

KIT SCIENTIFIC REPORTS 7595

Thermohydraulische Auslegung des Zwischenüberhitzers eines High Performance Light Water Reactors

Heiko Herbell

Heiko Herbell

**Thermohydraulische Auslegung des Zwischenüberhitzers
eines High Performance Light Water Reactors**

Karlsruhe Institute of Technology
KIT SCIENTIFIC REPORTS 7595

Thermohydraulische Auslegung des Zwischenüberhitzers eines High Performance Light Water Reactors

von
Heiko Herbell

Report-Nr. KIT-SR 7595

Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie
Fakultät für Maschinenbau,
Tag der mündlichen Prüfung: 30.05.2011

Impressum

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.ksp.kit.edu

KIT – Universität des Landes Baden-Württemberg und nationales
Forschungszentrum in der Helmholtz-Gemeinschaft



Diese Veröffentlichung ist im Internet unter folgender Creative Commons-Lizenz
publiziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

KIT Scientific Publishing 2011
Print on Demand

ISSN 1869-9669
ISBN 978-3-86644-702-8

Thermohydraulische Auslegung des Zwischen- überhitzers eines High Performance Light Water Reactors

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor der Ingenieurwissenschaften

der Fakultät für Maschinenbau
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Heiko Herbell

aus München

Tag der mündlichen Prüfung: 30. Mai 2011

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Xu Cheng
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich bei der Durchführung und Erstellung der vorliegenden Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg. Als Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik (IKET) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) hat er als Hauptreferent die wissenschaftliche Betreuung meiner Dissertation übernommen. Seine Tür war für mich stets offen. Durch viele Diskussionen hat er wesentlich zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen.

Des Weiteren möchte ich mich bei der Firma EnBW Kernkraft GmbH für das Stipendium bedanken. Mein außerordentlicher Dank gilt Frau R. Lübben für die organisatorische Unterstützung im Rahmen des EnBW Doktoranden Programms. Bei Herrn Dr.-Ing. M. Rauth, meinem Mentor, möchte ich mich für die allzeit freundliche und kompetente Unterstützung bedanken. Herrn Dr. T. Vogel danke ich für die unkomplizierte Zusammenarbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. X. Cheng, dem Leiter des Instituts für Fusionstechnologie und Reaktortechnik (IFRT), sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer, dem Leiter des Instituts für thermische Strömungsmaschinen (ITS) danke ich für die Übernahme des Korreferats bzw. des Prüfungsvorsitzes.

Bei meinem ehemaligen Gruppenleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Starflinger möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die meine Arbeit überhaupt erst möglich gemacht hat, bedanken. Mein spezieller Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Class für viele interessante Diskussionen.

Bei Frau Hofmann und Frau Bonsack möchte ich mich für die organisatorische Hilfe bedanken.

Meinem langjährigen Bürokollegen Herrn Dr.-Ing. M. Schlagenhauser danke ich für die freundschaftliche Zusammenarbeit. Ich wünsche Ihm für seine berufliche und private Zukunft nur das Beste. Ich möchte an dieser Stelle auch alle Doktoranden und Diplomanden des IKET erwähnen. Ihre Unterstützung ging über reine kollegiale Zusammenarbeit weit hinaus.

Abschließend möchte ich mich bei meiner Familie bedanken. Ohne ihre Unterstützung wäre ich niemals soweit gekommen. Mein besonderer Dank gilt meinem Vater, der stets an mich geglaubt hat. Auch die kulinarische Unterstützung meine Mutter soll nicht unerwähnt bleiben. Besonderer Dank geht an meine Schwester, ihren Lebensgefährten, sowie meinen kleinen Neffen. Fast wäre diese Arbeit vor der Geburt meines Neffen fertig gestellt worden.

Bei meinen Freunden Georg, Simon, Timon, Jörg und Damaris bedanke ich mich für die moralische Unterstützung.

Abschließend möchte ich mich aufrichtig bei meiner Freundin Franziska bedanken. Sie hat mich mit viel Geduld und Motivation bei der Fertigstellung der vorliegenden Arbeit unterstützt.

Zusammenfassung

Der High Performance Light Water Reactor (HPLWR), gekühlt und moderiert mit überkritischem Wasser (25 MPa und 500°C am Reaktoraustritt), ist ein innovatives Reaktorkonzept der IV. Generation. Die Designstudie ergibt einen prognostizierten Wirkungsgrad von fast 44% bei einer elektrischen Leistung von 1000 MW_{el}.

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst eine thermodynamische Optimierung des Zwischenüberhitzers unter Berücksichtigung der Turbinenauslegung durchgeführt. Dazu wurden der Druck vor der Zwischenüberhitzung und die Temperatur danach variiert und hinsichtlich des Wirkungsgrades des Gesamtprozesses optimiert. Als Ergebnis kann ein volltouriger Turbosatz verwendet werden. Ein Geradrohrwärmeüberträger, in dem überkritisches Wasser bei einem Druck von 25 MPa den mantelseitig strömenden gesättigten Dampf auf 425°C überhitzt, wurde für die Zwischenüberhitzung dimensioniert und optimiert. Dabei kühlt sich das überkritische Wasser von 500°C auf ca. 300°C ab, wobei die Dichte um fast den Faktor sieben steigt. Der Zwischenüberhitzer stellt eine prinzipiell neue Komponente in der Kernkraftwerkstechnik dar.

Um den Wärmeübergang des gekühlten überkritischen Wassers an die Rohrwand zu untersuchen, wurden dreidimensionale numerische Strömungssimulationen durchgeführt. Die Methodik wurde durch Nachsimulieren eines bestehenden Experiments, einer gekühlten, abwärtsgerichteten Rohrströmung mit überkritischem Kohlenstoffdioxid, validiert. Bei Reynolds-Zahlen zwischen 15.000 bis ca. 20.000 zeigen die laminaren Simulationen gute Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten. Die Versuchsdaten mit Reynolds-Zahlen >20.000 stimmen gut mit turbulenten Simulationen überein. Insgesamt ergibt der Vergleich des Experiments mit verschiedenen laminaren und turbulenten Wärmeübergangskorrelationen eine gute Übereinstimmung der Versuche mit Reynolds-Zahlen < 20.000 für laminare Wärmeübergangskorrelationen, und für größere Reynolds-Zahlen mit der Dittus und Boelter Korrelation. Die experimentellen Ergebnisse wurden in eine bestehende Strömungskarte in Abhängigkeit von Rayleigh-Zahl und Reynolds-Zahl eingezeichnet. Die laminaren Simulationsergebnisse liegen im Bereich der Mischkonvektion. Für den in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Wärmeüberträger werden Reynolds-Zahlen unter 20.000 und somit ein verschlechterter Wärmeübergang vermieden.

Eine stationäre Parameterstudie des thermohydraulischen Systems eines HPLWR Zwischenüberhitzerohrs ergibt das mögliche Auftreten von Ledinegginstabilitäten für nach oben ansteigende Rohre. Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellte vertikale Anordnung zeigt keine statischen Instabilitäten. Zur weiteren Untersuchung bzgl. dem Auftreten möglicher Instabilitäten wurde ein Experiment einer instabilen abwärtsgerichteten Dampfkondensation näher untersucht und mit der kommerziellen Software APROS 5.09 für eindimensionale, zeitabhängige Simulationen berechnet. Die Auswertungen der numerischen Simulationen erklären einen bisher nicht bekannten Mechanismus der beobachteten Druckoszillationen: Demnach handelt es sich um eine nicht isentrope Kompression der Dampfphase sowie einen periodisch auftretenden Wasserhammer, ausgelöst durch die Begrenzung des Zweiphasenmassenstroms durch die lokale Schallgeschwindigkeit. Diese ändert sich stark durch die hochgradig instationären Vorgänge. Die Übertragung dieses Mechanismus einer Instabilität auf überkritische Druckzustände zeigt, dass die minimale Schallgeschwindigkeit von überkritischem Wasser wesentlich höher liegt als die eines Wasser-Dampf-Gemisches bei unterkritischen Druckzuständen. Somit sind im HPLWR Zwischenüberhitzer für den Auslegungs-

punkt erst ab einer ca 800-mal höheren Massenstromdichte periodische Druckoszillationen zu erwarten.

Die vorgestellte thermohydraulische Auslegung und Optimierung eines Zwischenüberhitzers für den HPLWR sind allgemein gültig und können grundsätzlich für jeden Rohrbündelwärmeüberträger mit gekühlten, überkritischen Fluiden auf der Rohrseite verwendet werden.

Abstract

The High Performance Light Water Reactor (HPLWR), cooled and moderated by supercritical water (25 MPa and 500°C at the reactor outlet), is an innovative Generation IV. reactor concept. The design study results in an estimated efficiency of nearly 44% at an electric power of 1,000 MW_{el}.

The present work starts with an optimization of the reheater with respect to the turbine design. The pressure before and the temperature after the reheater were varied with the aim to optimize the efficiency of the overall process. As a result, a full-speed turbine train can be used. Next, shell-and-tube heat exchanger with straight tubes was designed and optimized. Supercritical water at a pressure of 25 MPa is used for heating saturated steam up to 425°C, while being cooled inside the tubes from 500°C to about 300°C along with increasing the density by almost a factor of seven. With respect to the balance of plant, the reheater is the only new component in the HPLWR once through steam cycle.

For a detailed examination of the heat transfer process from cooled supercritical water to the tube wall, three-dimensional numerical simulations were performed. The methodology was validated by simulating an existing experiment of a cooled downward pipe flow with supercritical carbon dioxide. Laminar simulations show a good agreement with the experimentally determined heat transfer coefficients for Reynolds numbers between 15,000 and 20,000. The experimental data with Reynolds numbers above 20,000 are in good agreement with turbulent simulations. The comparison of experimental results with different laminar and turbulent heat transfer correlations resulted again in a good agreement with Reynolds numbers less than 20,000 for laminar heat transfer correlations, and for larger Reynolds numbers with the Dittus and Boelter correlation. The experimental results were plotted into an existing flow map as a function of Rayleigh number and Reynolds number. The experiments with laminar heat transfer turned out to be in the range of mixed convection. In the present work, the studied heat exchanger avoids Reynolds numbers below 20,000, and thus avoids deteriorated heat transfer.

An investigation of important static instabilities (i.e. Ledinegg instabilities) has been carried out next, and possible occurrence of them was detected for upward inclined pipes. The vertical downward arrangement of the reheater presented in this work shows no static instabilities. Regarding possible occurrence of further instabilities, an existing experiment with unstable downward vapor condensation at sub-critical pressure has been selected from literature, and one-dimensional, time-dependent simulations were performed using the commercial software APROS 5.09. The analyses of the numerical simulations can explain the so far unknown mechanism of the observed pressure oscillations: The reason is a non-isentropic compression of the vapor phase and a periodic water hammer, caused by the limitation of the two-phase mass flow by the local sound speed. The minimum sound velocity of supercritical water is much higher than that of a water-steam mixture at sub-critical pressure conditions. In conclusion, the mechanism of instability as detected here is only to be expected in HPLWR reheaters if the mass flux is increased 800 times compared with the design point.

The methods to design and optimize a reheater for the HPLWR concept are generally applicable to any shell-and-tubes heat exchanger with cooled supercritical fluids on the pipe side.

Die vorliegende Dissertation basiert auf den folgenden Veröffentlichungen:

1. Herbell H., Wechsung M., Schulenberg T., A turbine Design Concept for the High Performance Light Water Reactor, in Proc. 4th Internat. Symp. on Supercritical Water-Cooled Reactors, Heidelberg, 8.-11. März, Paper 76, 2009
2. Herbell H., Schulenberg T., Reheater Design Concept for the High Performance Light Water Reactor, in Proc. GLOBAL 2009: The Nuclear Fuel Cycle: Sustainable Options and Industrial Perspectives, Paris, Frankreich, 6.-11. Sep., Paper 9345, 2009
3. Herbell H., Class A., Starflinger J., Schulenberg T., Numerical Simulation of Instabilities in Downward Condensing Reheaters, ATW - International Journal for Nuclear Power, 55, S. 477-79, 2010
4. Herbell H., Class A., Starflinger J., Schulenberg T., Design and Stability Limits of the HPLWR Reheater, in Proc. 2010 Internat. Congress on Advances in Nuclear Power Plants (ICAPP '10), San Diego, Calif., USA, 13.-17. Juni, Paper 10054, 2010
5. Herbell H., Starflinger J., Schulenberg T., Numerical Investigations of Cooling Heat Transfer of Supercritical Water, in Proc. 5th Internat. Symp. on Supercritical Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5), Vancouver, Kanada, 13.-16. März, Paper 17, 2011
6. Köhly C., Starflinger J., Schulenberg T., Brandauer M., Lemasson D., Velluet R., Herbell H., Draft Layout of the HPLWR Power Plant, in Proc. 5th Internat. Symp. on Supercritical Water-Cooled Reactors (ISSCWR-5), Vancouver, Kanada, 13.-16. März, Paper 48, 2011

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung.....	1
1.1	Der High Performance Light Water Reactor	1
1.2	Stand der Technik.....	5
1.2.1	Konzept der Zwischenüberhitzung im überkritischen fossilbefeuerten Kraftwerk..	5
1.2.2	Konzept der Zwischenüberhitzung beim Leichtwasserreaktor	6
1.2.3	Konzept der Zwischenüberhitzung beim Supercritical Cooled Water Reactor	8
1.2.3.1	Ausgewählte Literaturübersicht.....	8
1.2.3.2	Konzept der Zwischenüberhitzung beim High Performance Light Water Reactor.....	9
1.2.4	Vergleich der Zwischenüberhitzungskonzepte	10
1.3	Wärmeübertragung von überkritischen Fluiden.....	11
1.3.1	Überkritische Fluide mit Wärmezufuhr.....	11
1.3.2	Überkritische Fluide mit Wärmeabfuhr	12
1.3.3	Experimentelle Untersuchungen von gekühltem CO ₂ in vertikal abwärtsgerichteten Rohrströmungen.....	12
1.4	Strömungsinstabilitäten	13
1.4.1	Massenstromfehlverteilung bzw. Ledinegg Instabilität	14
1.4.2	Experimentelle Beobachtung von Instabilitäten bei Kondensation	15
1.4.3	Kelvin-Helmholtz Instabilität.....	17
1.5	Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit.....	17
2	Grundlagen für die Auslegung eines Zwischenüberhitzers für den HPLWR.....	19
2.1	Optimierung des Zwischenüberhitzerdrucks und der -temperatur.....	19
2.2	Auslegung und Optimierung eines Zwischenüberhitzers für den High Performance Light Water Reactor.....	19
2.2.1	Mechanische Auslegung des Zwischenüberhitzers.....	19
2.2.2	Berechnung der Wärmeübertragung	20
2.2.2.1	Thermodynamische Optimierung.....	21
2.2.2.2	Einfluss von Auftriebskräften auf den Wärmeübergang.....	21
2.2.2.3	Wärmeübergangskorrelationen.....	23
2.2.3	Druckverlust.....	25
3	Thermodynamische Optimierung im Hinblick auf die Leistung des Turbosatzes.....	27
3.1	Thermodynamische Optimierung.....	27
3.1.1	Thermodynamische Optimierung der Zwischenüberhitzung.....	28
3.1.2	Turbinenkonzept.....	30
3.1.3	Zusammenfassung Turbinenauslegung und Zwischenüberhitzeroptimierung.....	34
3.2	Auslegung und Geometrieoptimierung eines Zwischenüberhitzers für den High Performance Light Water Reactor	35
3.2.1	Konstruktion des Wärmetauschers.....	35
3.2.2	Optimierung des Rohrbündels des Zwischenüberhitzers	38
4	Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik.....	41
4.1	Erhaltungsgleichungen	41
4.2	SST Turbulenzmodell	44
4.3	Wärmeübergang.....	47

4.4	Lösungsverfahren	48
4.5	Integrationsgebiet, Rand- und Anfangsbedingungen	48
4.6	Implementierung der Stoffeigenschaften	50
4.7	Validierung	53
4.7.1	Datenauswertung	53
4.7.2	Charakterisierung von Auftriebseinflüssen	54
4.7.3	Vergleich der numerischen Simulationen mit experimentellen Daten	55
4.7.4	Auswertung der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile	58
5	Korrelation des Wärmeübergangs von gekühltem überkritischen Wasser im HPLWR Zwischenüberhitzer	62
5.1	Vergleich der experimentellen Ergebnisse [21] mit ausgewählten Wärmeübergangskorrelationen	62
5.2	Mischkonvektion bei auftriebsbehafteten Strömungen	63
5.3	Numerische Untersuchungen des Wärmeübergangs für einen High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer	64
5.3.1	Randbedingungen für die Simulation des Wärmeübergangs im High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer	64
5.3.2	Vergleich der CFD Simulation mit der Dittus-Boelter [27] Wärmeübergangskorrelation	65
5.3.3	Zusammenfassung: Wärmeübergang im High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer	66
6	Grundlagen der Zweiphasenströmung mit Wärmeübergang in der eindimensionalen Modellierung	68
6.1	Erhaltungsgleichungen	68
6.2	Strömungsformen in APROS	69
6.3	Schließungsterme und Korrelationen	72
6.4	Diskretisierung und Lösungsverfahren	75
6.5	Validierung	76
6.5.1	Simulation eines stabilen Versuchslaufs einer abwärtsgerichteten Dampfkondensation nach [41]	76
6.5.2	Simulation eines transienten Vorgangs: Wasserhammerexperiment nach Fujii und Akagawa [39]	78
6.6	Numerische Modelle zur Simulation von kritischen Zweiphasenströmungen	80
7	Numerische Untersuchungen über das Auftreten von Strömungsinstabilitäten bei gekühlten Rohrströmungen	86
7.1	Statische Instabilitäten	86
7.2	Dynamische Instabilitäten	88
7.2.1	Auswertung des instabilen Versuchslaufs 12 [41]	89
7.2.2	Mechanismus der Instabilität	93
7.2.3	Übertragung auf überkritische Druckzustände und Anwendung für einen HPLWR Zwischenüberhitzer	95
7.3	Numerische Untersuchungen über den Wärmeübergang und die Stabilität der Schichtung im horizontalen Rohr einer gekühlten Strömung mit einem überkritischen Fluid	97
7.3.1	Dichteschichtung im horizontalen Rohr	97
7.3.2	Ergebnisse der zeitabhängigen Simulationen	97

7.3.3	Zeitabhängiger Wärmeübergang	99
8	Schlussfolgerungen	102
9	Nomenklatur	106
10	Literatur	114
Anhang A	Tabelle Messstellen und Daten	124
Anhang B	Implementierung der Stoffeigenschaften von CO ₂ bei 7,95 MPa in Star CD	126

1 Einleitung

Leichtwasserreaktoren (LWR), speziell Druckwasserreaktoren (DWR) und Siedewasserreaktoren (SWR), gehören zu den erfolgreichsten Reaktorkonzepten der letzten 40 Jahre. Beide Reaktortypen erreichen mit einem Sattedampfprozess (Frischdampf bei 7 MPa und 286°C) einen Wirkungsgrad von ca. 36%. Somit werden heutige LWR immer noch auf dem Stand der sog. zweiten Generation (Entwicklung in den 70er Jahren) betrieben. Wirkungsgradsteigerungen beruhen hauptsächlich auf optimierten Dampfturbinenschaufeln. Der Wirkungsgrad von Kohlekraftwerken ist hingegen in den letzten Jahrzehnten auf über 46% gesteigert worden. Der Dampf wird überhitzt, wobei moderne Kohlekraftwerke Frischdampfparameter von 27 MPa und 600°C erreichen. Es liegt nahe, eine Druck- und Temperaturerhöhung auch in Leichtwasserreaktoren zu untersuchen [4].

Die Auslegung und Konstruktion eines solchen High Performance Light Water Reactor (HPLWR), der mit überkritischem Wasser gekühlt und moderiert wird, wird derzeit durch die Europäische Kommission im sechsten Rahmenprogramm gefördert. Der wassergekühlte Reaktor mit überkritischen Dampfzuständen (engl.: Supercritical Water Cooled Reactor – SCWR) ist eines der sechs vielversprechenden Konzepte, die vom Generation IV International Forum 2002 zur genaueren Untersuchung ausgewählt wurden [103]. Man erwartet einen höheren Wirkungsgrad und dadurch reduzierte Betriebskosten. Durch den höheren Druck können -bei gleicher Kraftwerksleistung- Komponenten des Dampfkreislaufs, wie z.B. Pumpen, Turbine, Wärmetauscher und Kondensatoren verkleinert werden, was die Investitionskosten eines solchen Kraftwerks gegenüber heutigen LWR verringert. Mit einem direkten Dampfkreislauf und dem Verzicht auf große Komponenten, wie vor allem den Dampferzeugern, sinken die Investitionskosten zusätzlich. Da die Investitionskosten im Vergleich zu den Brennstoffkosten den Hauptteil der Stromerzeugungskosten bei einem LWR ausmachen, ist davon auszugehen, dass sich der Stromerzeugungspreis eines HPLWR deutlich verringert. Des Weiteren ist überkritisches Wasser ein einphasiges Fluid, womit eine Siedekrise physikalisch ausgeschlossen werden kann.

Auf der anderen Seite entstehen durch den Einsatz von überkritischem Wasser in LWR neue Herausforderungen. Durch die angestrebten hohen Dampfaustrittsenthalpien, vergleichbar mit überkritischen Kohlekraftwerken, verringert sich die Dichte des überkritischen Fluids im Reaktorkern, und zusätzlicher Moderator wird notwendig. Die höheren Hüllrohrtemperaturen übersteigen zudem die Anforderungen der in heutigen DWR üblichen Zircalloy Werkstoffe. Der Enthalpieanstieg im Kern des HPLWR übertrifft den eines heutigen DWR um einen Faktor zehn. Dieser hohe Enthalpieanstieg stellt eine Herausforderung für den heißesten Unterkanal im Kern dar. Durch heiße Strahlen können die Hüllrohrtemperaturen lokal weit oberhalb jeglicher realistischer Materialgrenzwerte liegen.

1.1 Der High Performance Light Water Reactor

Das HPLWR Design basiert auf der Brennelementauslegung von Hofmeister et al. [52] mit 40 Brennstäben pro Brennelement. Die Brennstäbe haben einen Außendurchmesser von 8 mm und eine Höhe von 4,8 m. Um ein Berühren der Brennstäbe zu verhindern und um eine gute Durchmischung des Kühlmittels zu erzielen, sind die Brennstäbe mit Drahtwendel-

abstandshaltern umwickelt [51]. Eine Ganghöhe beträgt 200 mm. Neun Brennelemente werden in einer 3x3 Anordnung durch ein gemeinsames Fuß- und Kopfstück zu einem Brennelementcluster zusammengefasst [36]. Moderatorwasser strömt in den Spalten zwischen den Brennelementen und zusätzlich in Wasserkästen innerhalb der Brennelemente. Um die Aufheizung des Moderatorwassers zu verringern und den parasitären Neutronenverlust zu begrenzen, sind die Brennelementkastenwände sowie die Wasserkästen in einer Honigwaben-sandwichkonstruktion mit Wärmeisolierung ausgeführt [48], vgl. Abb. 1-1.

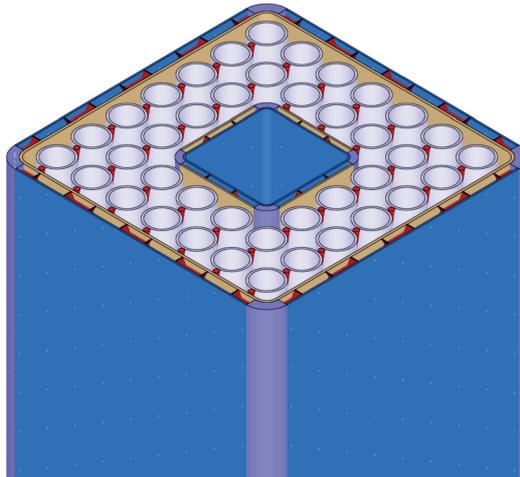


Abb. 1-1 HPLWR Brennelement (BE) in Schnittdarstellung, Wasserkästen und BE Außenhülle in Sandwichkonstruktion, 40 Brennstäbe mit Drahtwendelabstandshaltern

Das Reaktorkonzept von Schulenberg et al. [97] sieht eine Aufheizung in drei Stufen vor, vgl. Abb. 1-2. Das Kühlmittel, überkritisches Wasser, strömt mit 280°C bei einem Druck von 25 MPa in den Kern. In der ersten Aufheizstufe, dem sog. Verdampfer, strömt das Kühlmittel von unten nach oben und wird von 310°C auf 390°C aufgeheizt. Hierbei ändert sich die Dichte des überkritischen Wassers von flüssig zu dampfähnlich. Um Strömungsinstabilitäten zu vermeiden, befinden sich in den Fußstücken der Verdampfer-Brennelementcluster Eintrittsblenden [88]. In einer zweiten Stufe (Überhitzer I) wird das Kühlmittel von 390°C auf 435°C erwärmt. Hierbei strömt das Kühlwasser von oben nach unten. In der dritten Stufe wird das Kühlmittel, von unten nach oben strömend, auf die Reaktoraustrittstemperatur von 500°C erhitzt. Nach jeder Aufheizstufe erfolgt eine Vermischung, um heiße Temperaturstrahlen zu vermeiden. Wank [111] hat das Design der oberen (nach dem Verdampfer) und der unteren (nach dem Überhitzer I) Mischkammer untersucht und hinsichtlich Durchmischung und Druckverlust optimiert. Die Bezeichnungen Verdampfer, Überhitzer I und Überhitzer II für die jeweiligen Aufheizstufen sind vom überkritischen, fossilgefeuerten Dampfkraftwerk abgeleitet, obwohl Wasser bei einem Druck von 25 MPa keinen Phasenübergang hat und somit keine Verdampfung auftreten kann.

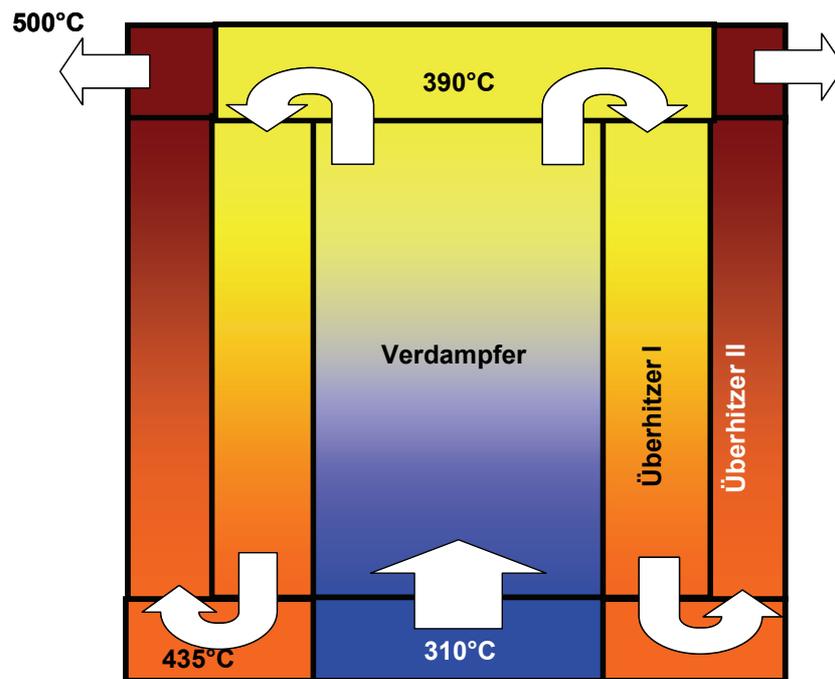


Abb. 1-2 Dreipasskern Konzept nach Schulenberg et al. [97]

Der Kühlmassenstrom wird nach Köhly und Schulenberg [64] wie folgt durch den Kern geführt: 50% des Speisewassermassenstroms werden direkt im Ringspalt nach unten geleitet. Die andere Hälfte des Speisewassermassenstroms gelangt zunächst nach oben und dann als Moderatorwasser in den Wasserkästen nach unten. Die Aufteilung des Speisewassers in Moderatorwasserstrom und Ringspaltmassenstrom wurde von Monti et al. optimiert [79] und der Einfluss auf die Leistungsverteilung im Kern untersucht. Die Wasserkästen von fünf der neun Brennelemente in einem Cluster beinhalten Steuerstäbe [95]. Die Wasserkästen der Brennelemente in den Ecken des Clusters besitzen keine Steuerstäbe, da die Kopfstücke einen Trichter haben, der von einer eckigen Form in eine runde Form übergeht, welche sich besser abdichten lässt. Anschließend strömt das Moderatorwasser in den Spalten zwischen den Brennelementen nach oben.

