gegebenenfalls könnten Visualisierungsexperimente einen großen Nutzen bei der Untersuchung sowie dem Verständnis des Upstream-CHFs und des Temperaturabfalls vor der Siedekrise haben. Darüber hinaus wären weitere Arbeiten zum Einfluss der Abstandshalter von Interesse, vor allem mit einer größeren Anzahl an Thermoelementen. Somit könnte ebenfalls eine bessere Korrelation zur Vorhersage des Abstandshaltereffekts entwickelt werden.

Da es während der Visualisierungsexperimente bezüglich der Tropfeneigenschaften im PDO-Bereich zu Problemen mit der Kondensationsbildung gekommen ist, könnten hier durch eine zusätzliche externe Beheizung der Schaufenster Gegenmaßnahmen getroffen werden. Somit könnten bessere Bildqualitäten und Ergebnisse erzielt werden.

Bezogen auf den PDO-Wärmeübergang wäre es von großem Interesse, den Wärmeübergang in Rohrwindeln experimentell zu untersuchen, da diese Form von Dampferzeugern häufig in energietechnischen Systemen zum Einsatz kommt. Die Modellierung des Wärmeübergangs in Rohrwindeln stellt jedoch eine große Herausforderung dar, weil zusätzlich die Zentrifugalkraft auf die Strömung und damit die Tropfen im PDO-Bereich wirkt.



# Literaturverzeichnis

- Abadi, G. B., Yun, E. & Kim, K. C. (2016). Flow boiling characteristics of R134a and R245fa mixtures in a vertical circular tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 72, S. 112–124. doi: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.11.006>
- Ahmad, K., Abdelrazek, M., Arora, C., Bano, M. & Grundy, J. (2023). Requirements engineering for artificial intelligence systems: A systematic mapping study. *Information and Software Technology*, 158, S. 1–21. doi: <https://doi.org/10.1016/j.infsof.2023.107176>
- Alexandridis, A. K. & Zapanis, A. D. (2013). Wavelet neural networks: A practical guide. *Neural Networks*, 24, S. 1–27. doi: <https://doi.org/10.1016/j.neunet.2013.01.008>
- Aliyu, M. A., Choudhury, R., Sohani, B., Atanbori, J., Ribeiro, J. X. F., Ahmed, B. S. K. & R., M. (2023). An artificial neural network model for the prediction of entrained droplet fraction in annular gas-liquid two-phase flow in vertical pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, 164, S. 1–13. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2023.104452>
- Anghel, I. G., Anglart, H. & Hedberg, S. (2012). Experimental investigation of post-dryout heat transfer in annuli with flow obstacles. *Nuclear Engineering and Design*, 246, S. 82–90. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2011.08.026>
- Anglart, H. & Persson, P. (2007). Experimental Investigation of Post-Dryout Heat Transfer in Annulus with Spacers. *International Journal of Multiphase Flow*, 33 (8), S. 809–821. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.02.006>
- Avedisian, C. T. (1985). The Homogeneous Nucleation Limits of Liquids. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 14, S. 695–729. doi: <https://doi.org/10.1063/1.555734>
- Awad, M. M. & Muzychka, Y. S. (2008). Effective property models for homogeneous two-phase flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33 (1), S. 106–113. doi: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2008.07.006>
- Baehr, H. D. & Stephan, K. (2019). *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer-Vieweg, 10. Auflage. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-58441-5>
- Becker, K. M., Askeljung, P., Hedberg, S., Soderquist, B. & Kahlbom, U. (1992). *An experimental investigation of the influence of axial heat flux distributions on post dryout heat transfer for flow of water in vertical tubes* (Bericht Nr. KTH-NEL-54). Stockholm, Sweden: Department of Nuclear Reactor Engineering, Royal Institute of Technology.
- Becker, K. M., Djursing, D., Lindberg, K., Eklind, O. & Österdahl, C. (1972). Burnout Conditions for Round Tubes at Elevated Pressures. In *Proceedings of the International Symposium on Two-Phase Systems* (S. 55–73). Pergamon. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-017035-0.50009-4>
- Becker, K. M., Enerholm, A., Sardh, L., Köhler, W., Kastner, W. & W., K. (1988). Heat Transfer in

- an an Evaporator Tube with Circumferentially Non-Uniform Heating. *International Journal of Multiphase Flow*, 14 (5), S. 575–586.
- Becker, K. M., Ling, C. H., Hedberg, S. & Strand, G. (1983). *An Experimental Investigation of Post Dryout Heat Transfer* (Bericht Nr. KTH-NEL-33). Stockholm, Sweden: Department of Nuclear Reactor Engineering, Royal Institute of Technology.
- Bennett, A., Bache, G., Matrin, N. & Senecal, J. (2019). BWR Spacer Grid Modeling Using Serpent 2 / STAR-CCM+ Coupling. In *Proceedings of Mathematics a Computational Methods - M&C 2019 conference*. Portland, Oregon: 25.–29. August 2019.
- Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsey, H. A. & Keeys, R. K. F. (1967). *Heat Transfer to Steam-Water Mixtures Flowing in Uniformly Heated Tubes in which the Critical Heat Flux has been Exceeded* (Bericht Nr. AERE-R5373). Harwell, Berkshire: Chemical Engineering and Process Technology Division, Atomic Energy Research Establishment.
- Bishop, A. A., Sandberg, R. O. & Tong, L. S. (1965). *Forced convection heat transfer at high pressure after the critical heat flux*. Vortrag auf der ASME Heat Transfer Conference, 8.–11. August 1965, ASME Paper 65-HT-31. New York.
- Bronik, J. & Starflinger, J. (2025). *Private Kommunikation innerhalb des Verbundprojekts 02NUK062*. (Zur Verfügung gestellt durch das Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart)
- Buckingham, E. (1914). On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations. *Physical Review*, 4 (4), S. 345–376. doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.4.345>
- Calderazzi, L. & Di Paliano, P. C. (1997). Thermal stability of R-134a, R-141b, R-131i, R-7146, R-125 associated with stainless steel as a containing material. *International Journal of Refrigeration*, 20 (6), S. 381–389. doi: [https://doi.org/10.1016/S0140-7007\(97\)00043-1](https://doi.org/10.1016/S0140-7007(97)00043-1)
- Celata, G. P., Mariani, A. & ENEA. (1999). *Critical heat flux, post dry-out and their augmentation* (Bericht Nr. RT/ERG/98/10). Centro Ricerche Casaccia, S. Maria di Galeria, Roma, Italy: Dipartimento Energia.
- Chemours. (2016). *Freon 134a, Properties, Uses, Storage, and Handling*. Wilmington, Delaware: The Chemours Company FC, LLC. Freon.
- Chen, J. C., Ozkaynak, F. T. & Sundaram, R. K. (1979). Vapor Heat Transfer in Post-CHF Region Including the Effect of Thermodynamic Non-Equilibrium. *Nuclear Engineering and Design*, 51 (2), S. 143–155. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(79\)90086-4](https://doi.org/10.1016/0029-5493(79)90086-4)
- Chen, S., Zeng, C., Xiao, Y. & Gu, H. (2025). Experimental study of spacer effects on post-dryout heat transfer in a tight-lattice rod bundle. *Progress in Nuclear Energy*, 184, S. 105713. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2025.105713>
- Chen, Y., Bi, K., Zhao, M., Yang, C. & Du, K. (2016). Critical Heat Flux with Subcooled Flowing Water in Tubes for Pressures from Atmosphere to Near-Critical Point. *Journal of Energy and Power Engineering*, 10, S. 211–222. doi: <https://doi.org/10.17265/1934-8975/2016.04.001>
- Chen, Y., Yang, C., Zhao, M., Bi, K., Du, K. & Zhang, S. (2011). Subcooled Boiling Critical Heat Flux of Water Flowing Upward in a Tube For Lower Flow and Pressure Up to 20 MPa. In *Proceedings of the 14th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-14)*. Toronto, Kanada: 25.-29. September, 2011. S. 1–14.
- Chen, Y., Zhao, M., Bi, K., Yang, B., Zhang, D. & Du, K. (2018). Critical Heat Flux of Flowing Water in Tube for Pressure Up to Near Critical Point—Experiment and Predic-