Kunik et al. [70] weist bereits auf die Problematik von beheizten, abwärtsgerichteten Strömungen hin. Durch Auftriebseffekte kann sich die Strömung lokal umkehren und es entstehen heiße Stellen. Daher empfiehlt Kunik et al. [70] eine aufwärtsgerichtete Strömung in den Spalten zwischen den Brennelementen, was im Konzept [64] entsprechend umgesetzt wurde.

Schließlich strömt das Spaltwasser im Stahlreflektor nach unten und vermischt sich dort mit den übrigen 50% des Speisewassermassenstroms aus dem Ringspalt. Der gesamte Kühlmassenstrom von 1179 kg/s strömt nun in den inneren 52 Brennelementclustern, die den Verdampfer bilden, nach oben. Nach anschließender Vermischung wird das Kühlmedium durch die 52 Brennelementcluster, die den Überhitzer I bilden, nach unten geleitet. Die Überhitzer I Brennelemente sind ringförmig um die Verdampfer-Brennelemente angeordnet. Nach der unteren Mischkammer strömt das Kühlwasser durch die 52 Brennelementcluster, die den Überhitzer II bilden, nach oben. Diese sind ringförmig um die Überhitzer I Brennelemente angeordnet und befinden sich am Rand des Reaktorkerns, wo der Neutronenfluss am geringsten ist.

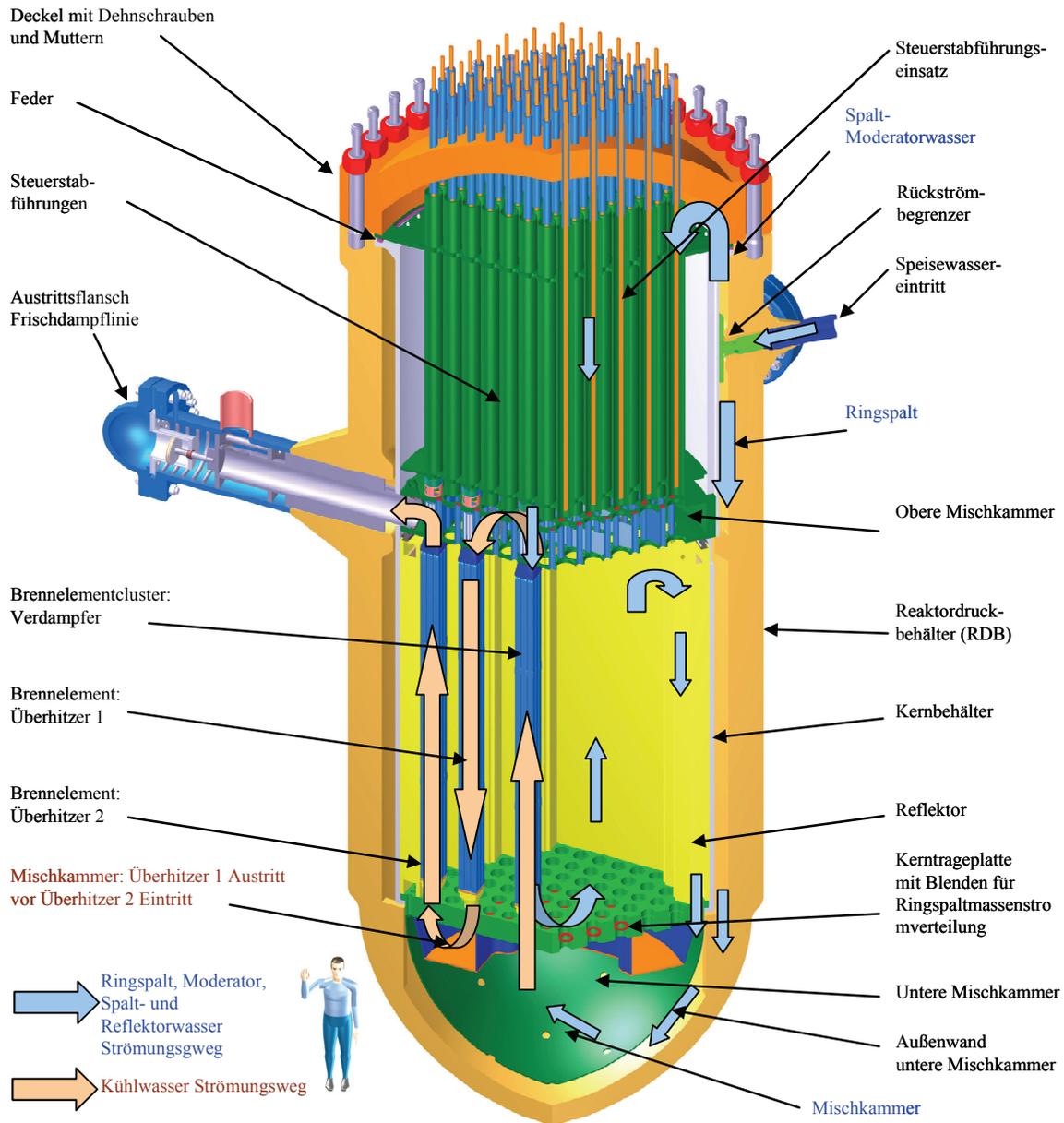


Abb. 1-3 HPLWR Reaktordruckbehälter mit Einbauten, Strömungsweg [64]

Abb. 1-3 zeigt die beschriebene Strömungsführung im Reaktordruckbehälter mit Einbauten [37]. Es ist jeweils nur ein Brennelementcluster pro Aufheizstufe dargestellt. Insgesamt beinhaltet der Kern 156 Brennelement Cluster. Die Steuerstäbe und Kerninstrumentierungen [63] werden von oben in den Kern eingeführt. Der HPLWR besitzt passive Sicherheitskomponenten an den Speiswassereintrittsleitungen. Diese Rückströmbegrenzer haben keine beweglichen Teile und funktionieren nach dem Prinzip einer Strömungsdiode mit einem erhöhten Strömungswiderstand bzw. Druckverlust in umgekehrter Strömungsrichtung. Somit kann ein schnelles Leerlaufen des HPLWR bei Abbruch einer Speiswasserleitung verhindert werden [35], [30].

1.2 Stand der Technik

Für die HPLWR Designstudie soll soweit möglich bestehende Technologie aus LWR und überkritischen fossilbefeuerten Kraftwerken (FFKW) übernommen werden. Deswegen werden im Folgenden die Konzepte der Zwischenüberhitzung im FFKW und LWR verglichen und der vorliegende Status der Auslegung des HPLWR Dampfkreislaufs beschrieben und mit anderen SCWR Zwischenüberhitzerkonzepten verglichen.

1.2.1 Konzept der Zwischenüberhitzung im überkritischen fossilbefeuerten Kraftwerk

Abb. 1-4 zeigt den schematischen Aufbau eines Dampfkreislaufs für ein überkritisches fossilbefeuertes Kraftwerk [105]. Nach dem Kessel mit angeschlossenen Überhitzer strömt der heiße Dampf auf die Turbinen. Dort wird potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt und schließlich in einem Generator elektrischer Strom erzeugt. Der Turbosatz gliedert sich üblicherweise für ein FFKW in drei Sektionen: Hochdruck- (HD), Mitteldruck- (MD) und Niederdruckturbine (ND).

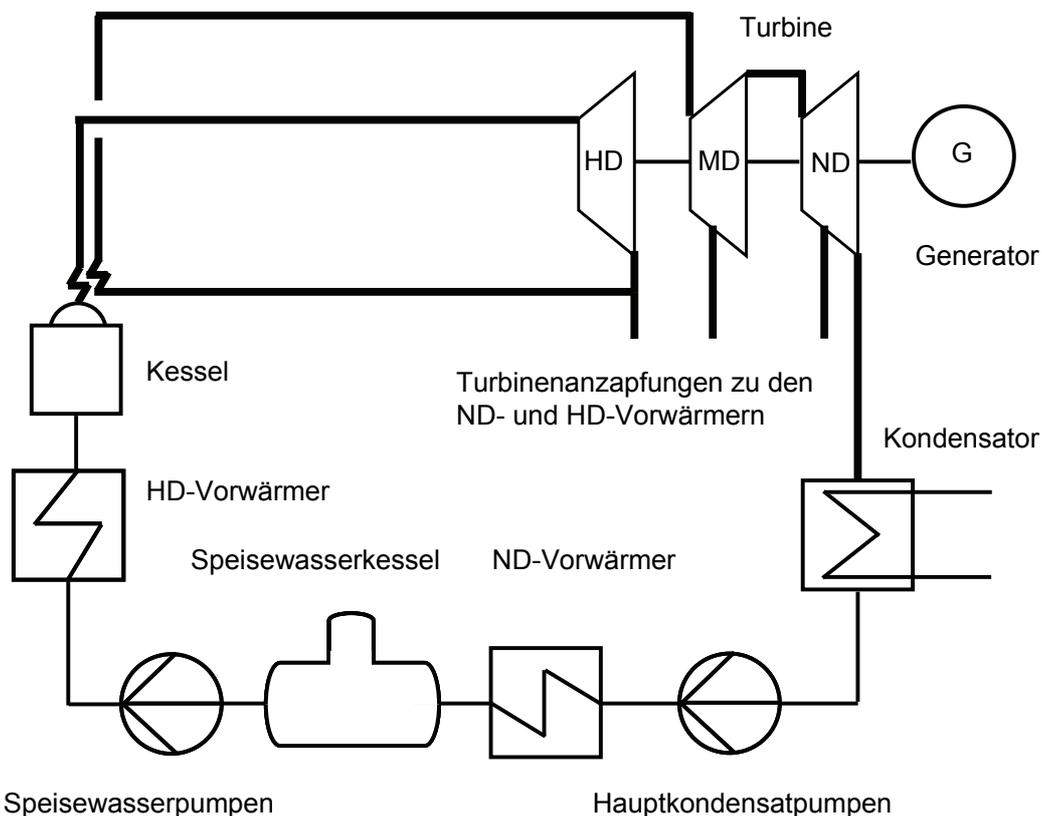


Abb. 1-4 Schematischer Aufbau: Dampfkreislauf eines überkritischen fossilbefeuerten Kraftwerks, nach [105]

Alle drei Teilsektionen sind auf einer Welle mit dem Generator verbunden. Nach der HD Turbine wird der teilentspannte, aber immer noch leicht überhitzte Dampf zurück zum Kessel geführt und weiter überhitzt. Dies steigert den Wirkungsgrad des Gesamtprozesses, falls die mittlere Temperatur der zugeführten Wärme des Prozesses mit Zwischenüberhitzung höher ist als die mittlere Temperatur der zugeführten Wärme des einfachen Prozesses [102]. Des Weiteren kann dadurch die Restfeuchte in den letzten Niederdruckturbinenstufen kontrolliert

werden. Trotz intensiver Forschung an Werkstoffen für Leit- und Laufschaufeln in Turbinen führt eine Restfeuchte oberhalb von 13,5% zu starken Erosions-Korrosions Erscheinungen [101]. Nach den Turbinen wird der entspannte Dampf in einem Kondensator vollständig kondensiert. Die Hauptkondensatpumpen fördern das Kondensat durch die Niederdruckvorwärmer in den Speisewasserkessel. Von dort wird das Speisewasser durch die Hochdruckvorwärmer in den Kessel gefördert.

1.2.2 Konzept der Zwischenüberhitzung beim Leichtwasserreaktor

Beim Siedewasserreaktor (SWR) wird der Dampf unmittelbar auf die Turbine geleitet, beim Druckwasserreaktor (DWR) wird das Kühlmittel vom Arbeitsmittel Wasser-Dampf durch einen Wärmetauscher getrennt. Dennoch arbeiten auch diese beiden Kraftwerkstypen nach dem Rankine-Prozess [99]. Zum einfacheren Vergleich mit dem HPLWR Konzept wird im Folgenden ein direkter Kreislauf betrachtet, vgl. Abb. 1-5 [32]. Auf die erhöhten Anforderungen bzgl. Sicherheit und Leckage soll hier nicht weiter eingegangen werden, vielmehr liegt das Augenmerk auf dem Turbosatz und der Zwischenüberhitzung.

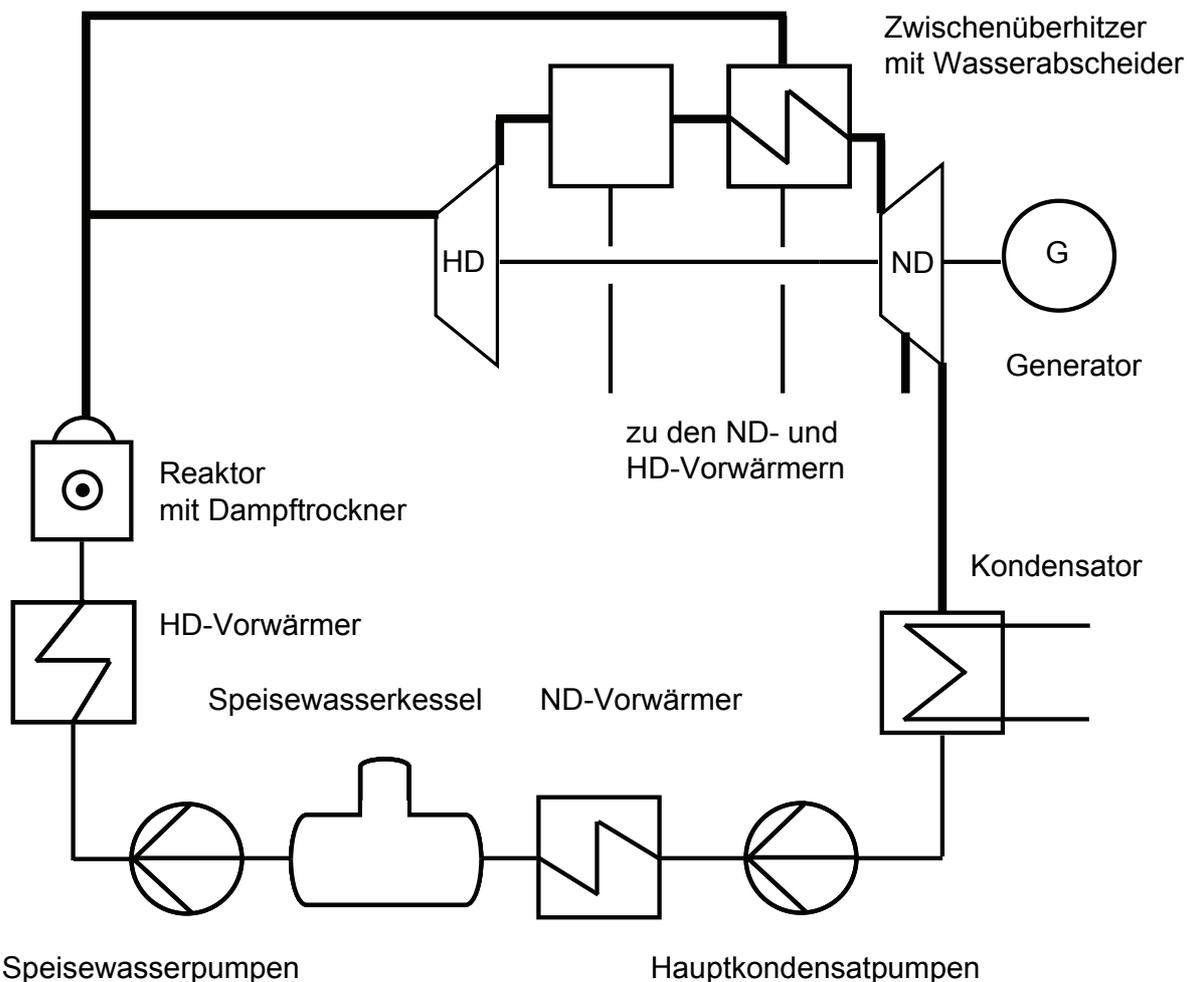


Abb. 1-5 Schematischer Aufbau: Dampfkreislauf eines Siedewasserreaktors (SWR), nach [32]

Nach der Teilentspannung in der HD Turbine wird der Dampf nicht zurück in den Reaktor, respektive Kessel beim fossilbefeuerten Kraftwerk geleitet, sondern zunächst in einem Was-

serabscheider getrocknet und dann in einem Wärmetauscher überhitzt. Dieser sog. Zwischenüberhitzer wird mit heißem Dampf, der direkt nach dem Reaktor angezapft wird, beheizt. Dadurch können Brennelemente mit einem niedrigeren Druck vermieden und der komplette Reaktor kann auf einem einheitlichen Druckniveau betrieben werden. Bei modernen Kernkraftwerken ist die Zwischenüberhitzung zweistufig ausgeführt [54]. Im Zwischenüberhitzer wird Energie bei einem hohen Temperaturniveau auf ein niedrigeres Temperaturniveau übertragen und dadurch Exergie vernichtet. Nach Baily et al. [8] wird in der Regel durch die geringere Restfeuchte in den letzten Stufen der ND Turbine dennoch eine kleine Steigerung der Kraftwerksleistung erreicht. Das Rohrbündel im Wasserabscheider-Zwischenüberhitzer kann entweder vertikal, wie beim EPR (AREVA) [38] oder horizontal wie beim ABWR (Toshiba) [55] angeordnet sein.

Abb. 1-6 vergleicht den Dampfkreislauf eines überkritischen Kohlekraftwerks mit dem Dampfkreislauf eines SWR im Temperatur-Entropie-Diagramm. Die thermodynamische Grundlage für beide Konzepte ist der ideale Clausius-Rankine Prozess. Der SWR wird als Sattdampfprozess bei einem Maximaldruck von 7,8 MPa betrieben. Nach der Hochdruckturbine werden die Wassertröpfchen abgeschieden und der gesättigte Dampf wird überhitzt. Das Druckniveau der Hochdruckturbine entspricht dem Druckniveau der Mitteldruckturbine des überkritischen fossilbefeuerten Dampfkraftwerks. Aufgrund des höheren Massenstroms ist der Turbosatz eines SWR üblicherweise halbtourig (1500 bzw. 1800 rpm) ausgeführt.

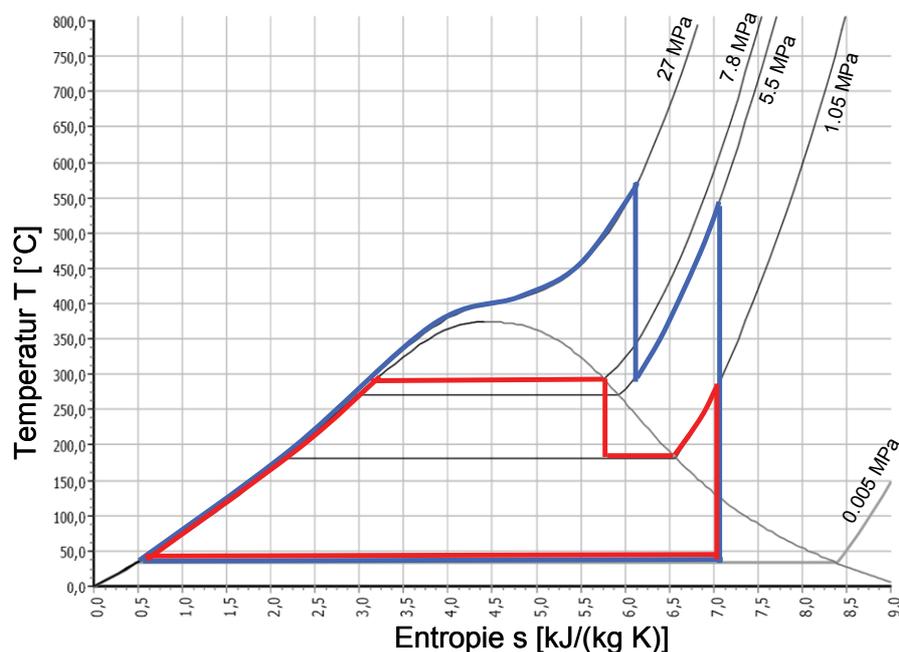


Abb. 1-6 SWR (rot) und überkritisches fossilgefeuertes Dampfkraftwerk (blau) im Temperatur-Entropie-Diagramm

Fossilbefeuerte Dampfkraftwerke werden mit Überhitzung des Dampfes im Kessel betrieben. Durch Erhöhung der Frischdampf Temperatur steigt die mittlere Temperatur der zugeführten Wärme und somit der thermische Wirkungsgrad. Um den Entspannungszustand nach der Turbine im Nassdampfgebiet und die Wärmeabfuhr auf einem niedrigen Temperaturniveau zu halten, muss eine Erhöhung der Frischdampf Temperatur mit einer Erhöhung des Frischdampfdruckes einhergehen [113]. Materialbedingt liegen die maximale Frischdampf tempera-

tur bei etwa 600°C und der maximale Frischdampfdruck bei etwa 27 MPa. Üblicherweise werden fossile Dampfkraftwerke mit einer einstufigen Zwischenüberhitzung betrieben. Die Zwischenüberhitzung lässt die mittlere Temperatur der Wärmezufuhr und die Turbinenleistung steigen. Die Zwischenüberhitzung kann auch mehrfach ausgeführt werden, jedoch hat sich das wirtschaftliche Optimum bis jetzt bei nur einer Zwischenüberhitzung gehalten. Der Turbosatz eines fossilbefeuerten Dampfkraftwerks ist üblicherweise volltourig (3000 bzw. 3600 rpm).

1.2.3 Konzept der Zwischenüberhitzung beim Supercritical Cooled Water Reactor

Seit mehreren Jahrzehnten wird weltweit an verschiedenen Konzepten eines SCWR (engl.: Supercritical Cooled Water Reactor) geforscht. Im Folgenden soll eine Übersicht zu den Dampfkreisläufen der unterschiedlichen Projekte gegeben werden. Anschließend wird der vorliegende Status des HPLWR Dampfkreislaufs beschrieben.

1.2.3.1 Ausgewählte Literaturübersicht

Bereits 1997 stellte Dobashi et al. [28] ein erstes Design für einen direkten Dampfkreislauf eines mit überkritischen Wasser gekühlten und moderierten Reaktors mit 397°C und 25 MPa am Reaktorausstritt vor. Inspiriert wurde der Kreislauf von aktueller Technologie für überkritische fossilgefeuere Kraftwerke. Die Nettoleistung des Kraftwerks betrug 1013 MW_{el} und der thermische Wirkungsgrad berechnete sich zu 40.7%. Ein Teil des Frischdampfes wird direkt nach dem Reaktor angezapft, um den Nassdampf nach der MD Turbine (bei 1.1 MPa) wieder auf 373°C zu überhitzen. Die Zwischenüberhitzung ist zweistufig ausgeführt, und vor den Wärmetauschern ist ein Wasserabscheider angeordnet. In einem weiteren Schritt erhöht Dobashi et al. [29] die Kernaustrittstemperatur auf 508°C (bei 25 MPa) und die elektrische Leistung auf 1500 MW_{el} und erreicht somit einen thermischen Wirkungsgrad von 44.1%. Den Aufbau des Dampfkreislaufs, sowie die Anordnung der Zwischenüberhitzung lässt er unverändert. Der Turbosatz besteht aus drei Einheiten (HD, MD und ND). Durch die höheren Dampfenthalpien verringern sich die Größen der Komponenten des Dampfkreislaufs, wodurch die Investitionskosten im Vergleich zu herkömmlichen Leichtwasserreaktoren reduziert werden können.

Oka [86] fasst die bisherigen Arbeiten zum überkritischen Leichtwasserreaktor zusammen. Die Dampfkreisläufe der japanischen Version [84], [85] und der koreanischen Konzeptstudie [61] unterscheiden sich nur geringfügig im Aufbau und Anordnung der Komponenten. In der kanadischen Version eines mit überkritischen Wasser gekühlten Reaktors wird neben dem oben beschriebenen Dampfkreislauf, mit einem Wasserabscheider-Zwischenüberhitzer nach der MD Turbine, auch ein Dampfkreislauf diskutiert, bei dem der teilentspannte Dampf (7 MPa) nach der HD Turbine zurück in den Reaktor geführt wird. Der Reaktortyp ist ein Druckröhrenreaktor (CANDU), der mit schwerem Wasser moderiert wird. Somit werden neben den HD Druckröhren auch MD Druckröhren benötigt, was die Auslegung und Regelung des Reaktors aufwendiger macht [31]. Für einen Reaktortyp mit einem Druckbehälter wäre eine dicke Trennwand zwischen den beiden Druckbereichen notwendig. Diese würde massiv Neutronen absorbieren und durch den hohen Neutronenfluss verspröden. Daher wurde die Variante der Zwischenüberhitzung durch nukleare Aufheizung bisher nur für Druckröhrenreaktoren untersucht.

Eine neue Version der japanischen Konzeptstudie für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen sieht einen Dampfkreislauf ohne Zwischenüberhitzung vor [112]. Der heiße Dampf wird nach dem Reaktor (510°C, 25 MPa) auf die HD Turbine geleitet und anschließend in der MD Turbine auf 1.1 MPa entspannt. Die kondensierten Wassertropfen werden vor der ND Turbine abgeschieden. Die Restfeuchte in der ND Turbine wird durch Absaugschlitze an den Anzapfungen herabgesetzt. Das vorgestellte System zeichnet sich durch einen einfachen Aufbau aus: es wird kein zusätzlicher Wärmetauscher für die Zwischenüberhitzung benötigt. Aufgrund des geringeren spezifischen Turbinenwirkungsgrads wegen des höheren Feuchtegehaltes in der ND Turbine liegt der berechnete Gesamtwirkungsgrad des Prozesses jedoch bei nur 42.7%.

1.2.3.2 Konzept der Zwischenüberhitzung beim High Performance Light Water Reactor

Bitterman et al. [16] stellten 2004 den ersten Dampfkreislauf für den HPLWR vor. Im Gegensatz zu den anderen Konzepten wird der Zwischenüberhitzerdruck auf 3.7 MPa angehoben, um eine Entspannung ins Zweiphasengebiet in der MD Turbine und somit einen Tröpfchenabscheider zu vermeiden. Der Zwischenüberhitzer ist nach der HD Turbine angeordnet und wird mit heißem Dampf, der direkt nach dem Reaktor angezapft wird, sowie einer Anzapfung bei 6.9 MPa beheizt. Somit orientiert sich dieser Dampfkreislauf noch mehr an dem eines überkritischen, fossilbefeuerten Kraftwerks. Hier wird die Entspannung ins Zweiphasengebiet in der HD und MD Turbine ebenfalls vermieden. Der Dampfkreislauf sieht einen volltourigen Turbosatz (3000rpm) vor und erzeugt 1000 MW_{el}. Der thermische Wirkungsgrad berechnet sich zu 43.9%. Bogoslovskaya [17] vergleicht die Anordnung des Zwischenüberhitzers nach der HD Turbine mit der Anordnung des Zwischenüberhitzers zwischen MD und ND Turbine. Sie berechnet die benötigte Fläche für die Wärmeübertragung im Zwischenüberhitzer für beide Varianten. Bei einer Anordnung der Zwischenüberhitzung zwischen MD und ND Turbine ist diese größer, jedoch benötigt ein Zwischenüberhitzer nach der HD Turbine dickere Wandstärken aufgrund der höheren Drücke. Auf die zusätzliche Komponente eines Wasserabscheiders kann aber verzichtet werden.

Der HPLWR Dampfkreislauf wurde von Schlagenhauser et al. [94] und Brandauer et al. [19] weiter angepasst und optimiert. Sie schlagen aus ökonomischen und technischen Gründen eine einstufige Zwischenüberhitzung bei einem Druck von 4.25 MPa auf eine Temperatur von 441°C vor. Die Anzahl der Vorwärmer wurde auf sieben festgelegt. Der Speisewasservorwärmer bildet einen weiteren Vorwärmer. Der optimierte Dampfkreislauf hat einen thermischen Wirkungsgrad von 43,5% und eine elektrische Leistung von 1000 MW_{el}. Abb. 1-7 zeigt eine schematische Darstellung des HPLWR Dampfkreislaufs [19]. Ähnlich wie bei fossilbefeuerten Kraftwerken ist der Turbosatz in drei Einheiten unterteilt (HD, MD und ND). Mit einer thermischen Leistung von 2300 MW wird ein Massenstrom von 1179 kg/s im Reaktor von 280°C auf 500°C aufgeheizt. Nach dem Turbosatz mit einstufiger Zwischenüberhitzung nach der HD Turbine wird der teilentspannte Nassdampf im Kondensator bei 5 kPa kondensiert. Die Vorwärmstrecke besteht aus drei Niederdruckvorwärmern, dem Speisewassertank und vier Hochdruckvorwärmern. Die Hauptspeisewasserpumpen nach dem Speisewassertank erhöhen den Druck des Speisewassers auf überkritisches Niveau. Nach der Vorwärmstrecke strömt das Speisewasser mit einer Temperatur von 280°C in den Reaktor. Ungefähr 50%

des ursprünglichen Massenstroms im Reaktor erreichen den Kondensator, der Rest wird vorher angezapft und für die Zwischenüberhitzung sowie Speisewasservorwärmung genutzt.

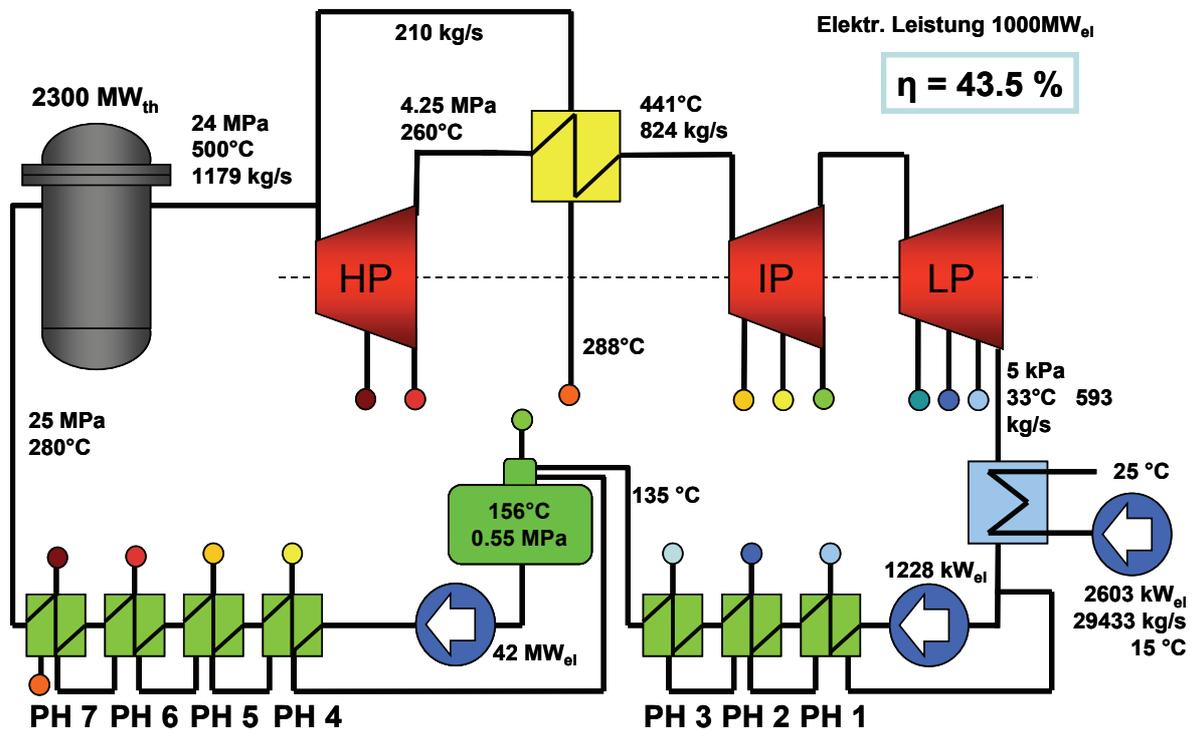


Abb. 1-7 Schematische Darstellung des HPLWR Dampfkreislaufs [19]

1.2.4 Vergleich der Zwischenüberhitzungskonzepte

Tab. 1-1 zeigt einen Vergleich der Zwischenüberhitzerkonzepte eines fossilgefeuerten Kraftwerks, eines Siedewasserreaktors und des High Performance Light Water Reactors. Als Referenz für das fossilgefeuerte Kraftwerk dient Block K des Braunkohle Kraftwerks in Niederaußem [91], [46]; als Referenz für den Siedewasserreaktor wurde Block B [11] des Siedewasserreaktors in Gundremmingen verwendet. Der Massenstrom des FFKW entspricht in etwa dem Massenstrom des HPLWR Konzepts und beträgt ca. 50% weniger als der Massenstrom des SWR. Die Gründe dafür sind der deutlich niedrigere Systemdruck von 7 MPa und die niedrigere Auslegungstemperatur von 286°C des SWR bei einer lediglich ca. 30% höheren elektrischen Leistung. Aufgrund des niedrigen Systemdrucks und der niedrigeren Temperatur liegt der Wirkungsgrad des SWR bei nur 35%. Durch die Druck- und Temperatursteigerung hat das HPLWR Konzept einen prognostizierten Wirkungsgrad auf ähnlichem Niveau wie ein FFKW (~44%).

Für den HPLWR ist eine volltourige Turbine vorgesehen, ähnlich der in fossilbefeuerten Kraftwerken. Durch den höheren Massenstrom benötigt der SWR einen halbtourigen Turbosatz. Da für das HPLWR Konzept bisher noch kein Turbosatz dimensioniert worden ist, ist das Verhältnis des Zwischenüberhitzer-Massenstroms, der ZÜ Druck, die ZÜ Temperatur und die Leistungsverteilung in den Turbinensektionen noch zu optimieren, worauf in Kap. 3 näher eingegangen wird.

Tab. 1-1 Vergleich Zwischenüberhitzungskonzepte: Fossilgefeuertes Kohlekraftwerk (FFKW), Siedewasserreaktor (SWR) und High Performance Light Water Reactor (HPLWR)

	FFKW (Niederaußem)	SWR (Gundremmingen)	HPLWR (Konzept)
Gesamtmassenstrom	1094 kg/s	2077 kg/s	1179 kg/s
Druck	26,5 MPa	7 MPa	25 MPa
Temperatur	580°C	286°C	500°C
Elektrische Leistung	950 MW	1344 MW	1000 MW
Wirkungsgrad	43%	35%	~44%
ZÜ Massenstrom	-	128 kg/s	<i>zu optimieren</i>
ZÜ Druck	6 MPa	0,9 MPa	<i>zu optimieren</i>
ZÜ Temperatur	600°C	240°C	<i>zu optimieren</i>
Turbine	volltourig	halbtourig	volltourig
Sektion	HD MD ND	HD und ND	HD MD ND
Leistungsverteilung	33% 33% 33%	40%, 60%	<i>zu optimieren</i>

1.3 Wärmeübertragung von überkritischen Fluiden

Für das Zwischenüberhitzerkonzept im SCWR wird ein Wärmeüberträger benötigt, der Wärme von einem überkritischen Fluid auf gesättigten bzw. überhitzten Dampf überträgt. Dies ist eine prinzipiell neue Komponente für ein Kernkraftwerk.

1.3.1 Überkritische Fluide mit Wärmezufuhr

Der Wärmeübergang von beheizten überkritischen Fluiden ist in den letzten Jahrzehnten intensiv untersucht worden. Pioro und Duffey [92] geben eine Literaturübersicht bzgl. des Wärmeübergangsverhaltens von überkritischen Fluiden. Zusammen mit numerischen Untersuchungen kann gefolgert werden, dass der Wärmeübergangskoeffizient von überkritischen Fluiden von der Wärmestromdichte, der Massenstromdichte und der Strömungsrichtung beeinflusst wird. Vier Wärmeübergangsbereiche für beheizte Strömungen von überkritischen Fluiden konnten so im Vergleich zu bestehenden Wärmeübergangskorrelationen für turbulente Strömungen bereits unterschieden werden [89]:

- Verbesserter Wärmeübergang als bei konstanten Stoffeigenschaften des Fluids bei niedrigen Wärmeströmen und hohen Massenstromdichten
- Übergangsbereich: Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der pseudo-kritischen Temperatur geht zurück, jedoch ist der Anstieg der Wandtemperaturüberhöhung immer noch gering.
- Verschlechterter Wärmeübergang aufgrund einer starken Veränderung der Stoffeigenschaften. Es bildet sich eine isolierende „dampfähnliche“ Schicht an der beheizten Wand. Die Wandtemperatur steigt dramatisch an.

- Verschlechterter Wärmeübergang aufgrund von Auftriebskräften, die zu einer Relaminarisierung und damit Verminderung der Turbulenz führen, typischerweise mit Geschwindigkeitsprofilen in M-Form.

1.3.2 Überkritische Fluide mit Wärmeabfuhr

Im Gegensatz zu beheizten Strömungen mit überkritischen Fluiden wurden gekühlte Strömungen bisher nur wenig und nicht systematisch untersucht. Prinzipiell kommen aber nur der erste und der letzte Wärmeübergangsbereich aus Abschnitt 1.3.1, also der Einfluss von Auftriebskräften auf den Wärmeübergang in Betracht.

Dang und Hihara [26] untersuchten experimentell und numerisch den Wärmeübergang von gekühlten, horizontalen Rohrströmungen mit überkritischem Kohlenstoffdioxid. Verschiedene Rohrdurchmesser von 1 bis 6 mm wurden getestet. Die Experimentatoren berichteten von Schwierigkeiten bei der Auswertung der Messungen aufgrund von instabilen Störungen des radialen Profils der Stoffeigenschaften. Nach einem Vorschlag von Gnielinski [40] wird eine Gleichung mit veränderter Berechnung der Referenztemperatur für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten vorgeschlagen. Beste Übereinstimmung zwischen experimentellen Daten und numerischen Simulationen konnte mit einem low-Reynolds $k-\varepsilon$ Ansatz erzielt werden. Krüzenga et al. [66] untersuchten experimentell den Wärmeübergang von überkritischem Kohlenstoffdioxid in einem halbrunden Rohr. Beim Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit verschiedenen Nusselt-Korrelationen stellte sich heraus, dass der Wärmeübergangskoeffizient bei der pseudo-kritischen Temperatur von allen getesteten Korrelationen überschätzt wurde. Weiterhin stellen Krüzenga et al. [66] eine gute Überstimmung zwischen numerischen Simulationen und experimentell ermittelten Daten fest, wenn für die Simulationen keine Wandfunktionen und ein $k-\varepsilon$ oder SST $k-\omega$ Turbulenzmodell verwendet wurde.

1.3.3 Experimentelle Untersuchungen von gekühltem CO₂ in vertikal abwärtsgerichteten Rohrströmungen

Bruch et al. [21] führten experimentelle Untersuchungen von gekühltem, überkritischem CO₂ in vertikal abwärts- und aufwärtsgerichteten Strömungen durch. Der Einfluss der Strömungsrichtung und damit der Auftriebskräfte wurde für verschiedene Drücke und unterschiedliche Massenstromdichten untersucht.

Der Versuchsstand von Bruch et al. [21] besteht aus zwei senkrechten Doppelrohrwärmetauschern, die durch einen U-Bogen verbunden und somit in Serie geschaltet sind, vgl. Abb. 1-8. Für die später folgende Validierung einer Methodik zur Auslegung eines Wärmeübertragers für die HPLWR Zwischenüberhitzung soll im Folgenden nur der Teilbereich für vertikale Abwärtsströmung betrachtet werden. Jeder Teilabschnitt ist 0,75 m lang, und überkritisches CO₂ strömt im inneren Kupferrohr (6 mm Innendurchmesser) von oben nach unten. Kühlwasser fließt ringförmig im äußeren Rohr von unten nach oben. Der CO₂-Massenstrom wird mit einem Coriolis-Massendurchflussmessgerät bestimmt. Der Gesamtdruck wird vor der Messstrecke und der Differenzdruck nach der Messstrecke erfasst. Die Temperaturen des gekühlten Fluids und des kühlenden Fluids werden vor und nach der Teststrecke gemessen.

Somit kann der Wärmeübergangskoeffizient des überkritischen CO_2 an die Rohrwand berechnet werden. Auf die Versuchsergebnisse wird in Kap. 4.7 noch näher eingegangen.

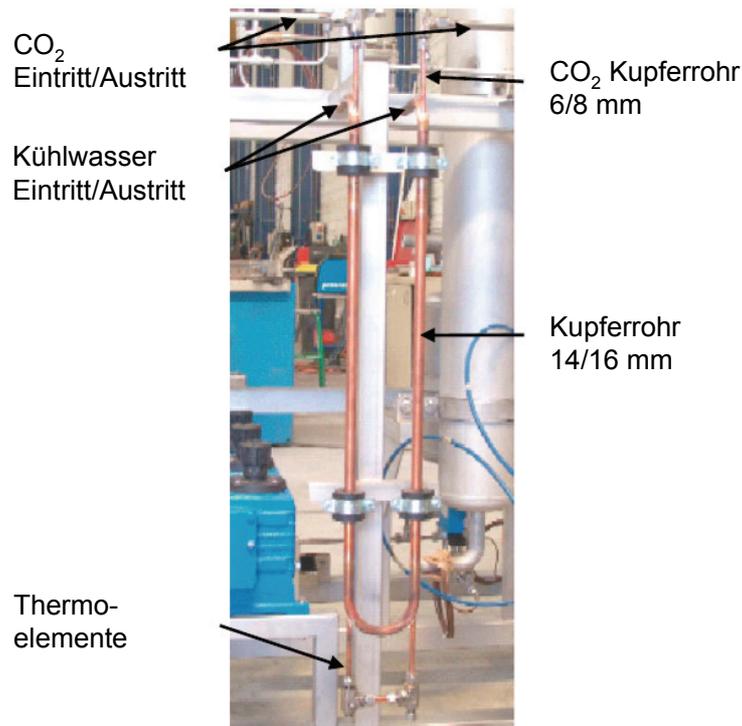


Abb. 1-8 Versuchsstand: Doppelrohrwärmetauscher mit gekühltem, überkritischem CO_2 , Bruch et al. [21]

1.4 Strömungsinstabilitäten

Für die Auslegung eines Wärmeübertragers für die Zwischenüberhitzung des HPLWR Konzepts stellt sich neben der Frage der präzisen Bestimmung des Wärmeübergangs auch die Frage nach dem Auftreten möglicher Strömungsinstabilitäten. Strömungsinstabilitäten lassen sich gemäß [18] in statische und dynamische Instabilitäten unterteilen. Hierbei beziehen sich die Begriffe „statisch“ und „dynamisch“ auf die Ursache der Instabilität. Generell gilt ein technisches System als stabil, wenn es sich nach einer kleinen Störung asymptotisch dem Ausgangszustand vor der Störung wieder annähert. Bei einem instabilen System nähert sich der Zustand des Systems nach einer kleinen Störung nicht wieder dem Ausgangszustand an. Bei statischen Instabilitäten liegt der Grund hierfür im stationären Zustand des Systems, daher kann diese Art von Instabilität aus stationären Betrachtungen (z.B. stationärer Druckverlust für verschiedene Massenströme) vorhergesagt werden. Eine statische Instabilität kann entweder zu einem neuem stationären Zustand oder zu einem periodischen Verhalten führen. Einer dynamischen Instabilität liegt die Antwort des Systems auf dynamische Vorgänge zu Grunde (z.B. Druckverluständerung aufgrund einer Massenstromänderung). Das System wirkt als Katalysator für die ursprünglich kleine Störung.

Das folgende Kapitel ist nicht als Übersicht für alle Instabilitäten in Rohrströmungen gedacht, vielmehr sollen Instabilitäten, die für den Betrieb eines Zwischenüberhitzers in einem HPLWR relevant sind, erklärt werden. Dazu sei darauf hingewiesen, dass in der Literatur praktisch keine Hinweise zu finden sind auf Untersuchungen über Instabilitäten bei gekühlten

Rohrströmungen von überkritischen Fluiden. Dagegen sind Instabilitäten bei unterkritischen, zweiphasigen Strömungen in den letzten 30 Jahren intensiv untersucht worden. Ferner lag der Fokus auf beheizten Strömungen. In den Arbeiten von Ortega et al. [88] und Ambrosini [3] wird die Theorie von stationären und dynamischen Instabilitäten für beheizte Kanalströmungen für überkritische Fluiden erweitert. Gemäß Bergles et al. [13] sind für zweiphasige, unterkritische Strömungen Stabilitätsbetrachtungen hauptsächlich für beheizte Systeme durchgeführt worden, mit dem Hinweis, dass Kondensationssysteme prinzipiell das gleiche Verhalten zeigen. Daher wird in dieser Arbeit versucht, die Mechanismen für Strömungsinstabilitäten in Rohrströmungen mit unterkritischen, kondensierenden Fluiden auf die Anwendung eines HPLWR Zwischenüberhitzers mit gekühltem überkritischem Wasser zu übertragen.

1.4.1 Massenstromfehlverteilung bzw. Ledinegg Instabilität

Massenstromfehlverteilung oder Ledinegg Instabilität ist ein stetiger Übergang des Massenstroms zu einem höheren oder niedrigeren Wert [74]. Betrachtet wird ein beheizter Kanal mit einer externen Pumpe. Die Ledinegg Instabilität bedarf einer Region mit sinkendem Druckverlust für steigenden Massenstrom. Zur Erklärung ist in Abb. 1-9 der schematische Druckverlustverlauf des Kanals über dem Massenstrom gezeigt [71], [20]. Die gestrichelte Kurve auf der linken Seite des Diagramms zeigt Druckverlustverlauf/ Massenstrom für den Fall, dass nur Dampf durch den Kanal strömt. Die gestrichelte Kurve weiter rechts gilt für den Fall, dass nur Flüssigkeit durch den Kanal strömt. Unter bestimmten Betriebsbedingungen hat die Druckverlustcharakteristik einer Zweiphasenströmung einen S-förmigen Verlauf. Dies gilt insbesondere für Kanäle, in denen das Fluid einen großen Dichteunterschied in Strömungsrichtung hat, z.B. Verdampfung oder Kondensation von Wasser. Des Weiteren ist in Abb. 1-9 eine mögliche Pumpencharakteristik dargestellt. Die möglichen Betriebspunkte sind gegeben durch die Schnittpunkte der S-Kurve mit der Kennlinie der Pumpe. Im angenommenen Beispiel hat die Pumpencharakteristik drei mögliche Betriebspunkte (A, B und C). Angenommen, der Nominalbetriebspunkt liegt in Schnittpunkt B, so kann durch eine kleine Störung der Betriebspunkt zu einem höheren oder niedrigen Massenstrom springen bei gleichem Druckverlust. Der Betriebspunkt B ist also instabil. Durch eine Drossel am Eintritt des Kanals wird die Kreislaufkennlinie steiler, dadurch wird die Ledinegg Instabilität vermieden.

Bei mehreren parallelen Kanälen, denen ein identischer Druckverlust durch ein gemeinsames Eintritts- und Austrittsplenum aufgeprägt wird, kann es zu einer Massenstromfehlverteilung kommen, falls die Pumpenkennlinie mehrere Schnittpunkte mit der S-Kurve hat. Es stellen sich in den verschiedenen Kanälen unterschiedliche Massenströme ein. Dadurch wird der Wärmeübergang beeinflusst.

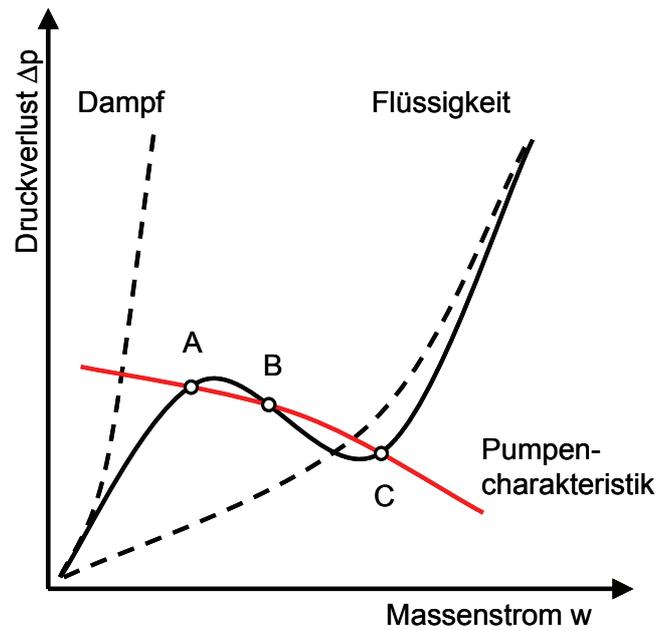


Abb. 1-9 Druckverlustcharakteristik für einen Kanal für verschiedene Massenströme

1.4.2 Experimentelle Beobachtung von Instabilitäten bei Kondensation

Bergles [13] erwähnt eine Instabilität bei abwärtsgerichteter Dampfkondensation in einem 7,4 mm Durchmesser und 2,4 m langen Kupferrohr. Das zugehörige Experiment wurde von Goodykoontz und Dorsch [41] durchgeführt. Die periodischen Druckoszillationen traten nur bei Kondensationslängen zwischen 0,52 m und 1,13 m auf. Bei längeren oder kürzeren Kondensationslängen konnten keine Instabilitäten beobachtet werden.

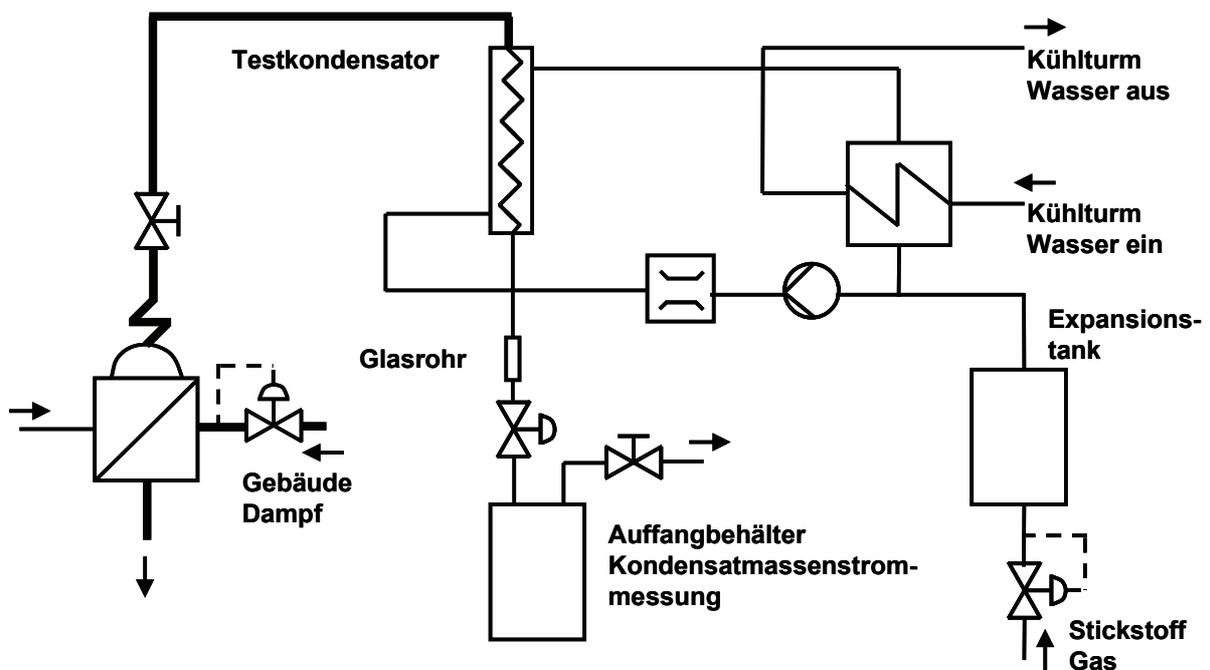


Abb. 1-10 Versuchsaufbau gemäß [41]: Testkondensator (2,4 m Länge, 7,4 mm Innendurchmesser) im Gegenstrombetrieb

In Abb. 1-10 ist der Versuchsaufbau gemäß [41] dargestellt. Wasser wird in einem Verdampfer zum Sieden gebracht und anschließend leicht überhitzt. Ein Kontrollventil regelt den Massenstrom. Im Testkondensator wird der überhitzte Dampf vollständig kondensiert. Dies kann mittels eines Glasrohrs am Ausgang des Kondensators kontrolliert werden. Der Kondensator wird im Gegenstromverfahren mit Wasser gekühlt, das wiederum durch einen zweiten Wärmetauscher strömt und gekühlt wird. Der Volumenausgleich wird durch einen Expansions-tank mit Stickstoffzufuhr gewährleistet. Das Kondensat strömt in einen Auffangbehälter, und somit kann der integrale Massenstrom bestimmt werden.

Der Kondensator ist mit Instrumentierung so ausgestattet, dass die Dampfeintrittstemperatur, Kondensataustrittstemperatur, Kondensatorwandtemperaturen, Kühlwassertemperaturen, Dampfeintrittsdruck, statischer Druck im Kondensatorrohr an verschiedenen axialen Positionen und Kondensat- und Kühlwassermassenstrom gemessen werden. Die Positionen der Temperatur- und Druckmessstellen, bezogen auf den Kondensatoreintritt, können Anhang A entnommen werden. Die Temperaturen werden mit Thermoelementen und die statischen Drücke mit U-Rohr Manometern bestimmt. Der Kühlwassermassenstrom wird mit einem Durchflussmessgerät bestimmt, und der Kondensatmassenstrom kann durch Messen der Zeit zur Füllung des bekannten Volumens des Auffangbehälters bestimmt werden.

Das Experiment wurde von Goodykoontz und Dorsch [41] mit Dampfeintrittsdrücken zwischen 0,1 bis 0,27 MPa durchgeführt. Zusammen mit hohen Massenstromdichten ergeben sich sehr hohe Dampfeintrittsgeschwindigkeiten von 95 bis 310 m/s. Abb. 1-11 zeigt beispielhaft die im Experiment beobachtete Instabilität. Dazu wurde das 0,3 m vom Kondensatoreintritt entfernte U-Rohr Manometer durch einen Druckmessaufnehmer ersetzt. Dieser liefert ein zeitabhängiges Differenzdrucksignal. Der Versuch wurde bei einem zeitlich gemittelten Dampfeintrittsdruck von 205 kPa durchgeführt. Die periodischen Druckschwingungen haben eine Amplitude von 114 kPa und eine Frequenz von ca. 6 Hz. Die Druckschwingungen haben enge negative Spitzen und breite positive Scheitel.