- tion. *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*, 4 (1), S. 1–5. doi: <https://doi.org/10.1115/1.4038215>
- Chen, J. C. and Sundaram, R. K. and Ozkaynak F. T. (1977). *Phenomenological Correlation for Post-CHF Heat Transfer* (Bericht Nr. NUREG-0237). Bethlehem, PA 18015: Lehigh University, Department of Mechanical Engineering and Mechanics.
- Cheng, X., Feuerstein, F., Klingel, D. & Yu, D. L. (2018). Mechanistic prediction of post dryout heat transfer and rewetting. *Kerntechnik*, 83 (3), S. 203–207. doi: <https://doi.org/10.3139/124.110872>
- Cheng, X. & Müller, U. (2003). *Review on Critical Heat Flux in Water Cooled Reactors* (Bericht Nr. FZKA 6825). Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Deutschland: Institut für Kern- und Energietechnik.
- Cheung, F. B. & Bajorek, S. M. (2011). Dynamics of droplet breakup through a grid spacer in a rod bundle. *Nuclear Engineering and Design*, 241 (1), S. 236–244. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.10.017>
- Chun, S. Y., Hong, S. D., Kikura, H. & Aritomi, M. (2007). Critical Heat Flux in a Heater Rod Bundle Cooled by R-134a Fluid near the Critical Pressure. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44 (9), S. 1189–1198. doi: <https://doi.org/10.1080/18811248.2007.9711362>
- Cluss, E. M. (1978). *Post critical heat flux heat transfer in a vertical tube including spacer grid effects* (M. S. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Department of Mechanical Engineering). doi: <http://hdl.handle.net/1721.1/17147>
- Colburn, A. P. (1964). A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7 (12), S. 1359–1384. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(64\)90125-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(64)90125-5)
- Cumo, M., Farello, G. E. & Ferrari, G. (1972). The influence of curvature in post dry-out heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 (11), S. 2045–2062. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90030-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90030-0)
- Cumo, M., Farello, G. E., Ferrari, G. & Palazzi, G. (1974). On Two-Phase Highly Dispersed Flows. *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*, 96 (4), S. 496–503. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3450235>
- Cumo, M., Ferrari, G. & Farello, G. E. (1971). *A photographic study of two-phase highly dispersed flows* (Bericht Nr. RT/ING(71)8). Roma: Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare.
- Dai, X., Shi, L., An, Q. & Qian, W. (2018). Thermal stability of some hydrofluorocarbons as supercritical ORCs working fluids. *Applied Thermal Engineering*, 128, S. 1095–1101. doi: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.09.046>
- Das, S. K. & Chatterjee, D. (2023). *Vapor Liquid Two Phase Flow and Phase Change*. New Delhi: ANE Books India / Springer. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-031-20924-6>
- Debnath, L. (1998). Wavelet Transforms and Their Applications. *Proceedings of the Indian National Science Academy*, 64 (6), S. 685–713.
- DeBortoli, R. A., Green, S. J., LeTourneau, B. W., Troy, N. & Weiss, A. (1958). *Forced-Convection Heat Transfer Burnout Studies for Water in Rectangular Channels and Round Tubes at Pressures Above 500 PSIA* (Bericht Nr. WAPD-188). Pittsburgh: Westinghouse Electric Corp. Bettis Plant.
- Dittus, F. W. & Boelter, L. M. K. (1930). Heat transfer in automobile radiators of tubular type.

- University of California publications in Engineering*, 2 (3), S. 443–461.
- Dulian, M. (2023). *Nuclear Energy in the European Union* (Bericht). European Parliamentary Research Service (EPRS).
- El-Nakla, M. (2011). On fluid-to-fluid modeling of film boiling heat transfer using dimensional analysis. *International Journal of Multiphase Flow*, 37 (2), S. 229–234. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.09.004>
- Era, A., Gaspari, G. P., Hassid, A., Milani, A. & Zavattarelli, R. (1966). *Heat Transfer Data in the Liquid Deficient Region for Steam-Water Mixtures at 70 kg/cm<sup>2</sup> Flowing in Tubular and Annular Conduits* (Bericht Nr. CISE-R-184). Milan, Italy: Centro Informazioni Studi Esperienze.
- EU-SMR Pre-Partnership. (2023). *European SMR pre-Partnership - Summary*. European SMR pre-Partnership.
- European Environment Agency. (2024). *European Climate Risk Assessment, Executive summary*. Paris, France: European Environment Agency (EEA) Copenhagen.
- Faghri, A. & Zhang, Y. (2020). *Fundamentals of Multiphase Heat Transfer and Flow*. Springer Nature. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-22137-9>
- Feuerstein, F. (2019). *Investigation of heat transfer near the critical point of R134a* (Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, Karlsruhe, Deutschland). doi: <https://doi.org/10.5445/IR/1000096644>
- Forslund, R. P. & Rohsenow, W. M. (1966). *Thermal Non-Equilibrium in Dispersed Flow Film Boiling in a Vertical Tube* (Bericht Nr. 75312-44). Cambridge, Massachusetts: Department of Mechanical Engineering Massachusetts Institute of Technology. doi: <http://hdl.handle.net/1721.1/61427>
- Ghajar, A. J. & Bhagwat, S. M. (2013). Effect of Void Fraction and Two-Phase Dynamic Viscosity Models on Prediction of Hydrostatic and Frictional Pressure Drop in Vertical Upward Gas–Liquid Two-Phase Flow. *Heat Transfer Engineering*, 34 (13), S. 1044–1059. doi: <https://doi.org/10.1080/01457632.2013.763541>
- Ghallab, M. (2019). Responsible AI: requirements and challenges. *AI Perspectives*, 1 (3), S. 1–7. doi: <https://doi.org/10.1186/s42467-019-0003-z>
- Gnielinski, V. (1975). Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. *Forschung im Ingenieurwesen A*, 41 (8-16), S. 8–16. doi: <https://doi.org/10.1007/BF02559682>
- Goldmann, K., Firstenberg, H. & Lombardi, C. (1960). Burnout in Turbulent Flow - A Droplet Diffusion Model. In *ASME-AIChE Heat Transfer Conference*. Buffalo, New York: 16.–17. August 1960, S. 1–8. (Paper No. 60-HT-34)
- Groeneveld, D. C. (1972). *The Thermal Behaviour of a Heated Surface At and Beyond Dryout* (Bericht Nr. AECL-4309). Chalk River, Ontario: Nuclear Laboratories, Atomic Energy of Canada Limited.
- Groeneveld, D. C. (1973). *Post-Dryout Heat Transfer at Reactor Operating Conditions* (Bericht Nr. AECL-4513). Chalk River, Ontario: Nuclear Laboratories, Atomic Energy of Canada Limited.
- Groeneveld, D. C. (1975a). *The occurrence of upstream dryout in uniformly heated channels* (Bericht Nr. AECL-5059). Chalk River, Ontario: Chalk River Nuclear Laboratories.