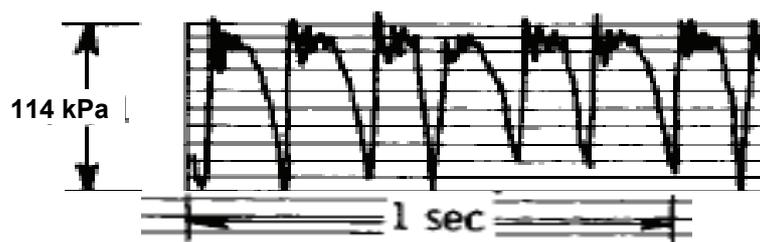


Abb. 1-11 Beispielhafter Druck- Zeitverlauf für instabilen Versuch [41]

1.4.3 Kelvin-Helmholtz Instabilität

Instabilitäten an der Grenzschicht von zwei horizontal geschichteten Fluiden mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten sind in der Literatur als Kelvin-Helmholtz Instabilität bekannt [83]. Sie können grundsätzlich bei der Kondensation in horizontalen Röhren auftreten. Eine kleine Störung führt zur Anregung, also Wellenbewegungen an der Grenzschicht, wenn

$$g \cdot (\rho_2^2 - \rho_1^2) < a \cdot \rho_1 \cdot \rho_2 \cdot (U_1 - U_2)^2, \quad (1.1)$$

für die konstanten Geschwindigkeiten U_1 und U_2 der beiden Schichten mit den Dichten ρ_1 und ρ_2 , vgl. Abb. 1-12. Für große Wellenzahlen a und damit kleine Wellenlängen ($\lambda_w = 2 \cdot \pi / a$), ergibt sich bereits für geringe Dichte- und Geschwindigkeitsunterschiede eine Anregung.

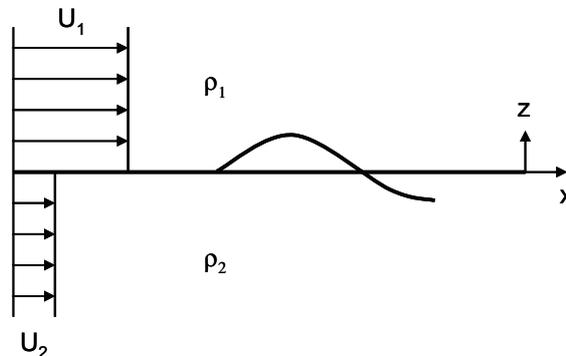


Abb. 1-12 Wellenbewegung an der Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Dichten und Geschwindigkeiten (Kelvin-Helmholtz Instabilität)

1.5 Aufgabenstellung und Aufbau der Arbeit

Wie in Abschnitt 1.2.4 beschrieben, fehlt für das HPLWR Konzept bisher eine detaillierte Turbosatzauslegung ebenso wie eine Auslegung und Optimierung des Zwischenüberhitzers. Die bisherigen Abschätzungen zum Zwischenüberhitzerdruck und zur –temperatur basieren auf prinzipiellen Überlegungen und sind noch nicht bzgl. Wirkungsgrad und Machbarkeit untersucht worden. Der HPLWR-Dampfkreislauf sieht eine Zwischenüberhitzung ohne vorgeschalteten Wasserabscheider vor. Es ist daher noch zu prüfen, ob der ins Auge gefasste volltourige Turbosatz hinsichtlich mechanischer Festigkeit und Restfeuchte realisierbar ist. Für eine abschließende Bewertung des HPLWR Konzepts und insbesondere für belastbare Kostenanalysen ist es unabdingbar, den Turbosatz und den Zwischenüberhitzer zu dimensionieren.

Die Optimierung des Zwischenüberhitzerdrucks, ein hinreichender Wärmeübergang und eine stabile Strömung sind die grundsätzlichen Herausforderungen bei der thermohydraulischen Auslegung des Zwischenüberhitzers. Für das HPLWR-Zwischenüberhitzerkonzept sollen daher zunächst die Zwischenüberhitzertemperatur und der –druck variiert werden, um den optimalen Wirkungsgrad zu ermitteln. In diesem Optimum wird dann die Turbinenauslegung überprüft. Anschließend kann ein entsprechender Wärmeüberträger dimensioniert werden. Dies ist eine prinzipiell neue Komponente für ein Kernkraftwerk. Wärme wird von einem überkritischen Fluid auf gesättigten bzw. überhitzten Dampf übertragen. In der vorliegenden Arbeit wird diese Komponente genauer untersucht und verschiedene Fragestellungen werden betrachtet.

Um einen hinreichenden Wärmeübergang des Zwischenüberhitzers sicherzustellen, wird anhand des in Abschnitt 1.3.3 beschriebenen Experiments aus der Literatur ein CFD Ansatz validiert, und somit Wärmeübergangsphänomene von gekühlten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden beschrieben. Von den Wärmeübergangsbereichen, bekannt für den Fall von Wärmezufuhr, wird hier der Fall der Relaminarisierung bzw. der verschlechterte Wärme-

übergang von auftriebsbehafteten, gekühlten Rohrströmungen numerisch untersucht, da dieser Effekt den Wärmeübergang des Zwischenüberhitzers erheblich beeinträchtigen könnte.

Die bisher vorliegenden Arbeiten über Instabilitäten bei beheizten Rohrströmungen mit unterkritischen und teilweise auch mit überkritischen Fluiden motivieren schließlich zu einer Untersuchung über die Stabilität von gekühlten Rohrströmungen, speziell mit überkritischen Fluiden. Dazu soll in dieser Arbeit das Auftreten stationärer Instabilitäten mit Hilfe stationärer Zustandsgleichungen untersucht werden.

Der bisher noch nicht geklärte Mechanismus, der im Experiment gemäß Abschnitt 1.4.2 beobachteten Instabilität, wird ebenfalls numerisch untersucht und dann auf überkritische Druckzustände übertragen.

Das Kelvin-Helmholtz Instabilitätskriterium bezieht sich auf zwei Fluide mit unterschiedlichen Dichten und einer Phasengrenzfläche. Ähnliche Effekte sind jedoch auch bei überkritischen Fluiden ohne Phasengrenze denkbar. Mit Hilfe zeitabhängiger numerischer Simulationen sollen daher mögliche Instabilitäten bei einphasigen, geschichteten Strömungen mit überkritischen Fluiden numerisch untersucht werden. Der Einfluss möglicher Dichtewellen auf den Wärmeübergang im horizontalen Rohr soll ebenfalls betrachtet werden.

Die folgenden Ausführungen sind in der Weise aufgebaut, dass den Ergebnissen der Simulationen jeweils ein Kapitel zu den verwendeten theoretischen Grundlagen vorangestellt ist.

2 Grundlagen für die Auslegung eines Zwischenüberhitzers für den HPLWR

Zunächst werden die theoretischen Grundlagen zur Auslegung und Optimierung eines Wärmeübertragers für die HPLWR Zwischenüberhitzung vorgestellt. Neben der mechanischen Auslegung wird speziell auf die Berechnung des Wärmeübergangs eingegangen.

2.1 Optimierung des Zwischenüberhitzerdrucks und der -temperatur

Um die Zwischenüberhitzertemperatur und den Zwischenüberhitzerdruck zu optimieren, wurden null-dimensionale Simulationen des HPLWR Dampfkreislaufs durchgeführt. Null-dimensional bedeutet hierbei, dass nur die Massenerhaltungs- und die Energieerhaltungsgleichung für ein System ohne geometrische Parameter gelöst wird. Druckverluste für die einzelnen Komponenten werden vorgegeben. Die Simulationen wurden mit KRAWAL-Modular, einer SIEMENS Software durchgeführt. So wie andere null-dimensionale System-Codes besteht KRAWAL aus einer grafischen Benutzeroberfläche (engl.: graphical user interface GUI) und einem Rechenkern. Die Stoffeigenschaften von Wasser/ Dampf sind mit dem IF-97 Software Paket [34] implementiert, und die Matrix aus Wärme- und Massenbilanzen wird mit einer gedämpften Newton Methode berechnet. Im Gegensatz zu anderen System Codes beinhaltet KRAWAL ein detailliertes Turbinenmodell. Ausgehend von einer Erosionskennzahl E_c , berechnet aus dem Dampfdruck p [bar] und dem Dampfgehalt x [-] vor der betrachteten Stufe, sowie aus der Drehzahl n [s^{-1}] und dem Blattspitzendurchmesser D_a [m] der Stufe kann eine Turbinenauslegung durchgeführt werden [50]. Diese Erosionskennzahl E_c wird in der Software KRAWAL programmintern überprüft und bei Überschreitung entsprechend gewarnt.

$$E_c = (1-x)^2 \cdot \frac{1}{p} \cdot \left(D_a \cdot \frac{n}{50} \right)^3 \quad (2.1)$$

Die Restfeuchte lässt sich durch Entwässerungsschlitze im Ringspalt vor der Leitschaufel, sowie durch innen beheizte Leitschaufeln herabsetzen. Beide Maßnahmen können in KRAWAL-Modular berücksichtigt werden.

2.2 Auslegung und Optimierung eines Zwischenüberhitzers für den High Performance Light Water Reactor

2.2.1 Mechanische Auslegung des Zwischenüberhitzers

Der Zwischenüberhitzer des HPLWR wird als Geradrohrbündelwärmetauscher ausgeführt. Um einen dickwandigen Mantel zu vermeiden, befindet sich das Hochdruckfluid auf der Rohrseite. Der Wärmeüberträger arbeitet nach dem Gegenstromprinzip. Im Folgenden soll die Bezeichnung Primärseite für das wärmeabgebende Medium und Sekundärseite für das wärmeaufnehmende Medium verwendet werden, gemäß [76]. Die benötigte Wandstärke s_R aller zylindrischen Bauteile, abhängig vom Außendurchmesser d_a , ergibt sich nach [42] zu:

$$s_R = \frac{\frac{p_{\max}}{10} \cdot d_a}{2 \cdot f \cdot z + \frac{p_{\max}}{10}}, \quad (2.2)$$

dabei ist p_{\max} , in MPa, der maximal auftretende Druck, f steht für die Berechnungsspannung des Materials in MPa. Diese wird mit der Dehngrenze berechnet, die wiederum nach KTA 3211.2 [68] für ferritische Stähle um den Sicherheitswert $S_B = 1,5$ verschwächt wird. $z = 0,85$ ist ein Verschwächungsbeiwert für Schweißnähte im zylindrischen Teil des Mantels. Für die nahtlos gezogenen Rohre des Zwischenüberhitzers ist der Verschwächungsbeiwert $z = 0$.

Die Rohre werden oben und unten in einer kreisrunden Platte fixiert. Anhand der AD 2000-Merkblätter [5] lässt sich die benötigte Wandstärke dieser Rohrplatte wie folgt bestimmen:

$$S_{RP} = C \cdot D_1 \cdot \sqrt{\frac{p_{\max} \cdot S_B}{10 \cdot f \cdot e} + c_1 + c_2}, \quad (2.3)$$

wobei f , p_{\max} und S_B Gleichung (2.2) entsprechen. Der Berechnungsdurchmesser D_1 berücksichtigt zusätzlichen Raum für Montage und entspricht dem Rohrplattenaußendurchmesser abzüglich der Wandstärke des Mantels. Der Berechnungsbeiwert $C = 0,4$ ist abhängig von der Art der Verankerung der Platte am Mantel. c_1 und c_2 sind Zuschläge für Wanddickenunterschreitung und Abnutzung; diese werden in der vorliegenden Arbeit gleich Null gesetzt. Der Verschwächungsbeiwert e bestimmt sich aus der Rohrteilung t_R . Um Druckverluste auf der Mantelseite zu minimieren, wurde eine quadratische Anordnung der Rohre gewählt [93].

2.2.2 Berechnung der Wärmeübertragung

Abb. 2-1 zeigt den typischen Verlauf der Temperatur über der übertragenen Wärme in einem Wärmeüberträger mit einem überkritischen Fluid auf der Primärseite (heißes Medium), das von einer Temperatur über der kritischen Temperatur auf eine Temperatur unter der kritischen Temperatur abgekühlt wird. In der Wärmeübertragungskurve ist für das heiße Fluid um die kritische Temperatur (374°C) ein Bereich mit annähernd konstanter Temperatur zu erkennen. Der Grund hierfür ist die hohe spezifische Wärmekapazität am kritischen Punkt. Um die Güte eines Wärmetauschers zu bewerten, wird normalerweise die Grädigkeit, der minimale Abstand der Temperaturkurven von heißer und kalter Seite, verwendet. Bei Kondensationssystemen ist dieser Punkt gegeben durch die Sättigungstemperatur. Bei überkritischen Systemen ist die Temperatur, bei der die beiden Wärmeübertragungskurven den geringsten Abstand haben, nicht a priori definiert. Daher wird im Folgenden ein Wirkungsgrad definiert, um die Güte eines HPLWR Zwischenüberhitzers zu bewerten.

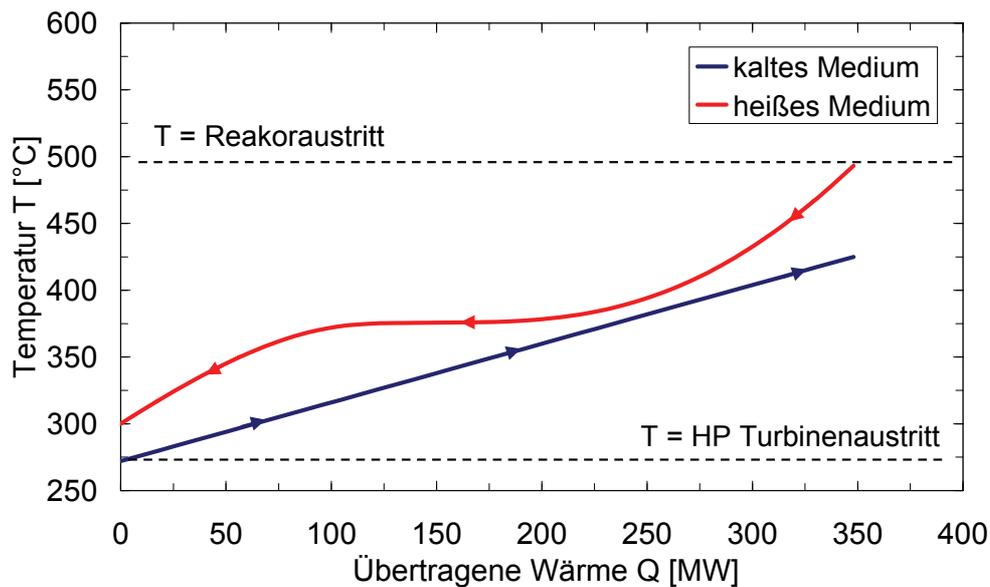


Abb. 2-1 Wärmeübertragungskurven für einen HPLWR Zwischenüberhitzer (schematisch)

2.2.2.1 Thermodynamische Optimierung

Zur Bewertung der Güte eines Wärmeübertragers mit überkritischem Wasser auf der Primärseite und überhitzten Dampf auf der Sekundärseite wird der exergetische Wirkungsgrad η_{ex} verwendet. Dieser berechnet sich aus dem Quotienten der Exergieänderung auf der Sekundärseite ΔE_2 und der Exergieänderung auf der Primärseite ΔE_1 .

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta E_2}{\Delta E_1} \quad (2.4)$$

Die Exergie E eines geschlossenen Systems, ohne Änderung kinetischer und potentieller Energie, ist nach [7] folgendermaßen definiert:

$$E = H - H_U - T_U \cdot (S - S_U), \quad (2.5)$$

hierbei bezeichnet der Index U den Umgebungszustand; im Kraftwerk ist dabei der Zustand im Kondensator gemeint. H steht für die Enthalpie, T für die Temperatur und S für die Entropie. Die von den Temperaturkurven eingeschlossene Fläche kann als Maß für den exergetischen Wirkungsgrad eines Wärmeübertragers aufgefasst werden.

2.2.2.2 Einfluss von Auftriebskräften auf den Wärmeübergang

Nach Aicher und Martin [1] gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten der Kombination von natürlicher und erzwungener Konvektion in einem senkrechten Rohr, unabhängig von Wärmezufuhr- oder -abfuhr: Beide treibenden Kräfte wirken in die gleiche Richtung, oder natürliche und erzwungene Konvektion wirken in entgegengesetzter Richtung. Für die thermischen Randbedingungen gibt es zwei theoretische Grenzfälle: Einheitliche Wandtemperatur oder

einheitlicher Wandwärmestrom, wobei letzterer sich für gekühlte Rohrströmungen nur schwer realisieren lässt.

Weiterhin gilt nach [1] für den Fall, dass sowohl natürliche als auch erzwungene Konvektion in der gleichen Richtung wirken, dass das Fluid in der wandnahen Region beschleunigt wird. Aufgrund der Massenerhaltung wird das Fluid im Kernbereich der Strömung verzögert. Das Geschwindigkeitsprofil wird in Wandnähe steiler und flacht sich zur Mitte der Strömung hin ab. Es entsteht ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil. Umgekehrt ist die Situation für den Fall, dass erzwungene und reine Konvektion in entgegengesetzter Richtung wirken. In Wandnähe ist hier das Geschwindigkeitsprofil weniger steil, da das Fluid durch die Auftriebs-effekte verzögert wird. Wegen der Massenerhaltung wird die Geschwindigkeit im Kern der Strömung erhöht.

Ein erster Ansatz, um den Einfluss von Auftriebskräften auf den Wärmeübergangskoeffizienten abzuschätzen, wurde von Metais und Eckert [78] 1963 vorgestellt. Sie veröffentlichten Karten mit Regionen für natürliche, erzwungene und gemischte Konvektion. Die Autoren geben jedoch keine Korrelation für den Wärmeübergangskoeffizienten an. Abb. 2-2 zeigt die verschiedenen Regionen und deren Grenzen. Der Parameter auf der Ordinate ist die Reynolds-Zahl, der Parameter auf der Abszisse ist ein Produkt aus Grashof- und Prandtl-Zahl (= Rayleigh-Zahl) mit dem Quotienten aus Rohrdurchmesser d und Rohrlänge L . Damit können Einlaufeffekte der Strömung berücksichtigt werden. Die Grashof-Zahl Gr^* wird mit dem Rohrdurchmesser und mit der Wandwärmestromdichte gebildet.

Die Bereiche der Zwangs- und der freien Konvektion basieren auf verschiedenen experimentellen Ergebnissen. Diese wurden teils mit konstantem Wandwärmestrom (engl.: uniform heat flux – UHF) und teils mit konstanter Wandtemperatur (engl.: uniform wall temperature – UWT) ermittelt. Die Ergebnisse einiger weniger Versuche, bei denen die beiden Kräfte in entgegengesetzter Richtung wirken, sind ebenfalls in Abb. 2-2 wiedergegeben. Der laminar-turbulente Umschlag für reine Zwangskonvektion ist auf linken Seite der Abb. 2-2 bei einer Reynolds-Zahl von ca. 2300 durch eine schraffierte Fläche hervorgehoben. Der laminar-turbulente Umschlag für reine Naturkonvektion ist bei einem Produkt aus Rayleigh-Zahl und dem Quotienten aus Rohrdurchmesser und Rohrlänge von ca. 10^9 ebenfalls mit schraffierter Fläche gekennzeichnet. Bei einem niedrigeren Produkt dieser Kennzahlen verschiebt sich der laminar-turbulente Umschlag zu niedrigeren Reynolds-Zahlen. Für große Produkte aus Rayleigh-Zahl und dem Quotienten aus Rohrdurchmesser und –länge sowie hohen Reynolds-Zahlen ist der Umschlag in Abb. 2-2 nicht dargestellt. Jedoch haben Hattori et al. [45] den Einfluss von Auftriebseffekten auf eine Plattenumströmung experimentell untersucht. Die Auswertung der Versuche zeigt, dass sich der laminar-turbulente Umschlag für hohe Grashof-Zahlen zu höheren Reynolds-Zahlen verschiebt. Auftriebskräfte können demnach für niedrige Reynolds-Zahlen Turbulenz erzeugen und für hohe Reynolds-Zahlen relaminarisierend wirken.

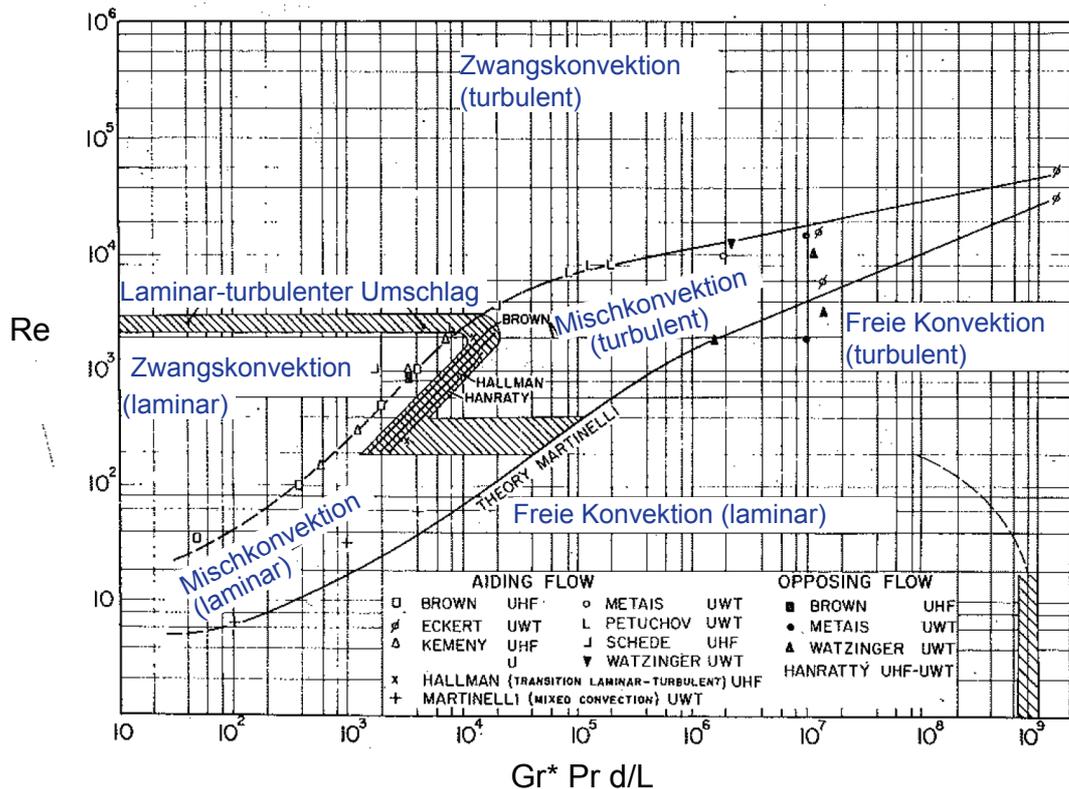


Abb. 2-2 Regionen für freie, erzwungen und Mischkonvektion für vertikale Rohrströmungen, nach [78]

Somit ergeben sich folgende dimensionslose Kennzahlen, um den Wärmeübergang für vertikale Rohrströmungen zu charakterisieren.

Reynolds-Zahl:
$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} = \frac{\rho \cdot U \cdot d}{\mu}$$

Prandtl-Zahl:
$$Pr = \frac{\text{Viskosität}}{\text{therm. Diffusivität}} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda}$$

Grashof-Zahl:
$$Gr^* = \frac{\text{Auftriebskräfte}}{\text{Viskosität}} = \frac{g \cdot \beta \cdot d^4 \cdot q}{\lambda \cdot \nu^2}$$

2.2.2.3 Wärmeübergangskorrelationen

Im Folgenden werden verschiedene Korrelationen für die Beschreibung des turbulenten Wärmeübergangs aufgelistet, vgl. Tab. 2-1. Diese sollen in der vorliegenden Arbeit für die Anwendung einer gekühlten Rohrströmung mit einem überkritischen Fluid getestet werden. Die meisten Wärmeübergangskorrelationen in der Literatur haben die Form einer modifizierten Dittus und Boelter Korrelation [27], vgl. Gleichung (2.6).

$$Nu = C_k \cdot Re^i \cdot Pr^j \cdot F \tag{2.6}$$

Diese wird mit der mittleren Temperatur und den mittleren Stoffeigenschaften berechnet und gilt daher besonders gut für Rohrströmungen mit geringem radialen Temperaturgradienten. Bruch et al. [21] modifizieren eine Wärmeübergangskorrelation nach Jackson und Hall [57], um die Ergebnisse des in Kap. 1.3.3 beschriebenen Experiments nachzurechnen. Im Folgenden soll die ursprüngliche Gleichung nach Jackson und Hall [57] eingeführt werden. Diese beinhaltet neben der mittleren Dichte ρ_b der Strömung auch die Dichte der Strömung an der Wand ρ_w .

Cheng et al. haben, basierend auf der Dittus und Boelter Korrelation [27], eine neue Wärmeübergangskorrelation vorgeschlagen [25]. Mit dieser konnten bereits gute Erfolge in der Vorhersage verschlechterter Wärmeübergänge von beheizten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden erzielt werden. Hierbei ist der Korrekturfaktor F abschnittsweise definiert und basiert auf dem Beschleunigungsfaktor π_A (engl.: acceleration number). Der Index $\pi_{A,PC}$ beschreibt die Stoffeigenschaften und Randbedingungen am pseudo-kritischen Punkt. Der Beschleunigungsfaktor π_A ist definiert mit dem Wärmeausdehnungskoeffizienten β , der spezifischen Wärmekapazität c_p , der Wärmestromdichte q und der Massenstromdichte G .

$$\pi_A = \frac{\beta}{c_p} \cdot \frac{q}{G} \quad (2.7)$$

Tab. 2-1 Ausgewählte Korrelationen für die Beschreibung des turbulenten Wärmeübergangs von Rohrströmungen

	C_k	i	j	F
Dittus-Boelter [27]	0,023	0,8	0,33	1,0
Jackson and Hall [57]	0,0183	0,82	0,5	$\left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0,3}$
Cheng [25]	0,023	0,8	0,33	$F = \min(F_1, F_2),$ $F_1 = 0,85 + 0,766 \cdot (\pi_A \cdot 10^3)^{2,4},$ $F_2 = \frac{0,48}{(\pi_{A,PC} \cdot 10^3)^{1,55}} + 1,21 \cdot \left(1 - \frac{\pi_A}{\pi_{A,PC}}\right)$

Zusätzlich sollen an dieser Stelle noch zwei Korrelationen aus der Literatur für die Beschreibung des laminaren Wärmeübergangs von auftriebsbehafteten Strömungen eingeführt werden. Beide Gleichungen, die nach Jackson et al. [56] und die nach Behzadmehr [12], basieren auf einem Verhältnis von Grashof- zu Reynolds-Zahl.

$$Nu = 0,95 \cdot (Gr / Re)^{0,28} \quad (2.8)$$

$$Nu = 4,36 \cdot \left(1 + \frac{Gr^{0,468}}{750 + 0,24 \cdot Re} \right) \quad (2.9)$$

Für eine erste Auslegung des HPLWR Zwischenüberhitzers wurde die Korrelation nach Dittus und Boelter [27] verwendet. Mit dieser Korrelation kann der Wärmeüberträger ohne iterative Prozedur ausgelegt werden. In Kap. 4.7 wird der Wärmeübergang für gekühlte überkritische Fluide detaillierter untersucht.

Die Stoffeigenschaften des überkritischen Fluids verändern sich stark während des Abkühlvorgangs. Um diesen nicht linearen Effekt richtig zu berücksichtigen, wird die gekühlte Länge mit 40 Berechnungsknoten simuliert.

2.2.3 Druckverlust

Ausgehend von der eindimensionalen Impulsbilanz mit Beschleunigungsanteil, Druckminderung aufgrund von Reibung und hydrostatischem Druck, kann der Druckverlauf im HPLWR Zwischenüberhitzer bestimmt werden.

$$\frac{\partial G^2}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \tau_w \frac{P_R}{A} - \rho g \sin \varphi \quad (2.10)$$

In Gleichung (2.10) sind G die Massenstromdichte, p der totale Druck, ρ die Dichte, P_R der Rohrumfang, A die Rohrquerschnittsfläche, g die Erdbeschleunigung und φ der Winkel zur horizontalen Achse. Die Wandschubspannung τ_w auf der Rohrseite wird mit dem Blasiusgesetz für turbulente Strömungen in glatten Rohren berechnet:

$$\tau_w = \frac{f_R}{4} \cdot \frac{G^2}{2\rho} \quad \text{und} \quad f_R = 0,316 \cdot Re^{-1/4}. \quad (2.11)$$

Die Druckminderung aufgrund von Reibung wird auf der Mantelseite ebenfalls nach dem Blasiusgesetz berechnet, jedoch wird eine zusätzliche Druckminderung aufgrund der Querschnittsverengung im Rohrstutzen nach [104] berücksichtigt:

$$\Delta p_s = \xi_s \cdot \frac{\rho \cdot w_s^2}{2}, \quad (2.12)$$

mit w_s der Geschwindigkeit auf der Mantelseite und $\xi_s = 2$ dem Druckverlustbeiwert.

3 Thermodynamische Optimierung im Hinblick auf die Leistung des Turbosatzes

Für den in Kapitel 1.2.3 vorgestellten HPLWR Dampfkreislauf soll nun ein Zwischenüberhitzer ausgelegt und optimiert werden. Zunächst wird dazu der HPLWR Dampfkreislauf unter stationären Vollastbedingungen simuliert (vgl. Kapitel 2.1), um den Zwischenüberhitzerdruck und die -temperatur zu optimieren. Anschließend wird für diesen optimalen Betriebspunkt ein Turbosatz und ein Wärmeüberträger für die Zwischenüberhitzung dimensioniert.

3.1 Thermodynamische Optimierung

Für die Zwischenüberhitzung ist die Eintrittstemperatur des heißen Mediums gegeben durch die Reaktoraustrittstemperatur (500°C im Leistungsbetrieb). Die Eintrittstemperatur des aufzuheizenden, gesättigten Dampfes ist festgelegt durch die Austrittsbedingungen nach der HD Turbine. Entsprechend werden die Turbinen in der Software KRAWAL [33] ausgelegt, und es stellt sich eine bestimmte Restfeuchte in den letzten Stufen der ND Turbine ein. Um die Zwischenüberhitzung für den HPLWR thermodynamisch zu optimieren, wird der Zwischenüberhitzerdruck, bzw. der Druck nach der HD Turbine, von $3,65\text{ MPa}$ bis auf $4,85\text{ MPa}$ in Schritten von $0,3\text{ MPa}$ variiert. Die Austrittstemperatur des überhitzten Dampfes, nach dem Zwischenüberhitzer, wird von 405°C bis auf 445°C in Schritten von 10 K variiert. In Kapitel 2.1 wurde der prinzipielle Verlauf der Wärmeübertragungskurven von überkritischen Fluiden beschrieben. Um eine Vergleichbarkeit der einzelnen Simulationen mit unterschiedlichen Drücken und Temperaturen zu gewährleisten, wurde der minimale Abstand der Temperaturverläufe im Zwischenüberhitzer auf 10 K festgelegt. Da in der Software KRAWAL dieser „Pinch-Point“ nicht automatisch kontrolliert wird, muss er extern überprüft werden. Die Austrittstemperatur des abkühlenden, überkritischen Fluids ergibt sich aus diesen Randbedingungen. Der Gesamtmassenstrom durch den Reaktor ist für alle Simulationen konstant, und die Massenstromverteilung zwischen aufzuheizender und aufheizender Seite stellt sich entsprechend ein. Für jede Simulation wurde die Vorwärmstrecke angepasst und optimiert; ggf. nötige Entwässerungen an den Anzapfungen können in der Software KRAWAL berücksichtigt werden, um dadurch die Restfeuchte in den letzten Stufen der ND Turbine zu begrenzen.

In Abb. 3-1 ist der HPLWR Dampfkreislauf exemplarisch als Ergebnis einer KRAWAL Simulation im Temperatur-Entropie Diagramm dargestellt. Der variierte Druck- und Temperaturbereich ist eingezeichnet. Zu erkennen sind zwei Entwässerungsstufen, dargestellt durch horizontale Teilabschnitte in der Entspannungskurve der Niederdruckturbine.

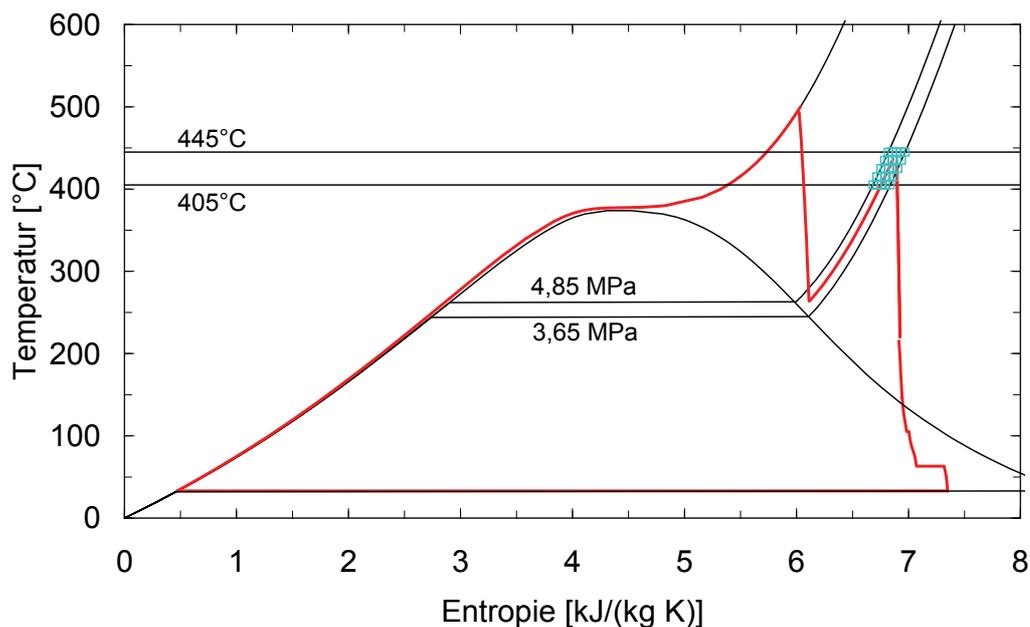


Abb. 3-1 HPLWR Dampfkreislauf im Temperatur-Entropie Diagramm; Variation von Zwischenüberhitzertemperatur und -druck

3.1.1 Thermodynamische Optimierung der Zwischenüberhitzung

In Abb. 3-2 ist die Bruttogleistung des HPLWR Dampfkreislaufs als Ergebnis der KRAWAL Simulationen für den variierten Temperatur- (Ordinate) und Druckbereich (Abszisse) dargestellt. Zwischen den Berechnungspunkten wurde die Bruttogleistung interpoliert. Zunächst wurde eine rein thermodynamische Auslegung durchgeführt, d.h. ein verschlechterter Turbinenwirkungsgrad aufgrund von Strömungsverlusten wegen einer erhöhten Restfeuchte in der ND Turbine wurde nicht berücksichtigt. In Abb. 3-2 ist zu erkennen, dass die Bruttogleistung für höhere Zwischenüberhitzerdrücke steigt. Für verschiedene Zwischenüberhitzerdrücke ergibt sich stets ein Maximum der Bruttogleistung bei ca. 425°C.

Abb. 3-3 zeigt die Bruttogleistung des HPLWR Dampfkreislaufs für verschiedene Zwischenüberhitzerdrücke und -temperaturen aus den KRAWAL Simulationen, die die Strömungsverluste aufgrund einer erhöhten Feuchte in der Turbine berücksichtigen. Die Bruttogleistungsspitze verschiebt sich nun zu niedrigeren Zwischenüberhitzerdrücken. Unter diesen Bedingungen sinkt die Restfeuchte in den letzten Stufen der ND Turbine und dadurch erhöht sich die spezifische Turbinenleistung. Die höchste Turbinenleistung wird bei einem Zwischenüberhitzerdruck oberhalb der Satttdampflinie erreicht, da Kondensation in der HD Turbine deren Wirkungsgrad verringern würde. Der Verlauf der Bruttogleistung für verschiedene Zwischenüberhitzertemperaturen zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei den Simulationen ohne Berücksichtigung der Nässeverluste in den Turbinen: bei unterschiedlichen Zwischenüberhitzerdrücken ergibt sich jeweils ein Leistungsoptimum für ca. 425°C Zwischenüberhitzertemperatur.

Diese Studie zeigt, dass der Zwischenüberhitzer nicht ohne detaillierte Kenntnisse der Turbinenströmung optimiert werden kann.

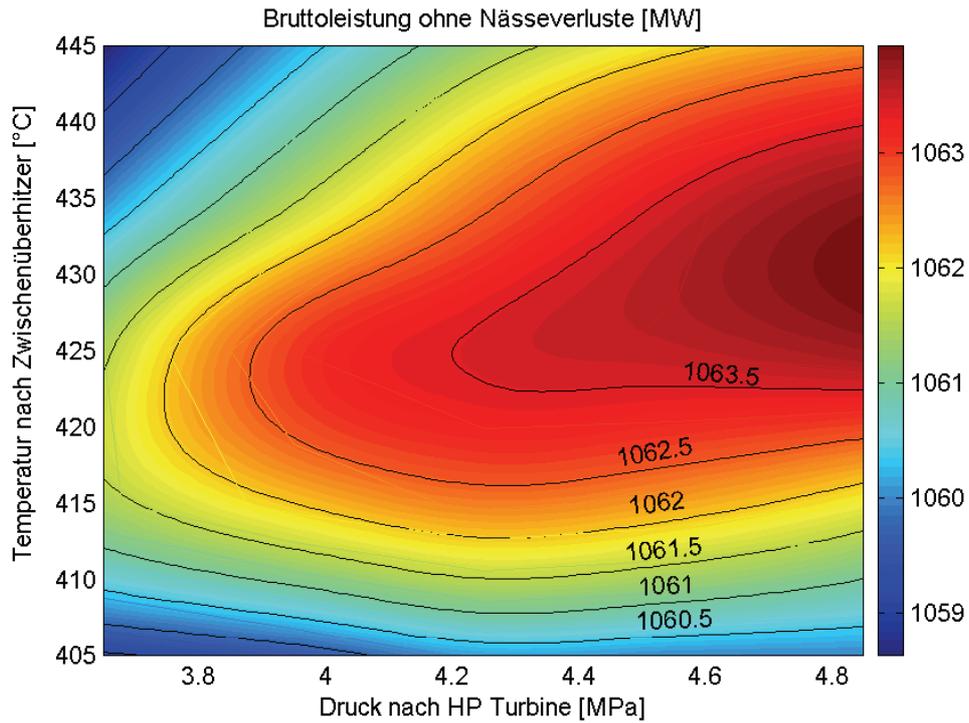


Abb. 3-2 Bruttoleistung für verschiedene Zwischenüberhitzertemperaturen (Ordinate) und – drücke (Abszisse), ohne Berücksichtigung von Nässeverlusten in der Turbine

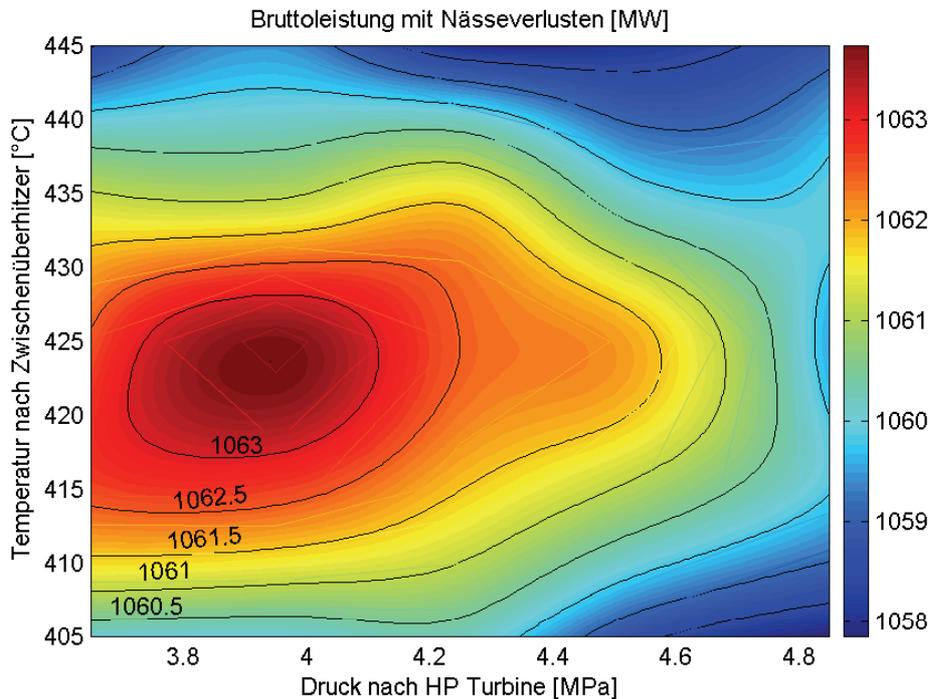


Abb. 3-3 Bruttoleistung für verschiedene Zwischenüberhitzertemperaturen (Ordinate) und – drücke (Abszisse), mit Berücksichtigung von Nässeverlusten in der Turbine

Der exergetische Wirkungsgrad des Wärmeüberträgers ist für den variierten Druck- und Temperaturbereich in Abb. 3-4 dargestellt. Der Verlauf des exergetischen Wirkungsgrads ähnelt dem der Bruttoleistung des HPLWR Dampfkreislaufs für Simulation ohne Berücksichtigung der Nässeverluste in den Turbinen. Der Wirkungsgrad des gesamten Dampfkreislaufs

ist also abhängig vom Wirkungsgrad des Wärmeübertragers. Erst die Berücksichtigung der Nässeverluste in den Turbinen verschiebt das Leistungsmaximum zu niedrigeren Zwischenüberhitzerdrücken, wobei das Leistungsoptimum bei 425°C Zwischenüberhitzer-temperatur erhalten bleibt. Bei dieser Temperatur und den gegebenen Randbedingungen stellt sich eine minimale, von den Temperaturkurven des Wärmeübertragers eingeschlossene Fläche ein.

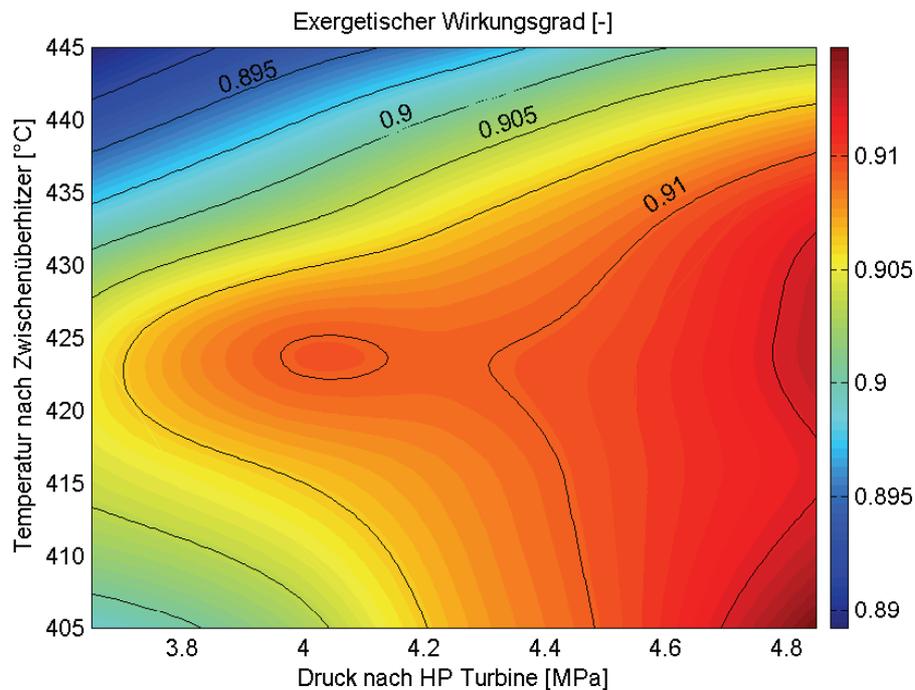


Abb. 3-4 Exergetischer Wirkungsgrad des HPLWR Zwischenüberhitzers für verschiedene Zwischenüberhitzer-temperaturen (Ordinate) und –drücke (Abszisse)

3.1.2 Turbinenkonzept

Aufgrund der im vorigen Kapitel beschriebenen Parameterstudie soll nun, bei einem Druck von 3,95 MPa nach der HD Turbine und 425°C nach dem Zwischenüberhitzer der Turbosatz, bestehend aus Turbinen, Generator und Kondensator für das HPLWR Konzept genauer betrachtet werden. Abb. 3-5 zeigt den Entspannungsprozess in den HPLWR Turbinen im Enthalpie-Entropie Diagramm. In der HD Turbine findet keine Entspannung ins Zweiphasengebiet statt. Nach der Zwischenüberhitzung erfolgt die Entspannung in der MD Turbine. Am Austritt der MD Turbine ist der Dampf immer noch überhitzt. In der ND Turbine wird der Dampf ins Zweiphasengebiet bis zu einer Feuchte von $x = 0,87$ entspannt. Die beiden Entwässerungsstufen sind durch Sprünge in der Entspannungslinie der ND Turbine zu erkennen. Hierbei werden an jeder Flut zunächst ca. 0,3 kg/s und dann noch einmal ca. 3,5 kg/s Wassermassenstrom abgesondert.

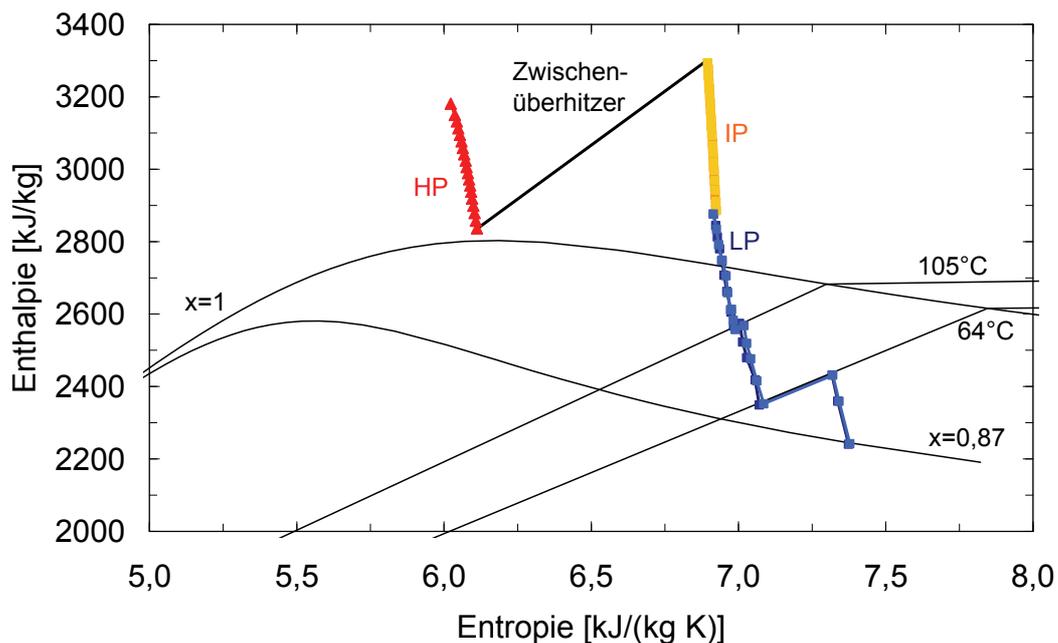
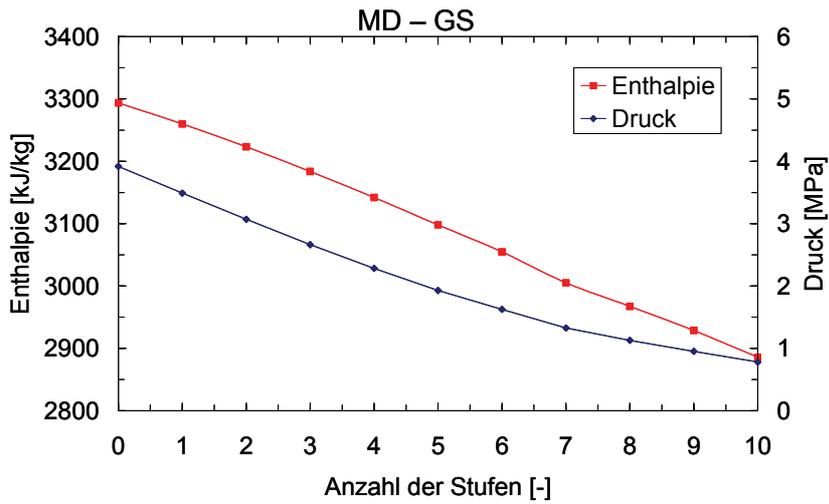
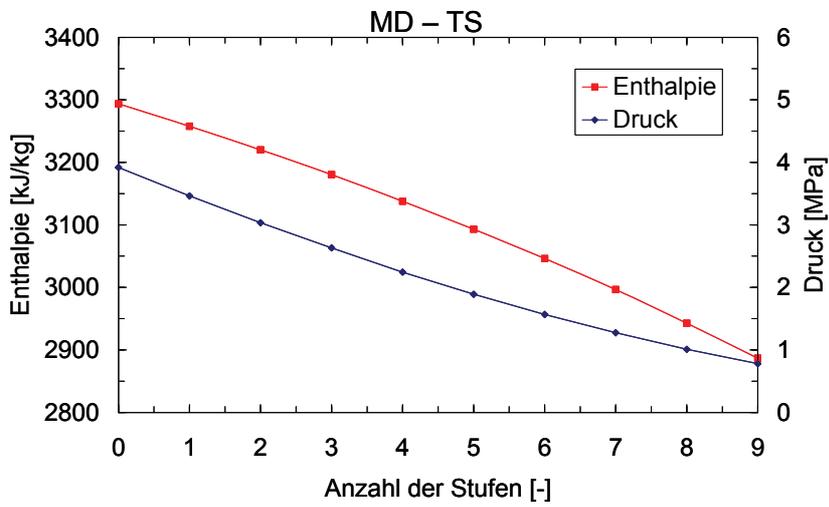
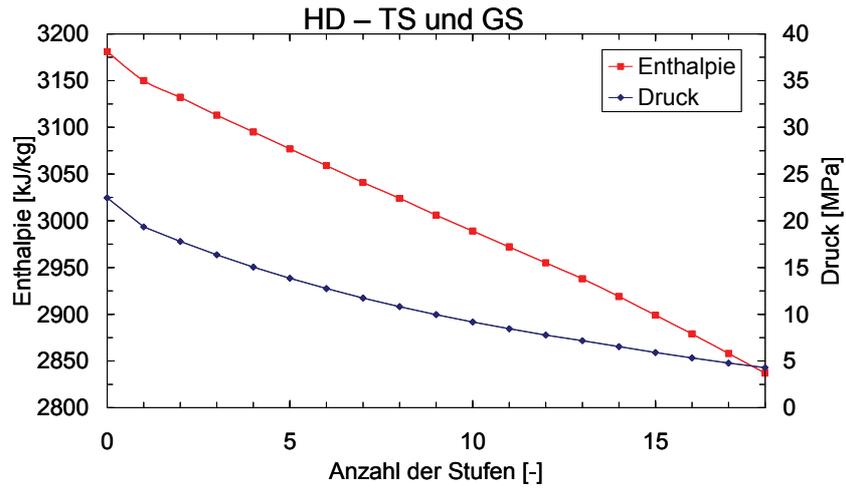


Abb. 3-5 Entspannung in den HPLWR Turbinen im Enthalpie-Entropie Diagramm, mit $x = 0,87$ Restfeuchte und zwei Entwässerungsstufen

In Abb. 3-6 ist der Enthalpie- und der Druckverlauf über der Stufenanzahl für die einzelnen Teilsektionen der HPLWR Turbinen dargestellt. Die HD Turbine ist mit zwei identischen Fluten ausgestattet (TS: Turbinenseite; GS: Generatorseite). Jede Flut besteht aus 18 Stufen. Am Eintritt jeder Flut befindet sich eine diagonale Eintrittsstufe mit einem niedrigen Reaktionsgrad. Der Reaktionsgrad ist definiert als der Quotient der Enthalpie, der in den Laufschaufeln einer Turbinenstufe umgesetzt wird, zum gesamten Enthalpiegefälle einer Turbinenstufe [102]. Durch das hohe Enthalpiegefälle in den Leitschaufeln der ersten Stufe bleibt der statische Druck in den Laufschaufeln der Stufe konstant, somit werden die Laufschaufeln weniger belastet. In den nachfolgenden Stufen wird die Enthalpie gleichmäßig in den Leit- und Laufschaufeln umgewandelt. Beide Fluten haben eine symmetrische Anzapfung nach der 13. Stufe. Das Gehäuse ist aus Gussstahl gefertigt. Die doppelflutige MD Turbine besteht aus einer neunstufigen (TS) und einer zehnstufigen Flut (GS). Die MD Turbine besitzt unsymmetrische Anzapfungen nach der vierten Stufe (TS) und nach der siebten Stufe (GS). Die sechsflutige ND Turbine hat jeweils sieben Stufen und eine individuelle Anzapfung nach der zweiten (TS) und nach der vierten Stufe (GS). An den Abzapfungen der ND Turbine befinden sich Entwässerungsschlitze, um den Dampfgehalt zu erhöhen und die Laufschaufeln vor Erosions-Korrosion zu schützen. Die Abströmfläche der ND Turbine beträgt $12,5 \text{ m}^2$. Alle Leit- und Laufräder (HD, MD und ND) der HPLWR Turbinen können aus dem ferritisch-martensitischen Stahl X20Cr13 gefertigt werden.