- Groeneveld, D. C. (1975b). Post-dryout heat transfer: Physical mechanisms and a survey of prediction methods. *Nuclear Engineering and Design*, 32 (3), S. 283–294. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(75\)90099-0](https://doi.org/10.1016/0029-5493(75)90099-0)
- Groeneveld, D. C. (2011). Anomalies and other concerns related to the critical heat flux. *Nuclear Engineering and Design*, 241 (11), S. 4604–4611. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.09.016>
- Groeneveld, D. C. & Delorme, G. G. J. (1976). Prediction of thermal non-equilibrium in the post-dryout regime. *Nuclear Engineering and Design*, 36 (1), S. 17–26. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(76\)90138-2](https://doi.org/10.1016/0029-5493(76)90138-2)
- Groeneveld, D. C., Doerffer, S., Tain, R. M., Hammouda, N. & Cheng, S. C. (1997). Fluid-to-Fluid Modeling of the Critical Heat Flux and Post-Dryout Heat Transfer. In *Proceedings of the experimental heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics* (S. 859–865).
- Groeneveld, D. C., Leung, L. K. H., Vasić, A. Z., Guo, Y. J. & Cheng, S. C. (2003). A look-up table for fully developed film-boiling heat transfer. *Nuclear Engineering and Design*, 225 (1), S. 83–97. doi: [https://doi.org/10.1016/S0029-5493\(03\)00149-3](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(03)00149-3)
- Groeneveld, D. C., Leung, L. K. H., Zhang, J., Cheng, S. C. & Vasić, A. Z. (1999). Effect of appendages on film-boiling heat transfer in tubes. In *Proceedings of the 9th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-9)*. San Francisco, CA: 3.-8. October, 1999.
- Groeneveld, D. C. & Snoek, C. W. (1986). A Comprehensive Examination of Heat Transfer Correlations Suitable for Reactor Safety Analysis. *Multiphase Science and Technology*, 2 (1-4), S. 181–274. doi: [https://doi.org/10.1007/978-3-662-01657-2\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-662-01657-2_3)
- Groeneveld, D. C. & Yousef, W. W. (1980). Spacing devices for nuclear fuel bundles: a survey of their effect on CHF, post-CHF heat transfer and pressure drop. In *Proceedings of the ANS/ASME/NCR International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics* (S. 1111–1130). United States: 9.-12. October 1980. S. 1111–1130.
- Guo, Y. & Mishima, K. (2002). A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (6), S. 861–869. doi: [https://doi.org/10.1016/S0894-1777\(02\)00195-4](https://doi.org/10.1016/S0894-1777(02)00195-4)
- Habib, M. A., Nemitallah, M. A. & El-Nakla, M. (2014). Current status of CHF predictions using CFD modeling technique and review of other techniques especially for non-uniform axial and circumferential heating profiles. *Annals of Nuclear Energy*, 70, S. 188–207. doi: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.03.016>
- Hadaller, G. & Banerjee, S. (1969). *Heat transfer to superheated steam in round tubes*. Unveröffentlichter Bericht, Atomic Energy of Canada Limited (AECL).
- Han, B., Yang, B. W., Zhu, X., Dempsey, C., Liu, A., Yang, E., ... H., Y. S. (2024). Design and development of a spacer grids with minimum thermal-hydraulic impacts for rod bundle CHF testing with bowed or ballooned rods. *Nuclear Engineering and Design*, 425, S. 113349. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2024.113349>
- Hassid, A., Manzoni, G. C., Ravetta, R. & Rubiera, L. (1966). *Heat Transfer Crisis in Steam-Water Mixtures: Experimental Study on the Increase of Critical Power with Local Swirl Promoters in Round Tubes* (Bericht Nr. CISE-R-169). Milan, Italy: Centro Informazioni Studi Esperienze.
- Heineman, J. B. (1960). *An Experimental Investigation of Heat Transfer to Superheated*

- ted Steam in Round and Rectangular Channels* (Bericht Nr. ANL-6213). 9700 South Cass Avenue Argonne, Illinois, United States: Argonne National Laboratory. doi: <https://doi.org/10.2172/4128781>
- Herkenrath, H., Moerk-Moerkenstein, P., Jung, U. & Weckermann, F. (1967). *Wärmeübergang an Wasser bei Erzwungener Strömung im Druckbereich von 140 bis 250 Bar* (Bericht Nr. EUR-3658). Country unknown/Code not available: European Atomic Energy Community, Joint Nuclear Research Center.
- Ho, C. Y. & Chu, T. K. (1977). *Electrical Resistivity and Thermal Conductivity of Nine Selected AISI Stainless Steels* (Bericht Nr. ADA129160). West Lafayette, Indiana: Center for Information and Numerical Data Analysis and Synthesis, Purdue University, Purdue Industrial Research Park.
- Holloway, M. V., McClusky, H. L., Beasley, D. E. & Conner, M. E. (2004). The effect of support grid features on local, single-phase heat transfer measurements in rod bundles. *Journal of Heat Transfer*, 126 (1), S. 43–53. doi: <https://doi.org/10.1115/1.1643091>
- Hong, S. D., Chun, S. Y., Kim, S. Y. & Baek, W. P. (2004). Heat Transfer Characteristics of an Internally-Heated Annulus Cooled with R-134a Near the Critical Pressure. *Journal of the Korean Nuclear Society*, 36 (5), S. 403–414.
- Hong, S. D., Chun, S. Y., Yoon, Y. J. & Baek, W. P. (2003). Heat Transfer Characteristics of R-134a Fluid during the Pressure Transient from Supercritical Pressure to Subcritical Pressure. In *Proceedings of the 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-10)*. Seoul, Korea: 5.-11. October, 2003.
- Hynek, S. J., Rohsenow, W. M. & Bergles, A. E. (1969). *Forced Convection Dispersed Flow Film Boiling* (Bericht Nr. 70586-63). Massachusetts, Berkshire: Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology. doi: <http://hdl.handle.net/1721.1/61490>
- Ibrahimoglu, B., Uner, D., Veziroglu, A. & Karakaya, F. (2021). Construction of phase diagrams to estimate phase transitions at high pressures: A critical point at the solid transition for benzene. *International Journal of Hydrogen Energy*, 46 (29), S. 15168–15180. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijhydene.2021.02.010>
- Incropera, F. P., Dewitt, D. P., Bergman, T. L. & Lavine, A. S. (2007). *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, Inc., 6. Auflage.
- International Atomic Energy Agency. (2001). *Thermohydraulic relationships for advanced water cooled reactors* (Bericht Nr. IAEA-TECDOC-1203). Wagramer Strasse 5, Vienna, Austria: International Atomic Energy Agency (IAEA).
- International Atomic Energy Agency. (2021). *Nuclear Energy for a Net Zero World*. Vienna: International Atomic Energy Agency (IAEA), 2021.
- International Atomic Energy Agency. (2023). *Nuclear Power Reactors in the World*. Vienna: International Atomic Energy Agency (IAEA), 2023.
- International Energy Agency. (2023). *World Energy Outlook 2023*. International Energy Agency (IEA).
- Jenkins, N. & Ekanayake, J. (2024). *Renewable Energy Engineering*. Second Edition. Cambridge University Press & Assessment 2024.
- Jeon, B. G., Choi, M. H., Kam, D. H., Youn, Y. J. & Moon, S. K. (2022). Observation of departure from nucleate boiling under flow using optical visualization and IR ther-



- mometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 185, S. 122417. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.122417>
- Kanizawa, F. T. & Ribatski, G. (2021). *Flow boiling and condensation in microscale channels*. Springer Nature. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-030-68704-5>
- Kaschnitz, E., Kaschnitz, L. & Heugenhauser, S. (2019). Electrical Resistivity Measured by Millisecond Pulse Heating in Comparison with Thermal Conductivity of the Superalloy Inconel 625 at Elevated Temperature. *International Journal of Thermophysics*, 40 (27), S. 1–13. doi: <https://doi.org/10.1007/s10765-019-2490-8>
- Kataoka, I., Ishii, M. & Mishima, K. (1983). Generation and Size Distribution of Droplet in Annular Two-Phase Flow. *Transactions of the ASME*, 105 (2), S. 230–238. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3240969>
- Katto, Y. & Ashida, S. (1982). CHF in High-Pressure Regime for Forced Convection Boiling in Uniformly Heated Vertical Tubes of Low Length-to-Diameter Ratio. In *Proceeding of the 7th international heat transfer conference* (Bd. 4). Munich, Germany: 6.-10. September, 1982. S. 291–296. doi: <https://doi.org/10.1615/IHTC7.1100>
- Kim, I. G. & Korol'kov, B. P. (1991). Enhancement of steady-state post-dryout heat transfer in an annulus with spacers. *Heat transfer. Soviet research*, 23 (5), S. 649–657.
- Kitto, J. B. (2021). Upstream Critical Heat Flux and Its Design Implications. *Heat Transfer Engineering*, 43 (6), S. 475–484. doi: <https://doi.org/10.1080/01457632.2021.1887623>
- Koizumi, Y., Kumamaru, H., Yonomoto, T. & Tasaka, K. (1987). Post-dryout heat transfer of high-pressure steam-water two-phase flow in single rod channel and multi rod bundle. *Nuclear Engineering and Design*, 99, S. 157–165. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(87\)90117-8](https://doi.org/10.1016/0029-5493(87)90117-8)
- Krasnoshchekov, E. A., Protopopov, V. S. & Chunyakov, V. A. (1967). Local Heat Transfer to Supercritical Water in Tubes. *Thermal Engineering*, 14 (1), S. 61–64.
- Kreith, F. (2000). *The CRC Handbook of Thermal Engineering*. CRC Press LLC.
- Köckert, L., Badea, A. F., Cheng, X., Yu, D. & Klingel, D. (2021). Studies on post-dryout heat transfer in R-134a vertical flow. *International Journal of Advanced Nuclear Reactor Design and Technology*, 3, S. 44–53. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jandtd.2021.05.001>
- Köckert, L., Liu, W. & Cheng, X. (2024). Post-dryout heat transfer in circular tubes using R-134a: experiment and correlation assessment. *Heat and Mass Transfer*, 60, S. 1453–1466. doi: <https://doi.org/10.1007/s00231-024-03498-5>
- Laverty, W. F. & Rohsenow, W. M. (1964). *Film Boiling of Saturated Liquid Flowing Upward Through a Heated Tube: High Vapor Quality Range* (Bericht Nr. 9857-32). Cambridge 39, Massachusetts: Department of Mechanical Engineering Massachusetts, Institute of Technology.
- Le Corre, J. M., Yao, S. C. & Amon, C. H. (2010). Two-phase flow regimes and mechanisms of critical heat flux under subcooled flow boiling conditions. *Nuclear Engineering and Design*, 240 (2), S. 245–251. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2008.12.008>
- Lee, K. & Ryley, D. J. (1968). The evaporation of water droplets in superheated steam. *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*, 90 (4), S. 445–451. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3597540>
- Lee, K. L. & Chang, S. H. (2010). Experimental investigations of the post-CHF heat transfer of R-134a flow boiling in an annulus with spacer grids. *Nuclear Engineering and Design*, 240 (10), S. 3397–3404. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2010.07.013>

- Lee, S. K. & Chang, S. H. (2007). The Characteristics and Visualization of Critical Heat Flux of R-134a Flowing in a Vertical Annular Geometry with Spacer Grids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (1-2), S. 91–103. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.04.024>
- Lee, S. K. & Chang, S. H. (2008). Experimental study of post-dryout with R-134a upward flow in smooth tube and rifled tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 (11), S. 3153–3163. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.026>
- Lemmon, E. W. & Tillner-Roth, R. (1999). A Helmholtz energy equation of state for calculating the thermodynamic properties of fluid mixtures. *Fluid Phase Equilibria*, 165 (1), S. 1–21. doi: [https://doi.org/10.1016/S0378-3812\(99\)00262-9](https://doi.org/10.1016/S0378-3812(99)00262-9)
- Leung, L. K. H., Groeneveld, D. C. & Zhang, J. (2004). Prediction of the obstacle effect on film-boiling heat transfer. *Nuclear Engineering and Design*, 235 (6), S. 687–700. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2004.10.010>
- Leung, L. K. H., Hammouda, N. & Groeneveld, D. C. (1997). *A look-up table for film-boiling heat-transfer coefficients in tubes with vertical upward flow*. Tokyo, Japan: Atomic Energy Society of Japan.
- Leung, L. K. H., Hammouda, N., Groeneveld, D. C. & Girard, A. M. (1996). *Development of a look-up table for film-boiling heat transfer covering wide range of flow conditions* (Bericht). Ontario, Canada.
- Li, H. & Anglart, H. (2016). Prediction of dryout and post-dryout heat transfer using a two-phase CFD model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 99, S. 839–850. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.04.021>
- Li, H. & Hrnjak, P. (2022). Transition from plug/slug flow to annular flow in microchannel tube: A database and a model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 193, S. 122997. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122997>
- Lienhard, J. H., Shamsundar, N. & Biney, P. O. (1986). Spinodal Lines and Equations of State: A Review. *Nuclear Engineering and Design*, 95, S. 297–314. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(86\)90056-7](https://doi.org/10.1016/0029-5493(86)90056-7)
- Liu, W., Wang, S. & Shan, J. (2016). Parametric Trends Analysis of the CHF Based on Vertical Round Tube and 5×5 Rod Bundle Databases. In *Proceedings of the 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Operation and Safety*. Gyeongju, Korea: 9.-13. October, 2016. S. 1–11.
- Liu, Y., Liu, W., Gu, L., Shan, J., Zhang, L. & Su, X. (2022). Existing DNB-type CHF mechanistic models and relations with visualized experiments in forced convective flow boiling: A review. *Progress in Nuclear Energy*, 148, S. 104225. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2022.104225>
- Mastrullo, R., Mauro, A. W. & Viscito, L. (2017). Experimental CHF for low-GWP fluids and R134a. Effect of the Lh/D ratio at low and high mass velocities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 109, S. 73–88. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.02.071>
- Mawatari, T. & Mori, H. (2016). An experimental study on characteristics of post-CHF heat transfer in the high subcritical pressure region near to the critical pressure. *Journal of Thermal Science and Technology*, 11 (1), S. 1–14. doi: <https://doi.org/10.1299/jtst.2016jtst0006>
- Mayinger, F. (1972). Zweiphasen-Rohrströmung. *CZ-Chemie-Technik*, 1, S. 7–12.

- McAdams, W. H., Kennel, W. E. & Addoms, J. N. (1950). Heat Transfer to Superheated Steam at High Pressures. *Transactions of the ASME*, 72 (4), S. 421—428. doi: <https://doi.org/10.1115/1.4016706>
- McAdams, W. H., Kennel, W. E., Minden, C. S., Carl, R., Picornell, P. M. & Dew, J. E. (1949). Heat Transfer at High Rates to Water with Surface Boiling. *Industrial and Engineering Chemistry*, 41 (9), S. 1945—1953.
- McAdams, W. H., Woods, W. K. & Heroman, J., L. C. (1942). Vaporization Inside Horizontal Tubes—II Benzene-Oil Mixtures. *Transactions of the ASME*, 64 (3), S. 193—199. doi: <https://doi.org/10.1115/1.4019013>
- Meholic, M. J., Aumiller, D. L. & Cheung, F. B. (2015). A comprehensive, mechanistic heat transfer modeling package for dispersed flow film boiling – part 1 – development. *Nuclear Engineering and Design*, 291, S. 295–301. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2015.07.013>
- Merilo, M. (1977). Critical heat flux experiments in a vertical and horizontal tube with both freon-12 and water as coolant. *Nuclear Engineering and Design*, 44 (1), S. 1–16. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(77\)90119-4](https://doi.org/10.1016/0029-5493(77)90119-4)
- Merilo, M. & Ahmad, S. (1979). Experimental study of CHF in vertical and horizontal tubes cooled by freon-12. *International Journal of Multiphase Flow*, 5 (6), S. 463–478. doi: [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(79\)90032-6](https://doi.org/10.1016/0301-9322(79)90032-6)
- Miller, D. J., Cheung, F. B. & Bajorek, S. M. (2013). On the development of a grid-enhanced single-phase convective heat transfer correlation. *Nuclear Engineering and Design*, 264, S. 56–60. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2012.11.023>
- Mishima, K. & Nishihara, H. (1985). The effect of flow direction and magnitude on CHF for low pressure water in thin rectangular channels. *Nuclear Engineering and Design*, 86 (2), S. 165–181. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(85\)90221-3](https://doi.org/10.1016/0029-5493(85)90221-3)
- Moffat, R. J. (1985). Using Uncertainty Analysis in the Planning of an Experiment. *Journal of Fluids Engineering*, 107 (2), S. 173–178. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3242452>
- Morse, R. W., Moreira, T. A., Chan, J., Dressler, K. M., Ribatski, G., Hurlburt, E. T., ... Berson, A. (2021). Critical heat flux and the dryout of liquid film in vertical two-phase annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 177, S. 1–21. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121487>
- Mudawar, I. & Bowers, M. B. (1999). Ultra-high critical heat flux (CHF) for subcooled water flow boiling—I: CHF data and parametric effects for small diameter tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 (8), S. 1405–1428. doi: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(98\)00241-5](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(98)00241-5)
- Nakla, M. E., Groeneveld, D. C. & Cheng, S. C. (2011). Experimental study of inverted annular film boiling in a vertical tube cooled by R-134a. *International Journal of Multiphase Flow*, 37 (1), S. 67–75. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2010.08.006>
- National Refrigerants, Inc. (2021). *Safety Data Sheet, R-134a*. Bridgeton, New Jersey: National Refrigerants, Inc.
- Nishikawa, K., Yoshida, S., Mori, H. & Takamatsu, H. (1983). An experiment on the heat transfer characteristics in the post-burnout region at high subcritical pressures. *Nuclear Engineering and Design*, 74 (2), S. 233–239. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(83\)90060-2](https://doi.org/10.1016/0029-5493(83)90060-2)
- Nishikawa, K., Yoshida, S., Mori, H. & Takamatsu, H. (1986). Post-dryout heat transfer to Freon in