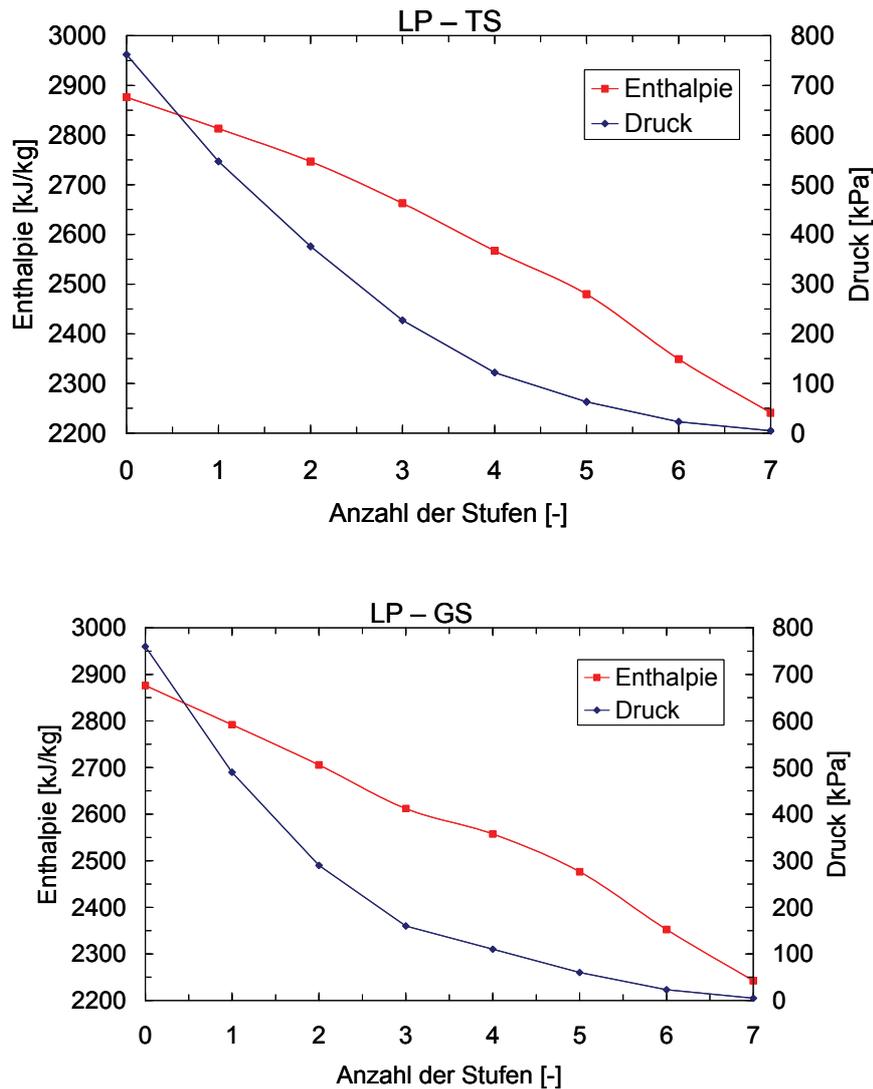


Abb. 3-6 Enthalpie- und Druckverlauf über der Stufenanzahl für die einzelnen Teilsektionen (HD, MD und ND) der HPLWR Turbinen (TS: Turbinenseite; GS: Generatorseite)

Die vorgeschlagene Turbinenauslegung für den HPLWR sieht eine 320 MW HD Turbine mit einem Zwischenüberhitzerdruck von 3.95 MPa vor. Im Vergleich zu überkritischen FFKW sind die Drücke und Temperaturen am Eintritt in die HD Turbine etwas geringer und somit das spezifische Volumen des Dampfes größer. Daher wird eine doppelflutige HD Turbine benötigt. Eine solche Turbine ist bisher noch nicht im SIEMENS Portfolio enthalten, kann jedoch laut Herstellerangaben [50] ohne Probleme entwickelt und gefertigt werden. Die Leistungsverteilung in den Turbinensektionen (HD, MD und ND) entspricht einem Verhältnis von 33% zu 32% zu 35%.

In Tab. 3-1 sind wichtige Abmessungen der HPLWR Turbinen, wie Anzahl der Fluten, die minimale und maximale Schaufelhöhe jeder Teilsektion, der Lagerabstand und das Gewicht zusammen gefasst.

Tab. 3-1 Wichtige Abmessungen der HPLWR Turbinen

	HP	IP (GS/TS)	LP
Anzahl Fluten	2	2	6
Anzahl Stufen	17	10/9	7
Min. Schaufelhöhe	48 mm	137/137 mm	58 mm
Max. Schaufelhöhe	139 mm	287/282 mm	1145 mm
Max. Rotordurchmesser	840 mm	1200 mm	1900 mm
Lagerabstand (2 Fluten)	6500 mm	7000 mm	9200 mm
Gewicht	180 t	200 t	350 t

Das Gesamtgewicht der HPLWR Turbinen beträgt 1430 t. Die Turbinen sind auf einer Welle mit dem Generator verbunden. Als Generator wurde ein volltouriger 1000 MW THDF SIE-MENS Generator mit wassergekühltem Ständer und wasserstoffgekühltem Rotor vorgeschlagen [50]. Das vorgestellte Turbinenlayout, inklusive Generator, Erregermaschine und Kondensator wurde in das Layout des HPLWR Maschinenhauses eingefügt [65]. Die entsprechenden Gehäuseabmaße können Abb. 3-7 entnommen werden.

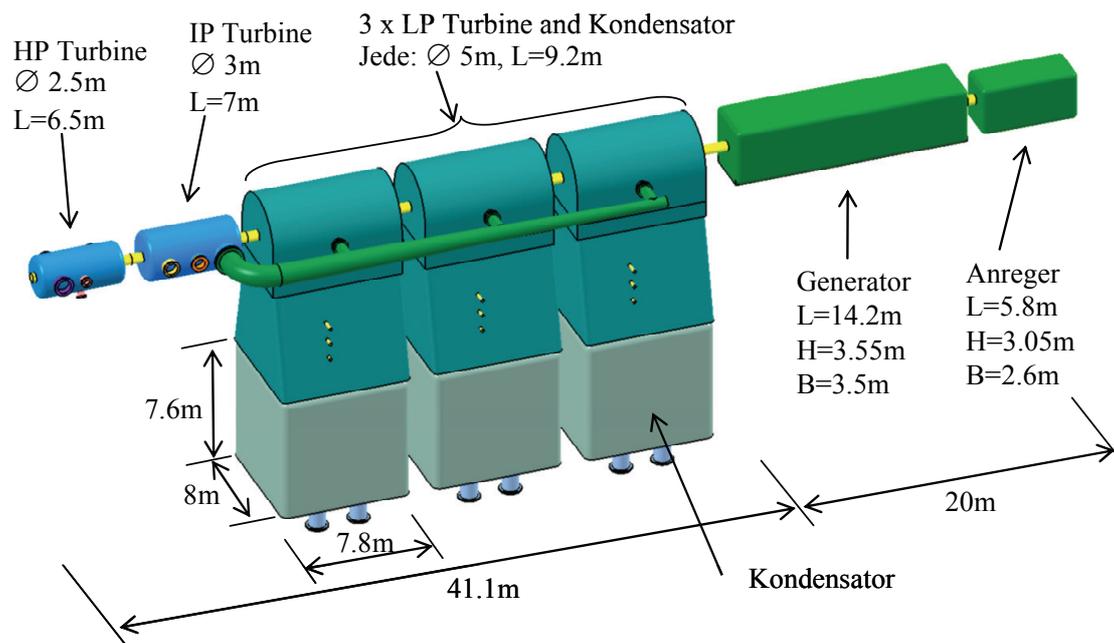


Abb. 3-7 Abmessungen des HPLWR Turbosatzes [65]

3.1.3 Zusammenfassung Turbinenauslegung und Zwischenüberhitzeroptimierung

Der Vergleich des HPLWR Turbosatzes mit den Turbinen aus einem überkritischen Kohlekraftwerk und einem Siedewasserreaktor (vgl. Kapitel 1.2.4) zeigt, dass prinzipiell der volltourige Turbosatz aus dem fossilgefeuerten Kraftwerk übernommen werden kann. Der HPLWR Turbosatz zeichnet sich im Vergleich zu den Turbinen eines typischen SWR mit ca. 1400 MW durch eine deutliche Größenreduktion aus. Obwohl mit der Aufteilung in HD, MD und ND Turbinen eine zusätzliche Turbinensektion benötigt wird, ist die Gesamtlänge des HPLWR Turbosatzes etwas geringer als im SWR, vgl. Abb. 3-8. Die Abströmflächen der

HPLWR ND Turbine sind rund 50% geringer; somit ergeben sich geschätzte Kostenersparnisse von bis zu 40% im Vergleich zum halbtourigen SWR Turbosatz [50].

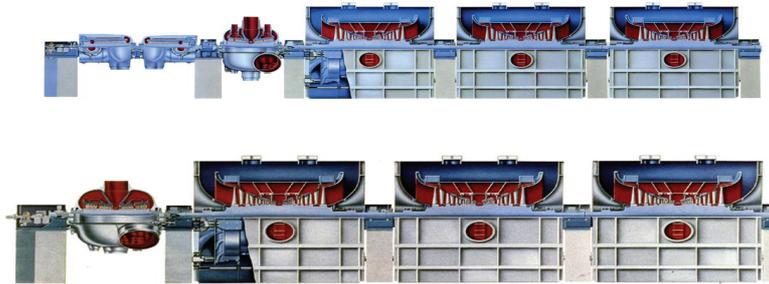


Abb. 3-8 Größenvergleich des HPLWR Turbosatzes (oben) mit dem Turbosatz eines SWR (unten) [50]

3.2 Auslegung und Geometrieoptimierung eines Zwischenüberhitzers für den High Performance Light Water Reactor

Nach der im vorigen Abschnitt beschriebenen Dimensionierung eines Turbosatzes kann nun ein Wärmeüberträger für die Zwischenüberhitzung des HPLWR konstruiert und optimiert werden.

3.2.1 Konstruktion des Wärmetauschers

Mit den Gleichungen (2.2) und (2.3) lässt sich ein Wärmeüberträger für die Zwischenüberhitzung des HPWLR Dampfkreislaufs auslegen. Das Design [49] sieht zwei parallele Rohrbündelwärmetauscher zwischen der HD und der MD Turbine vor. Der Wärmeüberträger wird komplett aus dem ferritisch-martensitischen Kesselstahl P91 gefertigt. Dieses Material hat eine hohe Festigkeit, eine geringe Korrosionsrate und einen hohen Widerstand gegen Spannungsrissskorrosion [2]. Die Rohrlänge ergibt sich zu 15 m und liegt somit im Bereich kommerziell gefertigter, nahtlos gezogener Wärmetauscherrohre. Um dickwandige Rohre für das Hochdruckfluid zu vermeiden, wurde der Rohrrinnendurchmesser auf 12 mm festgelegt. Nach Gleichung (2.2) ergibt sich die benötigte Wandstärke der Wärmetauscherrohre zu 2 mm. Eine quadratische Anordnung der Rohre wurde gewählt, und die Rohrteilung beträgt 21 mm. Die benötigte Dicke der Rohrplatte ergibt sich nach Gleichung (2.3) zu 500 mm. Die Gesamtlänge des Wärmetauschers beträgt 20 m, bei einem Außendurchmesser des zylindrischen Mantels von 3 m. Jeder Wärmeüberträger beinhaltet 9450 Rohre. Alle Rohre eines Wärmeüberträgers haben zusammen eine Außenfläche von 6868 m². Die wichtigsten Abmessungen des HPLWR Zwischenüberhitzers sind in Tab. 3-2 zusammengefasst.

Die Rohre werden in die Rohrplatte gesteckt und aufgeweitet (plastisch verformt), sodass durch den Presssitz eine feste Lagerung entsteht. Die wichtigsten Abmaße des HPLWR Zwischenüberhitzers sind in Abb. 3-9 dargestellt. Wegen der hohen Temperaturunterschiede zwischen Mantel- und Rohrseite muss die unterschiedliche Temperatúrausdehnung der einzelnen Komponenten des Wärmetauschers berücksichtigt werden. Im stationären Volllastbetrieb beträgt der Längenunterschied zwischen Rohrbündel und Wärmetauschermantel ca. 7 mm. Im Lastwechselbetrieb kann dieser Längenunterschied noch größer werden.

Tab. 3-2 Abmessungen des HPLWR Zwischenüberhitzers (ZÜ)

Anzahl Zwischenüberhitzer	2
Gesamte Wärmeübertragungsfläche (1 ZÜ) bez. auf Rohraußendurchmesser	6868 m ²

Mantelseite

Auslegungsdruck	5 MPa
Auslegungstemperatur	450°C
Außendurchmesser	3 m
Wandstärke (zylindrischer Teil)	0,08 m
Material	P 91

Rohrseite

Auslegungsdruck	26 MPa
Auslegungstemperatur	500°C
Rohranzahl (1 ZÜ)	9450
Rohrlänge	15 m
Rohraußendurchmesser	16 mm
Wandstärke	2 mm
Rohrteilung	21 mm
Material	P91

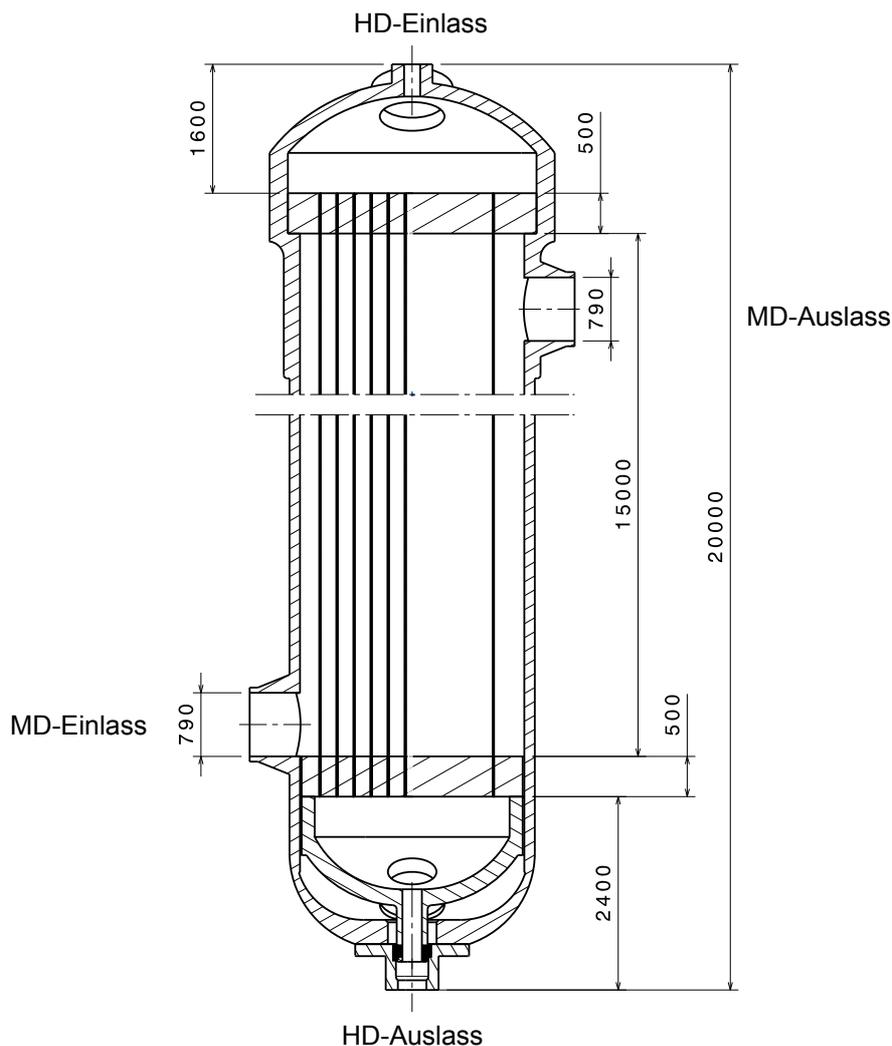


Abb. 3-9 Schnittdarstellung des HPLWR Zwischenüberhitzers mit wichtigen Abmessungen

Die obere Rohrplatte ist mit dem Mantel verschweißt. Die untere Rohrplatte ist schwimmend gelagert, somit ist ein Längenausgleich zwischen den Komponenten der heißen Primärseite und Komponenten der aufzuheizenden Sekundärseite gewährleistet. Die untere Rohrplatte wird durch mehrere massive Stäbe gehalten. Primär- und Sekundärseite werden mit drei Kolbenringen am Ausgang der Primärseite gegeneinander abgedichtet. Vier zylindrische Blöcke auf der Mantelinnenseite werden als Führungsschienen für die untere Rohrplatte verwendet. Um die Reibung zu vermindern, wird die untere Rohrplatte auf Panzerrollen geführt. Über Mannlöcher auf beiden Seiten kann der HPLWR Zwischenüberhitzer für Sichtkontrollen während der Revision begangen werden (vgl. Abb. 3-10).

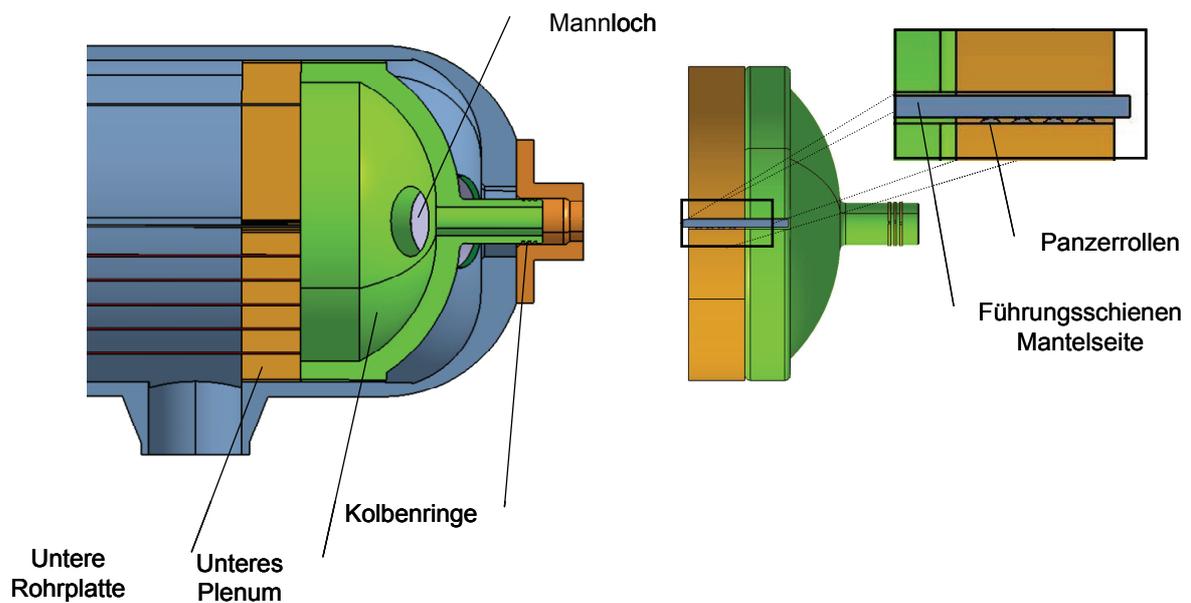


Abb. 3-10 Konstruktive Details des HPLWR Zwischenüberhitzers: Abdichtung Primär- von Sekundärseite mit Kolbenringen, Längenausgleich durch auf Panzerrollen geführte untere Rohrplatte

Tab. 3-3 gibt eine Übersicht über das Gewicht der einzelnen Komponenten des HPLWR Zwischenüberhitzers. Das Gesamtgewicht eines HPLWR Wärmeüberträgers beträgt 325 t und liegt damit nur knapp unterhalb des Gewichts heutiger Zwischenüberhitzer in LWR [54], obwohl diese noch einen Wasserabscheider beinhalten. Die Länge des Wärmetauscher-Rohrbündels ist nur etwas geringer, jedoch ist der Durchmesser des Rohrbündels etwa nur halb so groß. Durch die höheren Drücke werden größere Wandstärken benötigt, was den Gewichtsvorteil durch die geringere Größe fast wieder aufzehrt.

Tab. 3-3 Gewicht eines HPLWR Zwischenüberhitzers

Zylindrischer Mantel	155 t
Obere Rohrplatte	28 t
Untere Rohrplatte	24 t
Unteres Plenum	14 t
Rohrbündel	104 t
Gesamtgewicht	325 t

3.2.2 Optimierung des Rohrbündels des Zwischenüberhitzers

Der Druckabfall auf der Mantelseite und die Fluidgeschwindigkeit im Rohr beeinflussen die Leistung und die Größe des Wärmeüberträgers. Um den Bauraum und die Performance des HPLWR Zwischenüberhitzers zu optimieren, wird die Eintrittsgeschwindigkeit in das Rohrbündel von 0,4 m/s auf 1,2 m/s in Schritten von 0,2 m/s variiert, dadurch verändert sich die Rohrzahl entsprechend. Die Rohrteilung wird von 19 mm bis auf 23 mm in Schritten von

1 mm geändert, was zu Austrittsgeschwindigkeiten von 10 m/s bis 20 m/s auf der Mantelseite führt. Abb. 3-11 zeigt, dass sich die zur Wärmeübertragung benötigte Fläche mit höheren Eintrittsgeschwindigkeiten auf der Rohrseite und mit höherer Austrittsgeschwindigkeit auf der Mantelseite verringert. Die Geschwindigkeiten des in Kapitel 3.2.1 vorgestellten Entwurfs sind mit einem Quadrat in der Abbildung hervorgehoben.

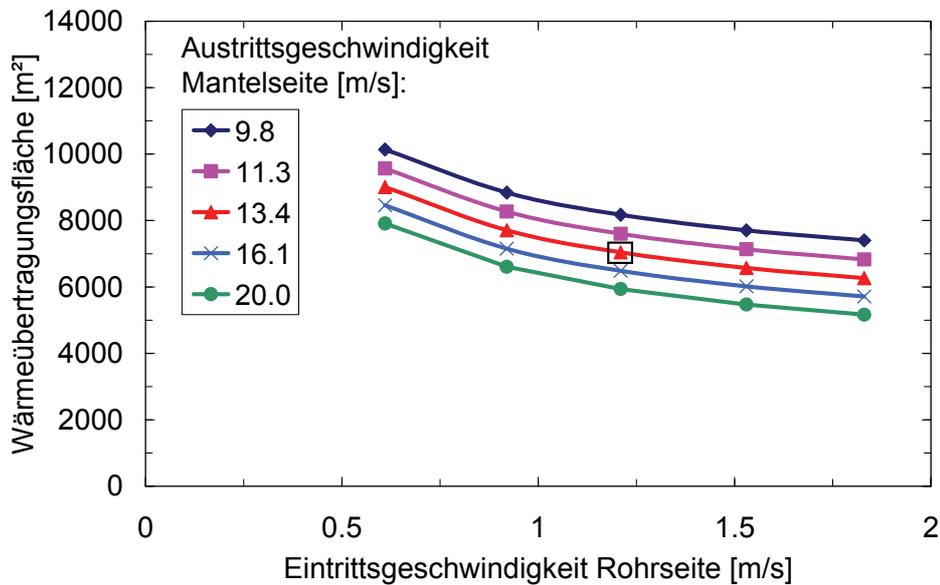


Abb. 3-11 HPLWR Zwischenüberhitzer: Zur Wärmeübertragung benötigte Fläche für verschiedene Geschwindigkeiten auf der Rohr- und Mantelseite

Mit höheren Geschwindigkeiten auf der Mantelseite steigt dort auch der Druckabfall, vgl. Abb. 3-12. Im Gegensatz dazu erhöht sich der Druckabfall auf der Mantelseite, bzw. verringert sich die zur Wärmeübertragung benötigte Fläche mit höheren Geschwindigkeiten auf der Rohrseite vergleichsweise geringfügig.

Abb. 3-13 zeigt jedoch, dass mit steigenden Fließgeschwindigkeiten die benötigte Rohrlänge wächst. Die Rohrlänge wurde auf 15 m festgelegt, so dass nahtlos gezogene Rohre verwendet werden können und die Höhe des Maschinenhauses nicht überschritten wird.

Der in Kapitel 3.2.1 vorgestellte Entwurf eines Wärmeübertragers wird somit als das gegenwärtig optimale Design bzgl. Geometrie und Druckverlust auf der Mantelseite bestätigt. Die Länge des Wärmeübertragers wird durch den Bauraum im HPLWR Turbinenhaus [65] begrenzt, die Dicke der Rohrplatte begrenzt den Durchmesser des Zwischenüberhitzers und ein hoher mantelseitiger Druckverlust wirkt sich negativ auf den Gesamtprozesswirkungsgrad aus. Zukünftige Optionen und Designänderungen können jedoch mit der in diesem Kapitel durchgeführten Parameterstudie abgeschätzt und bewertet werden.

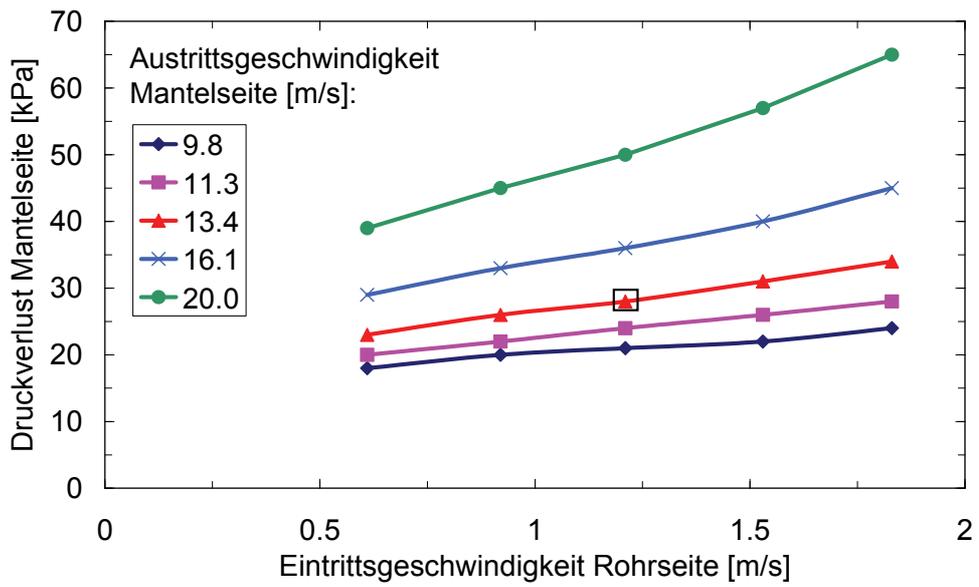


Abb. 3-12 HPLWR Zwischenüberhitzer: Druckabfall auf der Mantelseite für verschiedene Geschwindigkeiten auf der Rohr- und Mantelseite

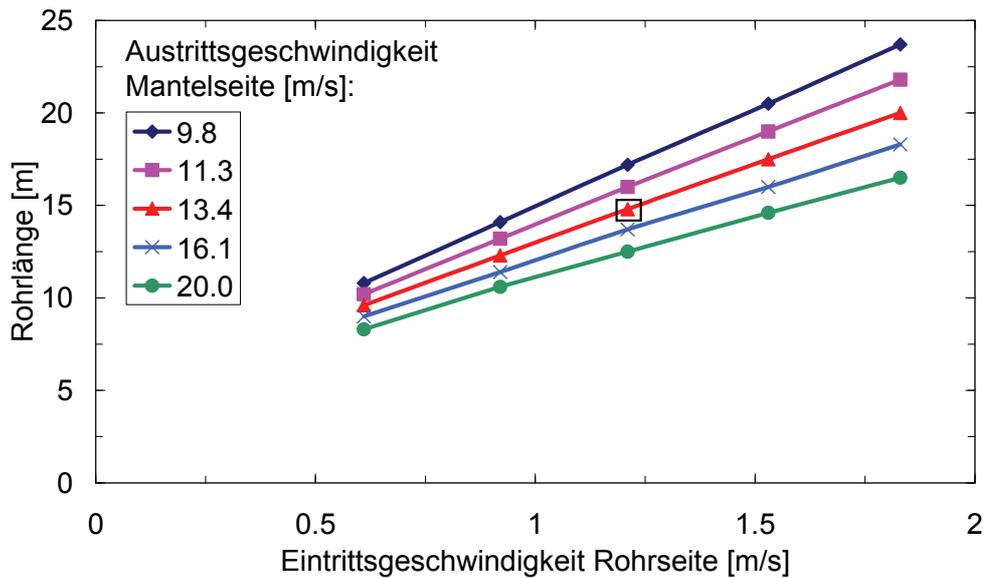


Abb. 3-13 HPLWR Zwischenüberhitzer: Rohrlänge für verschiedene Geschwindigkeiten auf der Rohr- und Mantelseite

4 Grundlagen der numerischen Strömungsmechanik

Das im vorigen Kapitel vorgestellte und optimierte Design eines Wärmeübertragers für die HPLWR Zwischenüberhitzung wurde vereinfacht mit der Dittus und Boelter Korrelation [27] durchgeführt. Diese ist ursprünglich nicht für gekühlte Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden entwickelt worden, bei denen sich die Stoffdaten erheblich ändern. Daher soll im Folgenden ein CFD Ansatz hergeleitet und anhand der Simulation eines Experiments aus der Literatur validiert werden. Mit den daraus gewonnenen Erkenntnissen kann der Wärmeübergang im HPLWR Zwischenüberhitzer genauer berechnet werden.

In der Literatur wird für die Abschätzung des Wärmeübergangs von turbulenten Strömungen überkritischer Fluide durch CFD-Methoden folgender Ansatz vorgeschlagen (beheizte Strömungen [90], [114], [73] und [89], gekühlte Strömungen [66]): die Reynolds gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS; engl. Reynold's Averaged Navier-Stokes Equations), Massen- und Energieerhaltung, sowie zwei Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie und die turbulente Energiedissipation bzw. deren charakteristische Frequenz werden numerisch gelöst. Dabei wird das SST (engl.: shear stress transport) Turbulenzmodell nach [77] verwendet. Die wandnahe, laminare Unterschicht muss aufgelöst werden. Die dimensionslose Distanz des ersten Berechnungsknotens von der Wand, bekannt als y^+ , soll unter 1 liegen. Auftriebseffekte aufgrund veränderlicher Dichte sollen in den Simulationen berücksichtigt werden.

4.1 Erhaltungsgleichungen

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen zeichnen sich turbulente Strömungen durch einen zusätzlichen turbulenten Querimpuls- und Energieaustausch aus. Abb. 4-1 zeigt schematisch das Profil einer Rohrströmung für eine laminare und eine turbulente Strömung. Das turbulente Strömungsprofil ist bauchiger, die maximale Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung ist geringer.

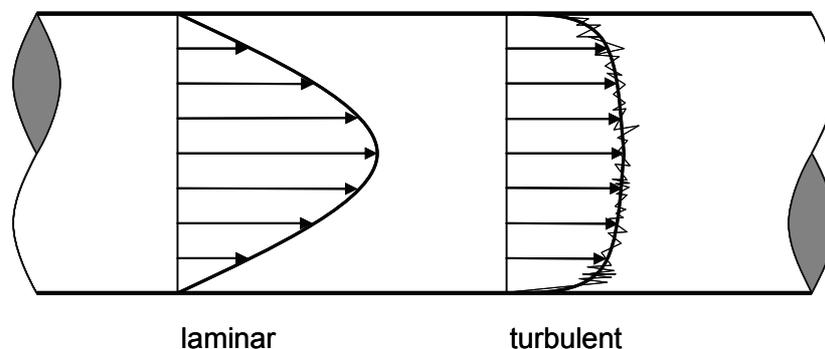


Abb. 4-1 Laminare und turbulente Geschwindigkeitsprofile

Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls müssen für turbulente Strömungen geeignet modelliert werden, um den numerischen Aufwand zu reduzieren. Die exakten Erhaltungsgleichungen beinhalten auch die Physik der dreidimensionalen Schwankungsbe-

wegungen, jedoch wäre der Zeitaufwand einer solchen direkten numerischen Simulation (DNS) sehr groß und wird daher bei heutiger Rechenleistung auf niedrige Reynolds-Zahl Bereiche beschränkt. Um aber turbulente Strömungen zeitsparend mit numerischen Verfahren berechnen zu können, werden die Schwankungsbewegungen durch ein Turbulenzmodell beschrieben. Turbulente Strömungen sind grundsätzlich dreidimensional und zeitabhängig. Die mathematische Beschreibung solcher Strömungen setzt sich aus der zeitlich gemittelten Strömungsgröße und deren zusätzlicher Schwankung zusammen. In (4.1) sind die Geschwindigkeitskomponenten u, v, w , der Druck p , die Dichte ρ und die Enthalpie h jeweils zerlegt in ihren zeitlichen Mittelwert (überstrichen) und der zusätzlichen Schwankung (gestrichen) dargestellt. Diese Zerlegung wird „Reynolds-Ansatz“ genannt. Die Herleitung und Notation im Folgenden erfolgt gemäß [72] und [82].

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w', \quad p = \bar{p} + p', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad h = \bar{h} + h' \quad (4.1)$$

Die hier behandelten Strömungen können unter Voraussetzung der Boussinesq-Annahme berechnet werden. Dabei wird die Dichteänderung infolge Druckänderung vernachlässigt. Mit der Wärmeausdehnung ändert sich die Dichte jedoch mit der Temperatur.

Die Änderung der Enthalpie wird als Produkt der spezifischen Wärmekapazität und der Änderung der Temperatur beschrieben:

$$dh = c_p \cdot dT. \quad (4.2)$$

Für die Reynolds-Mittelung muss ein geeignet großes Zeitintervall gewählt werden, sodass die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungen verschwinden. Man spricht hierbei auch von „quasi-stationären“ turbulenten Strömungen, vgl. (4.3) für die u-Komponente der Strömung. Das Zeitintervall darf bei instationären Strömungen aber auch nicht zu groß gewählt werden, da sonst deren Verlauf nicht korrekt wiedergegeben wird. In der vorliegenden Arbeit wurden neben stationären auch zeitabhängige Strömungen simuliert.

$$\bar{u}' = \frac{1}{T_t} \cdot \int_0^{T_t} u' \cdot dt = 0 \quad (4.3)$$

Um Strömungen mit veränderlicher Dichte zu simulieren, werden zusätzlich massengemittelte Größen für die Geschwindigkeitskomponenten \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{w} und der Enthalpie \tilde{h} eingeführt, im Folgenden mit einer Tilde gekennzeichnet. Der Druck und die Dichte werden dabei nicht massengemittelt.

$$\tilde{u} = \frac{\overline{\rho \cdot u}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{v} = \frac{\overline{\rho \cdot v}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{w} = \frac{\overline{\rho \cdot w}}{\bar{\rho}}, \quad \tilde{h} = \frac{\overline{\rho \cdot h}}{\bar{\rho}} \quad (4.4)$$

Mit dem Überstreichen der Produkte ist die zeitliche Mittelung, oder auch Favre-Mittelung nach (4.5), gemeint.

$$\overline{\rho \cdot u} = \frac{1}{T_t} \cdot \int_0^{T_t} (\rho \cdot u) \cdot dt \quad (4.5)$$

Die Strömungsgrößen lassen sich nun in die Erhaltungsgleichungen einsetzen. Die Strömungsgrößen bestehen aus ihrem zeitlichen Mittelwert und einer zusätzlichen Schwankungsgröße. Die Schwankungsgröße ist nachfolgend mit zwei Strichen gekennzeichnet.

$$u = \tilde{u} + u'', \quad v = \tilde{v} + v'', \quad w = \tilde{w} + w'', \quad h = \tilde{h} + h'' \quad (4.6)$$

$$p = \bar{p} + p', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho'$$

Somit erhält man nach [82] die zeitlich gemittelte Kontinuitätsgleichung für ein Fluid mit veränderlicher Dichte. Die zeitliche Änderung der Masse in einem Volumenelement entspricht der Summe der einströmenden Massenströme in das Volumenelement abzüglich der Summe der ausströmenden Massenströme aus diesem Volumenelement.

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w})}{\partial z} = 0. \quad (4.7)$$

Hierbei sind ∂x , ∂y und ∂z die Kantenlängen des Volumenelements, u , v und w die entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten, und ρ stellt die Dichte dar.

Die zeitliche Änderung der inneren und kinetischen Energien im Volumenelement entspricht der Summe der durch die Strömung ein- und ausfließenden Energieströme sowie der Summe der durch Wärmeleitung ein- und ausfließenden Energieströme, und der Summe der durch die Druck-, Normalspannungs- und Schubspannungskräfte am Volumenelement geleisteten Arbeiten pro Zeit. Nach [82] lautet die zeitlich gemittelte Energiegleichung unter Vernachlässigung der Dissipation, die in der Regel sehr klein ist:

$$\left(\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{h} \cdot \tilde{w})}{\partial z} \right) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial \tilde{h}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\lambda}{c_p} \cdot \frac{\partial \tilde{h}}{\partial z} \right) + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.8)$$

$$- \left(\frac{\partial(\overline{\rho \cdot h'' \cdot u''})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot h'' \cdot v''})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot h'' \cdot w''})}{\partial z} \right).$$

Hierbei steht λ für die Wärmeleitfähigkeit.

Die zeitliche Änderung des Impulses in einem Volumenelement entspricht der Summe der eintretenden Impulsströme in das Volumenelement, abzüglich der Summe der ausströmenden Impulsströme aus dem Volumenelement, sowie der Summe der auf das Volumenelement wirkenden Scherkräfte und Normalspannungen und der Summe der auf die Masse des Volumenelements wirkenden Kräfte. Nach [82] erhält man für ein Newtonsches Medium

($\mu \neq f(\tau)$) aus den dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen die zeitlich gemittelten Reynoldsgleichungen für Fluide mit variabler Dichte:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u})}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \cdot \tilde{u}^2}{\partial x} + \frac{\delta(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{w})}{\partial z} = \\
 & F_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} - \left(\frac{\partial(\overline{\rho \cdot u''^2})}{\partial x} + \frac{\delta(\overline{\rho \cdot u'' \cdot v''})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot u'' \cdot w''})}{\partial z} \right), \\
 & \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\delta(\bar{\rho} \cdot \tilde{v}^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v} \cdot \tilde{w})}{\partial z} = \\
 & F_y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zy}}{\partial z} - \left(\frac{\delta(\overline{\rho \cdot v'' \cdot u''})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v''^2})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v'' \cdot w''})}{\partial z} \right), \\
 & \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w}^2)}{\partial z} = \\
 & F_z - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{zz}}{\partial z} - \left(\frac{\delta(\overline{\rho \cdot w'' \cdot u''})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot w'' \cdot v''})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot w''^2})}{\partial z} \right),
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

hierbei sind p der Druck, μ die dynamische Viskosität, und F_x , F_y , F_z die entsprechenden Volumenkräfte.

In Gleichung (4.9) sind Anteile des Spannungstensors τ' , sog. „Reynoldssche scheinbare Normal- und Schubspannungen“ enthalten. Sie beschreiben den zusätzlichen turbulenten Längs- und Querimpulsaustausch und können in der Matrix τ' zusammengefasst werden.

$$\tau' = -\rho \cdot \begin{pmatrix} \overline{u' \cdot u'} & \overline{v' \cdot u'} & \overline{w' \cdot u'} \\ \overline{u' \cdot v'} & \overline{v' \cdot v'} & \overline{w' \cdot v'} \\ \overline{u' \cdot w'} & \overline{v' \cdot w'} & \overline{w' \cdot w'} \end{pmatrix} \tag{4.10}$$

Die Matrix τ' enthält neun Produkte der Schwankungsgeschwindigkeiten. Diese neun Unbekannten können aus Symmetriegründen auf sechs reduziert werden. Die Berechnung dieser Unbekannten ist bei der CFD Methode (RANS) Aufgabe des Turbulenzmodells.

4.2 SST Turbulenzmodell

Das für die Beschreibung von Strömungen mit überkritischen Fluiden in der Literatur ([90], [114], [73] und [89]) empfohlene SST Turbulenzmodell [77] ist ein Wirbelviskositätsmodell. Hierbei werden die Reynolds-Spannungen in Analogie zu einer durch molekulare Viskosität hervorgerufenen Spannung modelliert. Das in dieser Arbeit verwendete Wirbelviskositätsmodell geht von Isotropie (Richtungsunabhängigkeit) der Turbulenz aus. Der Spannungstensor

τ' lässt sich durch Einführen einer turbulenten Viskosität μ_t , die einen zusätzlichen Beitrag zum Strömungswiderstand leistet, beschreiben. Die turbulente Viskosität μ_t steht in keinem Zusammenhang mit der molekularen Viskosität μ . Die sechs Reynoldsspannungen werden also durch nur einen Parameter beschrieben. Das SST Turbulenzmodell ist ein Zweigleichungs-Modell, d.h. die turbulente Viskosität μ_t wird durch zwei charakteristische Größen beschrieben. Die Gleichung für die turbulente kinetische Energie k lautet

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \cdot u_{i,j} \cdot k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k^\omega} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = \mu_t \cdot P - \rho \cdot \beta^* \cdot k \cdot \omega + \mu_t \cdot P_B, \quad (4.11)$$

und die Gleichung für die spezifische Dissipation, bzw. turbulente Frequenz $\omega = k/\varepsilon$ ist

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho \cdot u_{i,j} \cdot \omega - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega^\omega} \right) \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] =$$

$$\alpha_{SST} \cdot \frac{\omega}{K} \cdot \mu_t \cdot P - \rho \cdot \beta_{SST} \cdot \omega^2 + \rho \cdot S_\omega + C_{\varepsilon_3} \cdot \mu_t \cdot P_B \cdot C_\mu \cdot \omega,$$

wobei $C_\mu = 0,09$ und $C_{\varepsilon_3} = 1,44$ empirische Konstanten sind. Dabei ist die Notation nach [23] verwendet worden, mit $u_{i,j}$ den Geschwindigkeitskomponenten in die x -, y -Richtung. Auf das Überstreichen der zeitlich gemittelten Größen wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet. Das SST Turbulenzmodell schaltet zwischen Konstanten eines $k - \omega$ (c_1) und Konstanten eines $k - \varepsilon$ (c_2) Modells gemäß der folgenden Beziehung um:

$$c_{SST} = F_{1,SST} \cdot c_{1,SST} + (1 - F_{1,SST}) \cdot c_{2,SST} \quad (4.13)$$

Das $k - \omega$ Modell eignet sich besser für wandnahe Strömungen und das $k - \varepsilon$ Modell ist besser für weiter entfernte Strömungen geeignet. Somit können die Vorteile beider Modelle durch Überblenden kombiniert werden. Hierbei ist der Faktor F_1

$$F_{1,SST} = \tanh(\arg_1^4), \quad (4.14)$$

mit

$$\arg = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09 \cdot \omega \cdot y}, \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega} \right), \frac{4 \cdot \rho \cdot k}{A_{SST} \cdot \sigma_{\omega_2}^\omega \cdot y^2} \right] \quad (4.15)$$

und

$$A_{SST} = \max \left[\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \sigma_{\omega_2}^\omega} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right]. \quad (4.16)$$

Die Koeffizienten für den Fall 1 ($k - \omega$) und den Fall 2 ($k - \varepsilon$) sind in Tab. 4-1 zusammen gefasst.

Tab. 4-1 Koeffizienten für das SST $k - \omega$ Modell

Fall	σ_k^ω	σ_ω^ω	β_{SST}	β^*
1 ($k - \omega$)	1,176	2,0	0,075	0,09
2 ($k - \varepsilon$)	1,0	1,168	0,0828	0,09

mit

$$\alpha_{SST} = \frac{\beta_{SST}}{\beta^*} - \frac{1}{\sigma_\omega^\omega} \cdot \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}, \quad (4.17)$$

wobei $\kappa = 0,41$ und

$$S_\omega = 2 \cdot (1 - F_1) \cdot \frac{1}{\sigma_{\omega 2}^\omega} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (4.18)$$

sind. Die turbulente Viskosität ist in diesem Modell gegeben als

$$\mu_t = \rho \cdot \frac{a_1 \cdot k}{\max(a_1 \cdot \omega, \Omega \cdot F_2)}, \quad (4.19)$$

wobei $a_1 = 0,31$ eine Konstante ist, Ω die Wirbelstärke und F_2 eine zweite Blendungsfunktion, mit y dem Abstand zur nächsten Wand.

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max\left(2 \cdot \frac{\sqrt{k}}{0,09 \cdot \omega \cdot y}, \frac{500 \cdot \nu}{y^2 \cdot \omega}\right) \quad (4.20)$$

Die Terme P und P_B auf der rechten Seite in Gleichung (4.11) repräsentieren die Turbulenzproduktion durch Schubspannungs- und Auftriebseffekte. Der Schubspannungsterm ist gegeben als

$$P = S_{ij} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (4.21)$$

mit

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}. \quad (4.22)$$

Dieser Term wächst mit größer werdendem Geschwindigkeitsgradienten, und wird sehr klein für geringe Geschwindigkeitsgradienten. Der Auftriebsproduktionsterm ist gegeben durch

$$P_B = -\frac{g}{Pr_t} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x_i}, \quad (4.23)$$

mit g der Erdbeschleunigung und Pr_t der turbulenten Prandtl-Zahl.

4.3 Wärmeübergang

In der vorliegenden Arbeit wurde ein „Low-Reynolds“ Ansatz verwendet, um den Wärmeübergang vom Fluid an die Wand zu berechnen. Dabei wird die wandnahe Region genauso behandelt wie der Rest des Fluidraums, somit muss die wandnahe Region entsprechend fein aufgelöst werden. Für die äußerste Zellschicht, die den Fluidraum begrenzt, gilt die Haftbedingung. In der äußersten Zellschicht wird die turbulente Frequenz mit folgender Beziehung berechnet:

$$\omega = \frac{60 \cdot \nu}{\beta_1 \cdot y_c^2}, \quad (4.24)$$

mit ν der kinematischen Viskosität, y_c dem Abstand des Zellmittelpunkts zur Wand und $\beta_1 = 0,075$. Das Netz sollte zur Wand hin so verfeinert werden, dass der dimensionslose Wandabstand zum Mittelpunkt der angrenzenden Zelle $y^+ < 1$ gilt [23]. Der dimensionslose Wandabstand y^+ ist definiert als

$$y^+ = \frac{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \cdot y_c}{\nu}, \quad (4.25)$$

mit τ_w , y_c , ρ und ν der Wandschubspannung, Abstand Zellmittelpunkt zur Wand, Dichte des Fluids an der Wand und der kinematischen Viskosität.

Aus der integral über eine Zellhöhe gemittelten Fluidtemperatur T_b , der Wandtemperatur T_w und der Wärmestromdichte q lässt sich der in der Literatur gebräuchliche Wärmeübergangskoeffizient α_{HT} vom Fluid an die Wand bestimmen:

$$q = \alpha_{HT} \cdot (T_w - T_b) \quad (4.26)$$

Zur Verringerung der Rechenzeit kann ein sogenannter High-Reynolds Ansatz verwendet werden. Dabei wird die wandnahe Region nicht detailliert aufgelöst, sondern der Verlauf der Geschwindigkeit und anderer Strömungsgrößen durch Funktionen angenähert, entsprechend muss die wandnahe Region weniger genau aufgelöst werden.

4.4 Lösungsverfahren

In der vorliegenden Arbeit wird die kommerzielle Software Star CD 3.26 für die Durchführung der strömungsmechanischen Simulationen verwendet. Star CD verwendet finite Volumenelemente und berechnet die Stoffeigenschaften für jeden Zellmittelpunkt, sowie die Ströme über die Grenzflächen jedes Volumenelements. Diese Matrix wird numerisch gelöst, bis ein gewisses Konvergenzkriterium für die Änderung der entsprechenden Variablen von einem Iterationsschritt zum nächsten erreicht wird. Die zeitliche und örtliche Diskretisierung für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten stationären und transienten Rechnungen erfolgt gemäß den Empfehlungen in [23].

Stationäre Simulationen werden mit der SIMPLE (engl.: semi-implicite method for pressure linked equations) Methode gelöst. Hierbei werden die Geschwindigkeitskomponenten der Impulsbilanz mit einem willkürlich vorgegebenen Druck berechnet. Das somit erhaltene Geschwindigkeitsfeld wird in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt und ein Druckkorrekturterm bestimmt. Mit dem neuen Druck wird wieder ein Geschwindigkeitsfeld aus der Impulsbilanz bestimmt. Diese Prozedur wird solange iterativ durchgeführt, bis die Änderung des Geschwindigkeitsfelds von einer Iteration zur nächsten unterhalb eines gewissen Konvergenzkriteriums liegt. Die verwendete Methode AMG berechnet zunächst eine Lösung für ein grobes Netz und bildet diese dann auf das feinere, eigentliche Rechnetnetz ab.

Bei transienten Simulationen wird die Zeitschrittweite mit der Courant-Friedrich-Levi (CFL) Zahl berechnet. Die CFL-Zahl gibt an, um wie viele Zellen sich ein Fluidpaket pro Zeitschritt fortbewegt:

$$CFL = \frac{U_{\max} \cdot \Delta t}{\Delta x_m}, \quad (4.27)$$

mit der Maschenweite Δx_m und der Zeitschrittweite Δt . Die CFL Bedingung sagt aus, dass für $CFL < 1$ explizite Verfahren numerisch stabil sind [72]. Für kompressible Strömungen muss statt der maximalen Strömungsgeschwindigkeit U_{\max} die Schallgeschwindigkeit a_s eingesetzt werden. Zur Lösung der transienten Rechnungen wird das PISO (engl.: pressure implicate with splitting of operators) Verfahren verwendet.

Für die räumliche Diskretisierung wird für stationäre und transiente Rechnungen das MARS (engl.: monotone advection and reconstruction scheme) Verfahren verwendet. Dies ist ein Verfahren zweiter Ordnung und somit verhält sich der Fehler bei abnehmender Gitterweite quadratisch.

4.5 Integrationsgebiet, Rand- und Anfangsbedingungen

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten CFD Simulationen wurde jeweils der Fluidraum eines kreisförmigen Rohrs vernetzt. Die Länge des vernetzten Rohrs beträgt 0,75 m, entsprechend der gekühlten Länge des Kondensators in [21]. Das Rohr wurde mit einem sog. O-Grid (engl.: grid – Netz) mit einem quadratischen Mittelteil und entsprechenden Kreissegmenten im Außenbereich vernetzt. Abb. 4-2 zeigt beispielhaft eine Zellschicht. Das

Netz wurde zur Wand hin verfeinert und verschiedene Netzverfeinerungsstudien durchgeführt, um die Netzunabhängigkeit zu validieren. Der Restfehler der numerischen Rechnungen wird als korrespondierender Fehlerbalken in den Diagrammen dargestellt.

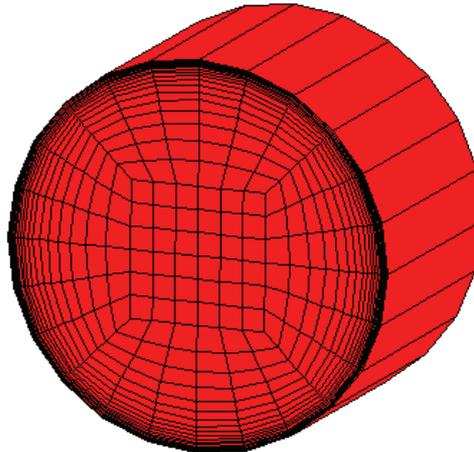


Abb. 4-2 Beispiel eines CFD Netzes für die durchgeführten numerischen Strömungssimulationen; O-grid mit Verfeinerung zur Wand hin, 600 Maschen in axialer Richtung

Für die Simulationen wurden jeweils die folgenden Randbedingungen verwendet:

Eintrittsrandbedingung: Am Eintritt in den Fluidraum müssen alle Geschwindigkeitskomponenten u_i vorgegeben werden. Für die durchgeführten Simulationen wurde jeweils die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung eingegeben und die Geschwindigkeitskomponenten in radialer Richtung zu Null gesetzt. Somit kann erst ab einer axialen Länge von ca. 20 Durchmessern von einer eingelaufenen Strömung ausgegangen werden und entsprechend ausgewertet werden. Des Weiteren müssen die Temperatur und die Dichte des Fluids am Eintritt spezifiziert werden. Anfangswerte für die turbulente kinetische Energie k und die spezifische Dissipation ε , bzw. turbulente Frequenz $\omega = k / \varepsilon$ können gemäß [87] mit folgenden Gleichungen bestimmt werden:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u' \cdot u'} + \overline{v' \cdot v'} + \overline{w' \cdot w'}) \quad \text{und} \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{0,75} \cdot k^{1,5}}{l} \quad (4.28)$$

wobei C_μ eine Konstante des SST k - ω Modells ist und 0,09 entspricht. Unter der Annahme das die Anfangsturbulenz isentrop ist, d.h. $\overline{u' \cdot u'} = \overline{v' \cdot v'} = \overline{w' \cdot w'}$, wird empfohlen für die zeitlich gemittelten, turbulenten Schwankungsgrößen 5% der mittleren, axialen Strömungsgeschwindigkeit einzusetzen. Die Länge l entspricht 20% des Rohrdurchmessers.

Druckrandbedingung: Am Austritt aus den Fluidraum wird der Druck und der Druckgradient in radialer Richtung vorgegeben. Der Druckgradient wird zu Null gesetzt. Sämtliche Strömungsgrößen werden in den hier beschriebenen Simulationen am Eintritt als konstant angenommen, eine Grenzschicht am Eintritt also vernachlässigt.

Thermische Randbedingung: Die mittlere Fluidtemperatur auf der Sekundärseite, sowie der Wärmeübergangs- und –durchgangskoeffizient für die Rohrwand werden vorgegeben. Die Rohrwand selbst wird nicht modelliert. Der Wärmeübergangskoeffizient auf der Primärseite wird berechnet.