- a vertical tube at high subcritical pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29 (8), S. 1245–1251. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(86\)90157-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90157-2)
- Nishikawa, K., Yoshida, S., Yamada, A. & Ohno, M. (1982). Experimental Investigation of Critical Heat Flux in Forced Convection Boiling of Freon in a Tube at High Subcritical Pressure. In *Proceedings of the 7th International Heat Transfer Conference*. München, Germany: 6.-10. September, 1982. S. 321–326. doi: 10.1615/IHTC7.1150
- Nukiyama, S. (1966). The Maximum and Minimum Values of The Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9, S. 1419–1433. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(66\)90138-4](https://doi.org/10.1016/0017-9310(66)90138-4)
- Oettig, J. & Spliethoff, H. (2025). *Private Kommunikation innerhalb des Verbundprojekts 02NUK062*. (Zur Verfügung gestellt durch den Lehrstuhl für Energiesysteme (LES), Technische Universität München)
- Park, K. J., Kang, B. S., Song, K. N. & Park, G. J. (2003). Design of a Spacer Grid Using Axiomatic Design. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 40 (12), S. 989–997. doi: <https://doi.org/10.1080/18811248.2003.9715444>
- Peng, S. W., Revellin, R., Groeneveld, D. C., Vasić, A. Z., Shang, D. & Cheng, S. C. (2003). Effekt of flow obstacles on film boiling heat transfer. *Nuclear Engineering and Design*, 222 (1), S. 89–95. doi: [https://doi.org/10.1016/S0029-5493\(02\)00395-3](https://doi.org/10.1016/S0029-5493(02)00395-3)
- Perrson, P., Hedberg, S. & Anglart, H. (2004). Experimental Investigation of Post-Dryout Heat Transfer in an Annulus with Spacers. In *Proceedings of the 42nd European Two-Phase Flow Group Meeting*. Genova, Italy: 23.-25. June, 2004.
- Pioro, I. L., Groeneveld, D. C., Cheng, S. C., Doerffer, S., Vasić, A. Z. & Antoshko, Y. V. (2001). Comparison of CHF measurements in R-134a cooled tubes and the water CHF look-up table. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 (1), S. 73–88. doi: [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(00\)00093-4](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(00)00093-4)
- Plummer, D. N., Iloeje, O. C., Rohsenow, W. M., Griffith, P. & Ganic, E. (1974). *Post-Critical Heat Transfer to Flowing Liquid in a Vertical Tube* (Bericht Nr. 72718-91). Cambridge, Massachusetts: Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institut of Technology. doi: <http://hdl.handle.net/1721.1/61436>
- Polomik, E. E., Shiralkar, B. S., Lahey Jr, R. T., Gonzalez, J. M., Radcliffe, A. W. & Schnebly, L. E. (1972). *Transient Critical Heat Flux - Experimental Results* (Bericht Nr. GEAP-13295). San Jose, California: Atomic Power Equipment Department, General Electric Company. doi: <https://doi.org/10.2172/4490452>
- Quinn, E. P. (1966). *Physical Model of Heat Transfer Beyond the Critical Heat Flux* (Bericht Nr. GEAP-5093). San Jose, California: U.S. Atomic Energy Commission.
- Rensch, N., Köckert, L., Badea, A. F. & Cheng, X. (2024). Experimental Investigation of Post-Dryout Heat Transfer with R-134a at High Pressures. *Nuclear Science and Engineering*, 199 (10), S. 1659–1678. doi: <https://doi.org/10.1080/00295639.2024.2403890>
- Revellin, R. & Thome, J. R. (2007). Experimental investigation of R-134a and R-245fa two-phase flow in microchannels for different flow conditions. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 (1), S. 63–71. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2006.05.009>
- Riley, M. P., Mohanta, L., Cheung, F. B., Bajorek, S. M., Tien, K. & Hoxie, C. L. (2015). Experimental Studies of Spacer Grid Thermal Hydraulics in the Dispersed Flow Film Boiling

- Regime. *Nuclear Technology*, 190 (3), S. 336–344. doi: <https://doi.org/10.13182/NT14-80>
- Ristmäe, J. M. (2025). *Artificial intelligence for predicting the post-dryout heat transfer under high pressures* (Bachelor thesis). Karlsruher Institut für Technology, Germany. Supervisor: Cheng, X.; Co-Supervisor: Rensch, N.
- Rohsenow, W. M. (1988). Post dryout heat transfer prediction method. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 15 (4), S. 559–569. doi: [https://doi.org/10.1016/0735-1933\(88\)90047-4](https://doi.org/10.1016/0735-1933(88)90047-4)
- Schmid, D., Verlaet, B., Petagna, P., R., R. & Schiffmann, J. (2022). Flow pattern observations and flow pattern map for adiabatic two-phase flow of carbon dioxide in vertical upward and downward direction. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 131, S. 110526. doi: <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2021.110526>
- Schnittger, R. B. (1982). *Untersuchungen zum Wärmeübergang bei vertikalen und horizontalen Rohrströmungen im post-dryout Bereich* (Dissertation). Universität Hannover.
- Slaughterbeck, D. C., Ybarrondo, L. & Obenchain, C. F. (1973). *Flow Film Boiling Heat Transfer Correlations: A Parametric Study with Data Comparisons* (Bericht Nr. CONF-730803-5). Idaho Falls: Aerojet Nuclear Company.
- Song, M. (2021). *Modelling of CHF and Post-CHF Heat Transfer for Trans-critical Transients* (Dissertation, Karlsruher Institut für Technology, Karlsruhe, Deutschland). doi: <https://doi.org/10.5445/IR/1000139979>
- Song, M. & Liu, X. (2021). Assessment of CHF and Post-CHF Heat Transfer Models for High-Pressure Condition. *Frontiers in Energy Research*, 9, S. 1–18. doi: <https://doi.org/10.3389/fenrg.2021.782086>
- Song, M., Liu, X. & Cheng, X. (2022). A new correlation for post-dryout heat transfer in upward vertical flow. *Nuclear Engineering and Design*, 392, S. 1–12. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2022.111747>
- Strömngren, T., Zhezherun, A., Le Moigne, Y., Le Corre, L. M., Sheng, S. Y. & Perzon, S. (2015). A CFD Approach to Spacer Grid Optimization for Improved Dryout Performance in BWR Fuel Bundle. In *Proceedings of the 16th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulic (NURETH-16)*. Chicago, Illinois: 30. August – 4. September 2015.
- Sun, K. H., Gonzalez-Santalo, J. M. & Tien, C. L. (1976). Calculations of Combined Radiation and Convection Heat Transfer in Rod Bundles Under Emergency Cooling Conditions. *Journal of Heat and Mass Transfer*, 98 (3), S. 414–420. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3450569>
- Swenson, H. S., Carver, J. R. & Szoek, G. (1962). The Effect of Nucleate Boiling Versus Film Boiling on Heat Transfer in Power Boiler Tubes. *Journal of Engineering for Power*, 84 (4), S. 365–371. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3675052>
- Tachibana, F., Akiyama, M. & Kawamura, H. (1967). Heat Transfer and Critical Heat Flux in Transient Boiling, (1). *Journal of Nuclear Science and Technology*, 5 (3), S. 117–126. doi: <https://doi.org/10.1080/18811248.1968.9732415>
- Tatterson, D. F., Dallman, J. C. & Hanratty, T. J. (1977). Drop sizes in annular gas-liquid flows. *American Institute of Chemical Engineers Journal*, 23, S. 225–233. doi: <https://doi.org/10.1002/aic.690230112>
- Tillner-Roth, R. & Baehr, H. D. (1994). An International Standard Formulation for the Thermodynamic Properties of 1,1,1,2-Tetrafluoroethane (HFC-134a) for Temperatures from 170K to

- 455K and Pressures up to 70 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 23, S. 657–729. doi: <https://doi.org/10.1063/1.555958>
- Tong, L. S. & Tang, Y. S. (1997). *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*. Second Edition. Washington, D.C., USA: Taylor & Francis. doi: <https://doi.org/10.1201/9781315138510>
- Ueda, T. & K., K. (1982). Dryout Heat Flux and Size of Entrained Drops in a Flow Boiling System. *Bulletin of JSME*, 25 (200), S. 225–233. doi: <https://doi.org/10.1299/jsme1958.25.225>
- Varone, A. F. & Rohsenow, W. M. (1986). Post Dryout Heat Transfer Prediction. *Nuclear Engineering and Design*, 95, S. 315–327. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5493\(86\)90057-9](https://doi.org/10.1016/0029-5493(86)90057-9)
- Verein Deutscher Ingenieure. (2013). *VDI-Wärmeatlas*. VDI-Buch Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen. Berlin, Germany: Springer-Vieweg, 11. Auflage. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-10743-0>
- Vijayarangan, B. R., Jayanti, S. & Balakrishnan, A. R. (2006). Studies on Critical Heat Flux in Flow Boiling at Near Critical Pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 (1-2), S. 259–268. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.029>
- Vijayarangan, B. R., Jayanti, S. & Balakrishnan, A. R. (2007). Pressure drop studies on two-phase flow in a uniformly heated vertical tube at pressures up to the critical point. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50 (9-10), S. 1879–1891. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.10.018>
- Wang, Y. J. & Pan, C. (2017). A one-dimensional semi-empirical model considering transition boiling effect for dispersed flow film boiling. *Nuclear Engineering and Design*, 316, S. 99–111. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2017.03.004>
- Webb, S. W. & Chen, J. C. (1982). A Numerical Model for Turbulent Non-Equilibrium Dispersed Flow Heat Transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 25 (3), S. 325–335. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(82\)90185-5](https://doi.org/10.1016/0017-9310(82)90185-5)
- Wei, H. & Zhang, X. (2011). Study on Post-Dryout Heat Transfer by Using Wavelet Neural Network. In *Proceedings of the 2011 second international conference on innovations in bio-inspired computing and applications*. Shenzhen, China: 16.-18. December, 2011. S. 229-232. doi: <https://doi.org/10.1109/IBICA.2011.60>
- World Nuclear Association. (2023). *World Nuclear Performance Report*. London: World Nuclear Association London, 2023.
- Xia, Z., Rensch, N. & Cheng, X. (2025). Experimental investigation on droplet behaviors in post dryout region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 255 (2), S. 127880. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127880>
- Xie, H., Yang, D., Zhao, Y., Jiang, H. & Qu, M. (2018). Experimental Investigation on Critical Heat Flux for Water Flowing in a Vertical Uniformly Heated Rifled Tube under Near-Critical Pressures. *Journal of Thermal Science*, 27 (6), S. 527–540. doi: <https://doi.org/10.1007/s11630-018-1030-3>
- Yamagata, K., Nishikawa, K., Hasegawa, S., Fujii, T., Yoshida, S. & Iritani, T. (1972). Forced Convective Heat Transfer to Supercritical Water Flowing in Tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15, S. 2575–2593. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(72\)90148-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90148-2)
- Yan, C., Yan, C., Shen, Y., Sun, L. & Wang, Y. (2014). Evaluation analysis of correlati-

- ons for predicting the void fraction and slug velocity of slug flow in an inclined narrow rectangular duct. *Nuclear Engineering and Design*, 273, S. 155–164. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2014.03.019>
- Yao, S. C., Hochreiter, L. E. & Leech, W. J. (1982). Heat-Transfer Augmentation in Rod Bundles Near Grid Spacers. *ASME Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 (1), S. 76–81. doi: <https://doi.org/10.1115/1.3245071>
- Yoder, G. L., Morris, D. G., Mullins, C. B. & Ott, L. J. (1983). Dispersed-Flow Film Boiling Heat Transfer Data near Spacer Grids in a Rod Bundle. *Nuclear Technology*, 60 (2), S. 304–313. doi: <https://doi.org/10.13182/NT83-A33086>
- Yoder, G. L. & Rohsenow, W. M. (1980). *Dispersed Flow Film Boiling* (Bericht Nr. 85694-103). Cambridge, Massachusetts: Heat Transfer Laboratory, Department of Mechanical Engineering Massachusetts Institute of Technology.
- Yokoya, S., Watanabe, M. & Shoji, M. (1996). Upstream Critical Heat Flux of Forced Convection Boiling Inside a Uniformly Heated Vertical Tube. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B*, 62 (597), S. 1898–1905.
- Yu, D. (2019). *Analysis and Modelling of Full-Range Post-Dryout Heat Transfer in Vertical Tubes* (Dissertation, Karlsruher Institut für Technology, Karlsruhe, Deutschland). doi: <https://doi.org/10.5445/IR/1000098370>
- Yu, D., Cheng, X., Hu, C. & Fan, Y. (2022). An Innovative Investigation on Fluid-to-Fluid Modeling of Post-Dryout Heat Transfer in Thermal Energy Systems. *Frontiers in Energy Research*, 9, S. 1–10. doi: <https://doi.org/10.3389/fenrg.2021.819060>
- Zhao, D. W., Su, G. H., Qiu, S. Z. & Tian, W. X. (2008). Prediction of Post-Dryout Heat Transfer in Vertical Annular Channels Using Artificial Neural Network Method. In *Proceedings of the 16th international conference on nuclear engineering. volume 2: Fuel cycle and high level waste management; computational fluid dynamics, neutronics methods and coupled codes; student paper competition*. Orlando, Florida, USA: 11.–15. May, 2008. S. 705–711. doi: <https://doi.org/10.1115/ICONE16-48258>
- Zhu, X., Bi, Q., Yang, D. & Chen, T. (2009). An Investigation on Heat Transfer Characteristics of Different Pressure Steam-Water in Vertical Upward Tube. *Nuclear Engineering and Design*, 239 (2), S. 381–388. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2008.10.026>
- Ünal, H. C. & Van Gasselt, M. L. G. (1983). Post-dryout heat transfer in steam generator tubes at high pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 (3), S. 459–464. doi: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(83\)90050-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(83)90050-9)





# Anhang

## A. Post-Dryout Gleichgewichts-Korrelationen

### A.1. Polomik et al. [1961], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]

$$h = \frac{\lambda_F}{D_H} 0,023 Re_F^{0,292} Pr_F^{\frac{1}{3}} \left( \frac{1 - x_e}{x_e} \right)^{0,01} q^{0,417} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,091} \quad (\text{A.1})$$

### A.2. Swenson et al. [Swenson et al., 1962]

$$h = \frac{\lambda_w}{D_H} 0,076 \left[ Re_w \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \left( \frac{\rho_w}{\rho_v} \right) \right]^{0,8} Pr_w^{0,4} \quad (\text{A.2})$$

### A.3. Miropolskiy [1963], zitiert nach [International Atomic Energy Agency, 2001]

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,023 \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,8} Pr_w^{0,8} Y \quad (\text{A.3})$$

wobei

$$Y = 1 - 0,1 \left[ \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) (1 - x_e) \right]^{0,4}$$

### A.4. Bishop et al. [1964], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]

$$h = \frac{\lambda_w}{D_H} 0,098 \left[ Re_w \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \left( \frac{\rho_w}{\rho_v} \right) \right]^{0,8} Pr_w^{0,83} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,5} \quad (\text{A.4})$$

### A.5. Bishop et al. 1. [1965], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]

$$h = \frac{\lambda_F}{D_H} 0,0193 Re_F^{0,8} Pr_F^{1,23} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,088} \left[ x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right]^{0,68} \quad (\text{A.5})$$

### A.6. Bishop et al. 2. [1965], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]

$$h = \frac{\lambda_w}{D_H} 0,033 Re_w^{0,8} Pr_w^{1,25} \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,197} \left[ x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right]^{0,738} \quad (\text{A.6})$$

**A.7. Quinn et al. [Quinn, 1966]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,023 \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,8} Pr_v^{1/3} \left( \frac{\mu_v}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (\text{A.7})$$

**A.8. Polomik 1. [1967], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,00115 Re_v^{0,9} Pr_v^{0,3} \left( \frac{T_w}{T_{sat}} - 1 \right) \quad (\text{A.8})$$

**A.9. Polomik 2. [1967], zitiert nach [Groeneveld & Snoek, 1986]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,023 \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,9} \quad (\text{A.9})$$

**A.10. Herkenrath et al. [1967], zitiert nach [International Atomic Energy Agency, 2001]**

$$h = \frac{\lambda_w}{D_H} 0,06 \left[ Re_w \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) Pr_w \right]^{0,8} \left( \frac{G}{10^3 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}} \right)^{0,4} P_{red}^{2,7} \quad (\text{A.10})$$

**A.11. Groeneveld [Groeneveld, 1973]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} a \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^b Pr_w^c Y^d q^e \quad (\text{A.11})$$

wobei

$$Y = 1 - 0,1 \left[ \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right) (1 - x_e) \right]^{0,4}$$

**Tabelle A.1:** Koeffizienten für die Korrelation von Groeneveld

Gleichung	Geometrie	a	b	c	d	e
1	Rohre	0,000185	1,0	1,57	-1,12	0
2	Rohre	0,00109	0,989	1,41	-1,15	0
3	Rohre und Ringspalte	0,0032	0,901	1,32	-1,5	0

**A.12. Slaughterbeck et al. [Slaughterbeck et al., 1973]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,0001604 \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,838} Pr_w^{1,81} (3,15q)^{0,278} P_{red}^{-0,508} \quad (\text{A.12})$$

**A.13. Ünal et al. [Ünal & Van Gasselt, 1983]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,0091 a_1 a_2 a_3 a_4 a_5 a_6 a_7 a_8 \quad (\text{A.13})$$

wobei

$$\begin{aligned} a_1 &= \left[ Re_F \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{1,154} \\ a_2 &= Pr_F^{0,577} \\ a_3 &= \left( \frac{\lambda_F}{\lambda_c} \right)^{0,595} \\ a_4 &= \left( \frac{T_F}{T_c} \right)^{-2,17} \\ a_5 &= P_{red}^{0,212} (1 - P_{red})^{-0,27} \\ a_6 &= \left[ \frac{G^2}{\rho_l D_H g} \right]^{0,0396} \\ a_7 &= \left[ \frac{q}{G H_l} \right]^{0,44} \\ a_8 &= 1 \end{aligned}$$

Die Temperatur  $T_c$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_c$  beziehen sich auf den kritischen Punkt des Fluids.

**A.14. Koizumi et al. [Koizumi et al., 1987]**

$$h = h_{Groeneveld} \frac{\lambda_F}{D_H} (-35x_m + 42) \exp \left( -\frac{T_w - T_{sat}}{-35Kx_m + 66K} \right) + 1,5 \quad (\text{A.14})$$

wobei

$$h_{Groeneveld} = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,0032 \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,901} Pr_w^{1,32} \left[ 1 - 0,1 \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} - 1 \right)^{0,4} (1 - x_e)^{0,4} \right]^{-1,5}$$

**A.15. Lee et al. [S. K. Lee & Chang, 2008]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,2935 \frac{x_c^{0,568} \left[ Re_v \left( x_m + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_m) \right) \right]^{0,645} Pr_F^{0,854}}{x_m^{0,715} \left( 1 + \frac{z_{CHF}}{D_H} \right)^{0,088}} \quad (\text{A.15})$$

wobei  $z_{CHF}$  der Abstand zum CHF-Punkt ist.

**A.16. Song et al. [Song et al., 2022]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} F_1 F_2 F_3 \left( 0,023 Re_{TP}^{0,8} Pr_w^{0,4} \right) \quad (\text{A.16})$$

wobei die Korrekturfaktoren wie folgt lauten:

$$F_1 = 0,008346 Re_{TP}^{0,319}$$

$$F_2 = \max(0,795 Pr_w^{-1,752}, 0,809 Pr_w^{1,287})$$

$$F_3 = \begin{cases} 0,715 (1 - x_e)^{0,678}, & x_e < 0,4 \\ 1,0, & x_e \geq 0,4 \end{cases}$$

mit der zweiphasigen Reynolds-Zahl  $Re_{TP}$  und der Dampfmassenqualität  $x_m$

$$Re_{TP} = \frac{GD_H}{\mu_v} \left[ x_m + \frac{\mu_v}{\mu_l} (1 - x_m) \right]$$

$$x_e = \begin{cases} 0, & x_e < 0 \\ x_e, & 0 \leq x_e \leq 1 \\ 1, & x_e > 1 \end{cases}$$

## B. Post-Dryout Ungleichgewichts-Korrelationen

### B.1. Groeneveld et al. [Groeneveld & Delorme, 1976]

$$h = \frac{\lambda_{F,a}}{D_H} 0,008348 \left[ \frac{GD_H}{\mu_{F,a}} \left( x_a + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_a) \right) \right]^{0,8774} Pr_{F,a}^{0,6112} \quad (B.1)$$

wobei die Fluideigenschaften sowie die eigentliche Dampfqualität  $x_a$  durch folgende Gleichungen bestimmt werden:

$$x_a = \frac{\Delta H}{H_{v,a} - H_l} x_e$$

$$H_{v,a} = e^{(-\tan(\psi))} e^{(-[3\alpha_{hom}]^{-4})} \Delta H + H_{v,e}$$

$$\psi = 0,13864 Pr^{0,2031} Re_{hom}^{0,20006} \left( \frac{q D_H C_{p,v,e}}{\lambda_{v,e} \Delta H} \right)^{-0,09232} (1,3072 - 1,0833 x_m + 0,8455 x_m^2)$$

$$Re_{hom} = \frac{GD_H x_m}{\mu_{v,e} \alpha_{hom}}$$

$$\alpha_{hom} = \frac{x_m}{x_m + \left( \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) (1 - x_m)}$$

### B.2. Chen et al. [J. C. Chen et al., 1979]

$$h = G x_a C_{p,F,a} Pr_{F,a}^{-2/3} \frac{f}{2} \quad (B.2)$$

wobei  $x_a$  iterativ mit folgenden Gleichungen bestimmt wird:

$$\begin{aligned}
 f &= 0,037 Re_{F,a}^{-0,17} \\
 Re_{F,a} &= \frac{GD_H}{\mu_{F,a}} \left( x_a + (1 - x_a) \frac{\rho_v}{\rho_l} \right) \\
 \frac{x_a}{x_e} &= \frac{\Delta H}{H_{v,a} - H_l} \\
 \frac{x_a}{x_e} &= 1 - T_{dim} B(P) \\
 B(P) &= \frac{0,26}{1,15 - \left(\frac{P}{P_c}\right)^{0,65}} \quad \text{mit } P < 19,51 \text{ MPa} \\
 T_{dim} &= \frac{T_{v,a} - T_{sat}}{T_w - T_{v,a}}
 \end{aligned}$$

### B.3. Varone et al. [Varone & Rohsenow, 1986]

$$h = \frac{\lambda_{F,a}}{D_H} 0,008348 \left[ \frac{GD_H}{\mu_{F,a}} \left( x_a + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_a) \right) \right]^{0,8774} Pr_{F,a}^{0,6112} \quad (\text{B.3})$$

wobei  $x_a$  mit folgenden Gleichungen unter der Annahme einer lokalen Lösung bestimmt wird:

$$\begin{aligned}
 x_e - x_a &= K \frac{x_a^{3/4} x_e}{(1 - x_a)^{7/12}} \frac{dx_a}{dx_e} \\
 K(f, \Phi) &= 0,0013 \left\{ \left[ f \phi Pr_v^{2/3} \left( \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v} x_{DO} + 1} \right)^{5/2} \left( \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{5/6} Bo^{3/4} Re_{DO}^{4/3} \right] \right. \\
 &\quad \left. \left[ (1 - x_{DO})^{5/12} x_{DO}^{7/4} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/12} We_{DO}^{5/4} \right]^{-1} \right\} \\
 Bo &= \frac{q}{G \Delta H} \\
 Re_{DO} &= \frac{GD_H}{\mu_v} \left[ x_{DO} + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_{DO}) \right] \\
 We_{DO} &= \frac{G^2 x_{DO}^2 D_H}{\sigma \rho_v}
 \end{aligned}$$

### B.4. Plummer et al. [Plummer et al., 1974]

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,023 \left( \frac{G x_a D_H}{\mu_{v,a}} \right)^{0,8} Pr_v^{1/3} \left( \frac{\mu_v}{\mu_{v,w}} \right)^{0,14} \left[ 1 + 0,3 \left( \frac{D_H}{0,01 D_H + \Delta L_{DO}} \right)^{0,7} \right] \quad (\text{B.4})$$

wobei  $x_a$  iterativ mit folgender Gleichung bestimmt wird (Wasser,  $c_1 = 0,674$  &  $c_2 = 0,402$  und Freon 12,  $c_1 = 0,811$  &  $c_2 = 0,236$ ):

$$\frac{x_a - x_{DO}}{x_e - x_{DO}} = c_1 \ln \left[ (1 - x_{DO})^5 \sqrt{\frac{G^2 D_H}{\rho_v \sigma}} \right] + c_2$$

**B.5. Nishikawa et al. [Nishikawa et al., 1986]**

$$h = \frac{\lambda_v}{D_H} 0,0048 \left[ \frac{GD_H}{\mu_v} \left( x_a + \frac{\rho_v}{\rho_l} (1 - x_a) \right) \right]^{0,92} Pr_v^{0,4} \left[ 1 + \frac{2,0}{\left( \frac{\Delta L_{DO}}{D_H} \right)^{1,1}} \right] \quad (\text{B.5})$$

wobei  $x_a$  iterativ mit der folgenden Gleichung bestimmt wird:

$$\begin{aligned} \frac{dx_a}{dx_e} &= \frac{1}{BoKn} \left( \frac{x_e}{x_a} - 1 \right) \\ Kn &= 4,2610^3 Re_v^{0,52} We_v^{-0,73} \left( Pr_v \frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,3} x_a^n (1 - x_a)^{-0,20} \left( \frac{x_e}{x_a} - 1 \right)^{0,83} \\ n &= 2,0 e^{\left( -1,3 \left( \frac{G\mu_v}{\sigma\rho_v} \right) \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1,7} \right)} - 1 \end{aligned}$$

**C. Korrelationen zu Abstandshaltereffekten****C.1. Yao et al. [Yao et al., 1982]**

$$\frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + 5,55 BR^2 e^{(-0,13\Delta L/D_H)} \quad (\text{C.1})$$

**C.2. Holloway et al. [Holloway et al., 2004]**

$$\frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + 6,5 BR^2 e^{(-0,8\Delta L/D_H)} \quad (\text{C.2})$$

**C.3. Leung et al. [Leung et al., 2004]**

$$\frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + \left( 0,47 + 0,481 x_m (1 - x_m)^{0,105} \right) K_{ob} e^{(-0,13\Delta L/D_H)} \quad (\text{C.3})$$

mit

$$K_{ob} = 9,3797 \left[ \tan \left( \frac{\pi}{2} BR^2 \right) \right]$$

**C.4. Miller et al. [Miller et al., 2013]**

$$\frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + 465,4 Re^{-0,5} BR^2 e^{(-7,3110^{-6} Re^{1,15} \Delta L/D_H)} \quad (\text{C.4})$$

**C.5. Chen et al. [S. Chen et al., 2025]**

$$\frac{Nu_{SP}}{Nu_0} = 1 + 4,1610^4 BR^2 e^{(-0,062 Re_v^{0,402})} We^{0,27} (1 - x_m)^{0,635} e^{(-0,155\Delta L/D_H)} \quad (\text{C.5})$$

# Publikationen

## Fachzeitschriften

Rensch, N., Köckert, L., Badea, A. F. & Cheng, X. (2024). Experimental Investigation of Post-Dryout Heat Transfer with R-134a at High Pressures. *Nuclear Science and Engineering*, 199 (10), S. 1659-1678. doi: <https://doi.org/10.1080/00295639.2024.2403890>

Zhang, X., Wan, J., Rensch, N. & Cheng, X. (2025). Assessment and Experimental Validation of the New Wall Boiling Heat Transfer Model under Different Boundary Conditions. *Progress in Nuclear Energy*, 191, S. 106043. doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2025.106043>

Xia, Z., Rensch, N. & Cheng, X. (2025). Experimental Investigation on Droplet Behaviors in Post Dryout Region. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 255 (2), S. 127880. doi: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.127880>

## Konferenzbeiträge

Rensch, N., Köckert, L., Badea, A. F. & Cheng, X. (2023). Experimental Investigation of the Post-Dryout Heat Transfer with R-134a at High Pressures. In *Proceedings of the 20th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH-20)*. Washington, D.C., USA: 20.-25. August, 2023. S. 2296-2309

Rensch, N., Badea, A. F. & Cheng, X. (2024). Experimental Investigation of the CHF and Post-Dryout Heat Transfer with R-134a at High Subcritical Pressure. *Kerntechnik 2024*. Leipzig, Deutschland: 11.-13. Juni, 2024.

Köckert, L., Rensch, N., Badea, A. F. & Cheng, X. (2024). Experimental Investigation of the Post-Dryout Heat Transfer and Droplet Behavior with R-134a. *Specialist Workshop on Advanced Instrumentation and Measurement Techniques for Nuclear Reactor Thermal Hydraulics and Severe Accidents (SWINTH-2024)*. Dresden, Deutschland: 17.-20. Juni, 2024. ID: 37

## Betreute Abschlussarbeiten

Vogel, K. (2021). *Numerische Untersuchungen zu hydrodynamischen Prozessen in aufsteigenden Blasenschwärmen*, Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Deutschland, Hauptreferent: Cheng, X.; Korreferent: Rensch, N.

Gralher, S. P. (2023). *Analyse und Validierung von Fluid-zu-Fluid Skalierungsmodellen für den Post-Dryout-Wärmeübergang bei hohen Drücken*, Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Deutschland, Hauptreferent: Cheng, X.; Korreferent: Rensch, N.

Ristmäe, J. M. (2025). *Artificial intelligence for predicting the post-dryout heat transfer under high pressures*, Bachelorarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Deutschland, Hauptreferent: Cheng, X.; Korreferent: Rensch, N.