4.6 Implementierung der Stoffeigenschaften

Für die in dieser Arbeit verwendete kommerzielle Software Star CD 3.26 müssen die Stoffeigenschaften von Kohlenstoffdioxid und Wasser bei überkritischem Druck mit Hilfe von Funktionen implementiert werden. Dafür steht eine Fortran 77 Schnittstelle zur Verfügung. Im Folgenden sollen die Struktur der Funktionen am Beispiel von CO₂ bei einem Druck von 7,95 MPa erklärt werden. Diese Methode wurde bereits von Kunik et al. [70] und Wank [110] für Wasser bei einem Druck von 25 MPa verwendet. Die spezifische Wärmekapazität, die Dichte, die Wärmeleitfähigkeit, die dynamische Viskosität und die Enthalpie werden als Funktion der Temperatur dargestellt. Abb. 4-3 vergleicht den Verlauf der Funktion und der Referenzwerte aus der REFPROP Datenbank [81] für die spezifischen Wärmekapazitäten von CO₂ bei einem Druck von 7,95 MPa über der Temperatur. Die Funktion setzt sich aus zwei linearen Unterfunktionen $g_1(T)$ und $g_2(T)$ zusammen:

$$g_1(T) = c_{p1} + \frac{c_{p2} - c_{p1}}{T_2 - T_1} \cdot (T - T_1) \quad (4.29)$$

$$g_2(T) = c_{p3} + \frac{c_{p4} - c_{p3}}{T_4 - T_3} \cdot (T - T_3) \quad (4.30)$$

Die vier Achsenabschnitte (T_x, c_{py}) müssen entsprechend gewählt werden, sodass die Abweichungen gering ausfallen. Für die in der vorliegenden Arbeit implementierte Funktion für die spezifischen Wärmekapazitäten von CO₂ betragen die Temperaturen: $T_1 = 291,65$, $T_2 = 299,65$, $T_3 = 318,15$ und $T_4 = 326,65$. Die beiden linearen Unterfunktionen $g_1(T)$ und $g_2(T)$ werden mit Hilfe der Überblendungsfunktion f_1 miteinander gekoppelt:

$$f_1(T) = \frac{1}{1 + e^{-\frac{T - T_{pc}}{w}}}, \quad (4.31)$$

hierin sind T_{pc} die Temperatur am pseudo-kritischen Punkt (für CO₂ bei 7,95 MPa: 307,5 K) und $w = 4$ ein Parameter, der die Breite des exponentiellen Bereichs angibt. Die Exponentialfunktion f_2 repräsentiert die Spitze der spezifischen Wärmekapazität bei der pseudo-kritischen Temperatur.

$$f_2 = a \cdot e^{b|T - T_{pc}|^c} \quad (4.32)$$

Mit den Parametern $a = 42$, $b = -1,2$ und $c = 0,75$ lassen sich Höhe und Form der Spitze der spezifischen Wärmekapazität bei der pseudo-kritischen Temperatur einstellen. Somit lautet die Funktion der spezifischen Wärmekapazität von CO₂ bei einem Druck von 7,95 MPa:

$$c_p(T) = g_1 \cdot f_1 + g_2 \cdot (1 - f_1) + f_2 \quad (4.33)$$

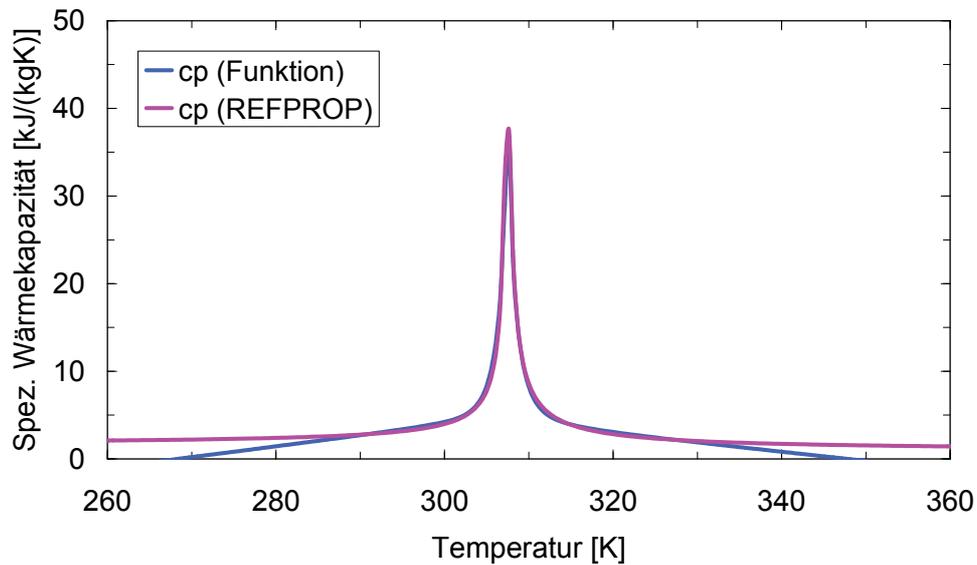


Abb. 4-3 Spezifische Wärmekapazität von CO₂ bei 7,95 MPa; Vergleich Referenzdaten aus REFPROP [81] und in Star CD implementierte Funktion

Abb. 4-4 zeigt den relativen Fehler gemäß Gleichung (4.34) zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion für den in den Simulationen verwendeten Temperaturbereich von 290 K bis 330 K. Die maximale Abweichung liegt bei 11,0 % und der gemittelte relative Fehler bei 5,4 %. Tab. 4-2 listet den mittleren und maximalen Fehler der implementierten Funktionen für die Stoffeigenschaften von CO₂ bei 7,95 MPa auf. Die mittlere Abweichung für die Dichte, Wärmeleitfähigkeit, dynamische Viskosität und Enthalpie ist unter 3 % und der maximale Fehler ist stets unterhalb 11 %.

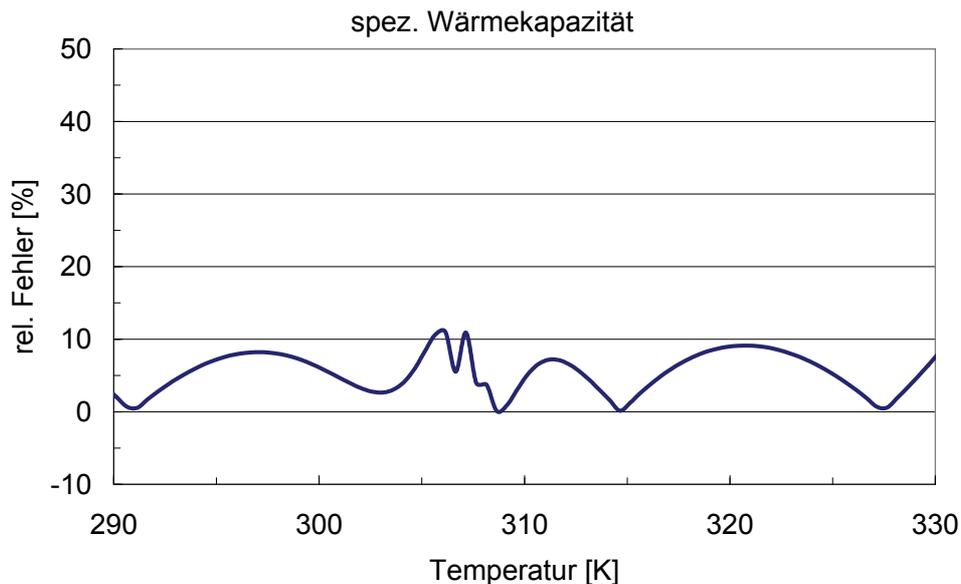


Abb. 4-4 Relativer Fehler zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion

$$rel.Fehler[\%] = \frac{c_{P_{Funktion}} - c_{P_{REFPROP}}}{c_{P_{REFPROP}}} \cdot 100\% \quad (4.34)$$

Tab. 4-2 Mittlerer und maximaler relativer Fehler der implementierten Funktionen für die Stoffeigenschaften von CO₂ bei 7,95 MPa

	Mittlerer rel. Fehler	Maximaler rel. Fehler
Spez. Wärmekapazität	5,4 %	11,0 %
Dichte	2,9 %	6,0 %
Wärmeleitfähigkeit	2,3 %	11,0 %
Dyn. Viskosität	2,6 %	10,2 %
Enthalpie	1,2 %	4,9 %

Die Abbildungen und die entsprechenden Funktionen für die weiteren Stoffeigenschaften (Dichte, Wärmeleitfähigkeit, dynamische Viskosität und Enthalpie) befinden sich in Anhang B. Die Funktionen für die Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser bei einem Druck von 25 MPa wurden direkt von Wank [110] übernommen. In Tab. 4-3 sind der relative Fehler sowie die maximale Abweichung der in Star CD implementierten Funktionen von den Referenzwerten [23] aufgelistet. Die Funktionen decken einen Temperaturbereich von 500 bis 800 K ab.

Tab. 4-3 Mittlerer und maximaler relativer Fehler der implementierten Funktionen für die Stoffeigenschaften von H₂O bei 25 MPa

	Mittlerer rel. Fehler	Maximaler rel. Fehler
Spez. Wärmekapazität	10,5 %	55,1 %
Dichte	3,2 %	17,8 %
Wärmeleitfähigkeit	3,3 %	17,3 %
Dyn. Viskosität	1,1 %	8,1 %
Enthalpie	2,2 %	5,6 %

4.7 Validierung

Um den vorgestellten CFD Ansatz zur Simulation des Wärmeübergangs von gekühlten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden zu validieren, wird ein früheres Experiment von Bruch [21] simuliert. Der Versuchsaufbau wurde bereits in Kap. 1.3.3 beschrieben. Anschließend können verschiedene Wärmeübergangskorrelationen für die Anwendung eines HPLWR Zwischenüberhitzers geprüft und bewertet werden.

4.7.1 Datenauswertung

Um den Wärmeübergangskoeffizienten des überkritischen CO_2 an die gekühlte Rohrwand zu bestimmen, ist von Bruch et al. [21] eine integrale Methode verwendet worden. Die übertragene Wärme des überkritischen Kohlenstoffdioxids (SCO_2) kann mit dem gemessenen Massenstrom und der Enthalpiedifferenz des gekühlten SCO_2 ermittelt werden.

$$d\dot{Q} = \dot{M} \cdot (dh)_{\text{CO}_2} \quad (4.35)$$

Mit der Einführung von mittleren Temperaturen für das Kühlwasser und für das gekühlte SCO_2

$$\bar{T}_{\text{Wasser}} = \frac{T_{\text{Wasser,aus}} + T_{\text{Wasser,ein}}}{2} \quad \text{und} \quad \bar{T}_{\text{CO}_2} = \frac{T_{\text{CO}_2,\text{aus}} + T_{\text{CO}_2,\text{ein}}}{2} \quad (4.36)$$

ergibt sich der mittlere, gesamte Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{\text{HT,ges}}$ zu:

$$\dot{Q} = \alpha_{\text{HT,ges}} \cdot A \cdot (\bar{T}_{\text{Wasser}} - \bar{T}_{\text{CO}_2}) \quad (4.37)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient auf der SCO_2 Seite lässt sich aus dem mittleren, gesamten Wärmeübergangskoeffizienten berechnen:

$$\frac{1}{\alpha_{\text{HT,ges}}} = \frac{1}{\alpha_{\text{HT,CO}_2}} + \frac{A_{\text{in}}}{A_{\text{aus}} \cdot \alpha_{\text{HT,Wasser}}} + \frac{A_{\text{in}}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_w \cdot L} \cdot \ln\left(\frac{d_{\text{in}}}{d_{\text{aus}}}\right) \quad (4.38)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient vom Kühlwasser an die Wand wird mit der Dittus und Boelter Korrelation [27] berechnet. Die Wärmeleitfähigkeit der Kupferrohre ist von den Experimentatoren [21] nicht explizit angegeben und wurde mit 300 W/(mK) [10] angenommen.

4.7.2 Charakterisierung von Auftriebseinflüssen

Jackson und Hall [58] entwickelten einen halbempirischen Parameter, um den Einfluss von Naturkonvektion auf beheizte, turbulente Strömungen von überkritischen Fluiden zu charakterisieren.

$$\frac{Gr}{\text{Re}^{2,7}} > 10^{-5} \quad (4.39)$$

Die dabei verwendete Grashof-Zahl berechnet sich wie folgt:

$$Gr = \frac{(\rho_b - \bar{\rho}) \cdot \rho_b \cdot g \cdot d^3}{\mu_b^2} \quad (4.40)$$

In Gleichung (4.40) wird der Einfluss der radialen Dichteverteilung, und somit die Hauptursache für Auftriebseinflüsse, durch die Differenz der Dichte in der Rohrmittre ρ_b und einer mitt-

leren Dichte $\bar{\rho}$ ausgedrückt. Die mittlere Dichte $\bar{\rho}$ kann nach Bae und Yoo [6] folgendermaßen angenähert werden:

$$\bar{\rho} \approx \begin{cases} \frac{(\rho_W + \rho_b)}{2}, & \text{falls } T_W > T_{pc} \text{ oder } T_b < T_{pc} \\ \frac{[\rho_b \cdot (T_b - T_{pc}) + \rho_W \cdot (T_{pc} - T_W)]}{T_b - T_W}, & \text{falls } T_W < T_{pc} < T_b \end{cases} \quad (4.41)$$

Der von Jackson und Hall [58] entwickelte Parameter wurde von Bruch et al. [21] verwendet, um eine ebenfalls von Jackson and Hall [57] entwickelte Wärmeübergangskorrelation für turbulente Rohrströmungen so anzupassen, dass die experimentell bestimmten Nusselt-Zahlen berechnet werden können. Das von Bruch et al. [21] durchgeführte Experiment zum Wärmeübergang von überkritischem CO_2 in ab- und aufwärts gerichteten Rohrströmungen wurde bereits in Kap. 1.3.3 beschrieben. Abb. 4-5 zeigt den Quotienten aus den experimentell bestimmten Nusselt-Zahlen und denjenigen, die mit der Jackson and Hall [57] Wärmeübergangskorrelation bestimmt wurden, aufgetragen über dem Auftriebsparameter (vgl. Gl. (4.39)). Für die in der vorliegenden Arbeit nicht betrachteten aufwärtsgerichteten gekühlten Rohrströmungen (Auftriebskräfte und Zwangskonvektion in entgegengesetzter Richtung), ergibt sich für große $Gr/Re^{2,7}$ ein verbesserter Wärmeübergang. Die Linien zeigen die von den Experimentatoren entwickelten Wärmeübergangskorrelationen.

Für abwärtsgerichtete, gekühlte Rohrströmungen (Auftriebseffekte und Zwangskonvektion in die selbe Richtung) ergibt sich zunächst ein verschlechterter Wärmeübergang für steigende $Gr/Re^{2,7}$. Die experimentell bestimmten Nusselt-Zahlen liegen bis zu 80% unterhalb der mit der Jackson and Hall [57] Korrelation berechneten. Mit steigendem $Gr/Re^{2,7}$ nähert sich die experimentell bestimmte Nusselt-Zahl wieder der korrelierten an.

Bruch et al. [21] verwenden den Parameter $Gr/Re^{2,7}$ um die experimentell bestimmten Nusselt-Zahlen zu korrelieren. Die Experimentatoren führen den verschlechterten Wärmeübergang auf den Einfluss turbulenter Mischkonvektion zurück. Jedoch zeigt Abb. 4-5 eine große Streuung, speziell für den Fall abwärts gerichteter, gekühlter Rohrströmungen. Deswegen sollen im Folgenden zwar die Rohdaten von Bruch et al. [21] für die Validierung der numerischen CFD Methode verwendet werden, jedoch soll die von den Experimentatoren vorgeschlagene Korrelation nicht für die Auslegung des HPLWR Zwischenüberhitzers Anwendung finden.

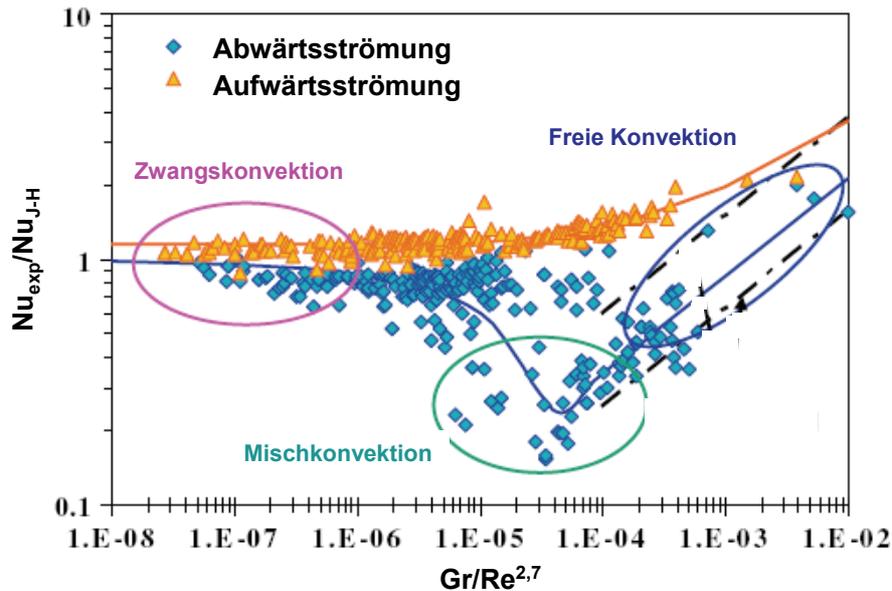


Abb. 4-5 Quotient aus experimentell berechneter Nusselt-Zahl und Nusselt-Zahl bestimmt mit der Jackson and Hall [57] Korrelation (Ordinate); Mischkonvektionsparameter nach Jackson und Hall [58] (Abszisse), nach [21]

4.7.3 Vergleich der numerischen Simulationen mit experimentellen Daten

Abb. 4-6 zeigt einen Vergleich des Wärmeübergangskoeffizienten, berechnet aus den numerischen Simulationen und den experimentell ermittelten Daten [21]. Jeder Datenpunkt der experimentellen Versuchsreihe entspricht einer stationären Messung. Alle Experimente wurden mit senkrecht nach unten fließendem SCO_2 bei einem Druck von 8 MPa und einer Massenstromdichte von $200 \text{ kg}/(\text{sm}^2)$ durchgeführt. Die mittlere Fluidtemperatur auf der Kühlwasserseite ändert sich für die Versuchsläufe nur sehr gering ($<0,26 \text{ K}$), daher wird eine konstante, mittlere Kühlwassertemperatur als Randbedingung verwendet. Die über der axialen Länge des Testkondensators gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten sind über dem arithmetischen Mittel aus Eintritts- und Austrittstemperatur aufgetragen. Die integralen Wärmeübergangskoeffizienten aus den CFD-Simulationen sind in der gleichen Weise bestimmt worden wie für die experimentellen Ergebnisse im vorigen Abschnitt beschrieben. Darüber hinaus sind die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Diese sind mit dem lokalen Wärmestrom und der lokalen Wandtemperatur auf halber axialer Länge der Messstrecke berechnet worden. Die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sind über der lokalen mittleren Fluidtemperatur aufgetragen. Es wurde eine Netzverfeinerungsstudie mit $y^+ < 0,1$ durchgeführt. Dadurch hat sich die Zellanzahl von 338.400 auf 780.000 erhöht. Mit der Richardson-Extrapolation [72] kann der Fehler der numerischen Simulation abgeschätzt werden. Der berechnete Wärmeübergang ändert sich dadurch um 5 bis 20%. Die Abweichungen sind als Fehlerbalken in Abb. 4-6 dargestellt, teilweise werden sie durch das Symbol für den Datenpunkt überdeckt.

Nach [22] beträgt die Messunsicherheit 20-25% für den aus den experimentellen Daten berechneten Wärmeübergangskoeffizienten bei einem Unterschied zwischen Ein- und Austrittstemperatur von 1,5-4 K. In Abb. 4-6 sind 25% Messunsicherheit als Fehlerbalken dargestellt.

Zusätzlich gibt Bruch in [22] die Messunsicherheit der verwendeten Thermoelemente mit $\pm 0,2$ K an. Der mittlere Unterschied zwischen heißer und kalter Seite beträgt 3-14K.

Für mittlere Fluidtemperaturen oberhalb des pseudo-kritischen Punkts stimmen die numerischen Simulationen gut mit den experimentellen Daten [21] überein. Die Ergebnisse liegen im Bereich der Messunsicherheit. Tendenziell liefert die gleiche integrale Auswertungsmethode wie im Versuch eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wobei besonders am pseudo-kritischen Punkt eine sehr gute Übereinstimmung erzielt werden kann. Im Bereich um die pseudo-kritische Temperatur ergeben sich etwas größere Abweichungen als die Messunsicherheit. Hier haben allerdings die implementierten Stofffunktionen ebenfalls die größte Abweichung von den Referenzdaten, vgl. Abschnitt 4.6. Diese gute Übereinstimmung erhalten wir jedoch nicht für die Experimente mit mittleren Fluidtemperaturen, und damit auch Wandtemperaturen unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur. Die numerischen Simulationen der drei Versuche mit den niedrigsten mittleren Fluidtemperaturen haben eine Abweichung von bis zu 426%, wobei das Experiment mit der niedrigsten mittleren Fluidtemperatur die höchste Abweichung aufweist. Die Auswertungsmethode, ob lokal oder integral, macht hierbei keinen Unterschied, genauso wie die Netzverfeinerung. Erst beim dritten Versuch (Versuchsnummer steigt mit wachsender mittlerer Fluidtemperatur) kann die Abweichung zwischen numerischen Simulationen und experimentellen Ergebnissen von 172% auf 68% durch die auch im Experiment verwendete integrale Auswertungsmethode reduziert werden. Der vierte Versuch liegt zwar noch leicht über der Messtoleranz, doch noch im akzeptablen Bereich, da in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur die implementierten Funktionen der Stoffeigenschaften wieder die höchsten Abweichungen aufweisen.

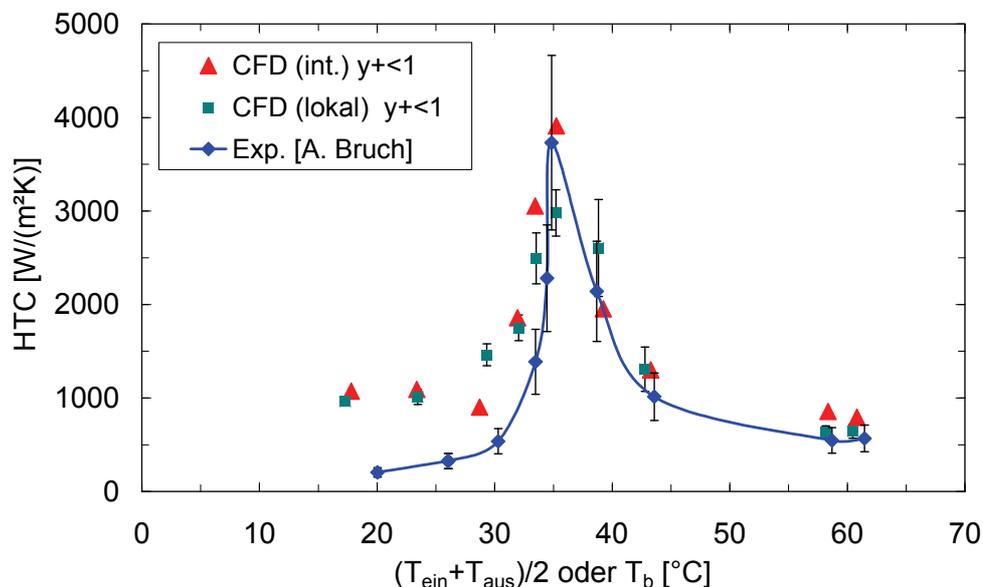


Abb. 4-6 Vergleich der experimentellen Daten [21] mit CFD-Simulationen: lokale und integrale Methode zur Bestimmung des Wärmedurchgangskoeffizienten (HTC), CO₂, 8 MPa, 200 kg/(sm²)

Tab. 4-4 Mittlere SCO_2 Temperatur, Unterschied zwischen Ein- und Austrittstemperatur und mittlere Reynolds-Zahlen der in Abb. 4-6 dargestellten Versuchreihe [21], Versuchsnummer steigt mit wachsender mittlerer Fluidtemperatur

Versuch	1	2	3	4	5
$(T_{\text{ein}}+T_{\text{aus}})/2$	20,0	26,0	30,3	33,5	34,4
$T_{\text{ein}}-T_{\text{aus}}$	1,5	2,7	3,4	2,8	2,4
Re	15017	17742	21463	28650	34621
Versuch	6	7	8	9	10
$(T_{\text{ein}}+T_{\text{aus}})/2$	34,8	38,7	43,6	58,7	61,5
$T_{\text{ein}}-T_{\text{aus}}$	3,4	4,7	3,8	2,0	4,1
Re	40322	50900	53547	57723	60281

In Tab. 4-4 sind die arithmetischen Mitteltemperaturen der in Abb. 4-6 dargestellten Versuchreihen [21], der Unterschied zwischen Ein- und Austrittstemperatur, sowie die Reynolds-Zahlen, berechnet für die arithmetische Mitteltemperatur, dargestellt. Die Unterschiede zwischen Ein- und Austrittstemperatur liegen zwischen 1,5-4,7 K. Versuch 1 mit der höchsten Abweichung zwischen turbulenten Simulationen und experimentellen Daten [21] hat den geringsten Unterschied zwischen Ein- und Austrittstemperatur. Die mittleren Reynolds-Zahlen liegen zwischen ca. 15.000 und 60.000, wobei die Reynolds-Zahl mit steigender mittlerer Fluidtemperatur wächst. Da die Temperaturunterschiede für die einzelnen Versuchsläufe gering ausfallen, kann davon ausgegangen werden, dass sich die Reynolds-Zahl nur geringfügig über der axialen Länge des Wärmeüberträgers ändert.

Motiviert durch die bisherigen Untersuchungen in der Literatur über Wärmeübergangsphänomene bei Rohrströmungen von überkritischen Fluiden mit Wärmezufuhr wurden laminare Simulationen für die drei Versuche mit den niedrigsten mittleren Fluidtemperaturen durchgeführt. Abb. 4-7 zeigt einen Vergleich des Wärmeübergangskoeffizienten, berechnet aus den laminaren sowie den turbulenten numerischen Simulationen und den experimentell ermittelten Daten [21]. Die experimentellen Daten der drei Versuche mit den niedrigsten mittleren Fluidtemperaturen stimmen sehr gut mit den laminaren numerischen Simulationen überein. Mit steigender mittlerer Fluidtemperatur und damit steigender Reynolds-Zahl wächst die Abweichung von 3% auf 36%.

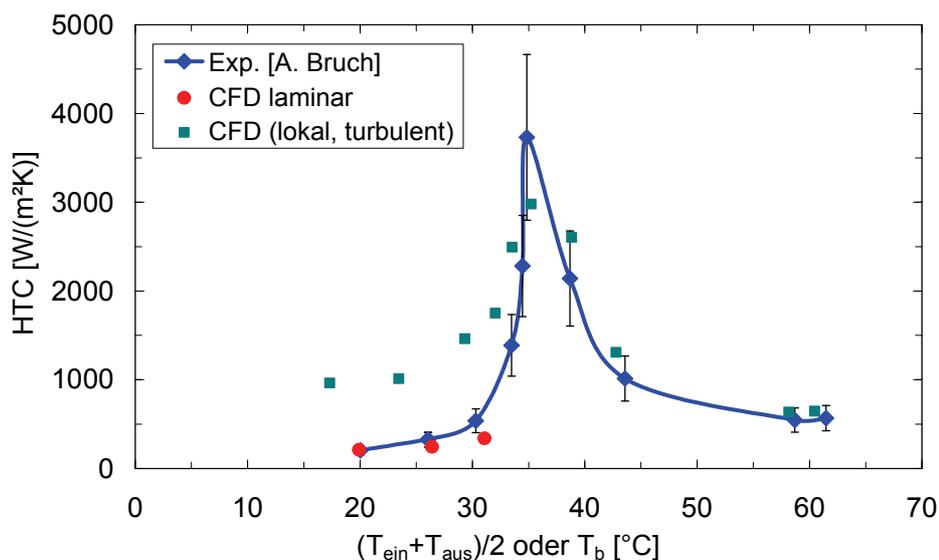


Abb. 4-7 Vergleich der experimentellen Daten [21] mit laminaren und turbulenten CFD-Simulationen, CO₂, 8 MPa, 200 kg/(sm²)

4.7.4 Auswertung der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile

Abb. 4-8 zeigt die Geschwindigkeitsprofile verschiedener Simulationen des Versuchslaufs mit den geringsten Temperaturen. Bei diesem Experiment betrug der Temperaturabfall nur 1,5 K, sodass davon auszugehen ist, dass sich der Wärmeübergang mit der axialen Länge der Teststrecke nur gering verändert. Alle Simulationen wurden mit den gleichen thermischen Randbedingungen und der gleichen Eintrittsgeschwindigkeit durchgeführt. Das radiale Geschwindigkeitsprofil wurde bei halber axialer Länge des Testkondensators ausgewertet. In Abb. 4-8 ist aus Symmetriegründen nur der halbe Durchmesser aufgetragen.

Das Profil der laminaren Simulation ohne Schwerkräfteinfluss hat den niedrigsten Geschwindigkeitsgradienten in Wandnähe und die vergleichsweise größte Geschwindigkeitskomponente in der Mitte des Rohrs. Die Schwerkraft erhöht nun den Geschwindigkeitsgradienten der laminaren Strömung in Wandnähe. Das abgekühlte SCO₂ (höhere Dichte) wird an der Rohrwand in axialer Richtung nach unten beschleunigt. Durch die Massenerhaltung verringert sich die axiale Geschwindigkeitskomponente in der Mitte der Rohrströmung. Es bildet sich ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil.

Das Geschwindigkeitsprofil der Simulation einer turbulenten Rohrströmung mit Auftriebskräften hat in Wandnähe einen ähnlichen Geschwindigkeitsgradienten wie die laminare Simulation mit Schwerkrafteinfluss. Jedoch zeigt die turbulente Berechnung kein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil. Dadurch hat die turbulente Simulation eine höhere Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung in der Rohrmitte als die laminare Simulation mit Auftriebskräften, jedoch eine niedrigere als die Simulation der laminaren Rohrströmung ohne Schwerkräfteinfluss. Auftriebseffekte haben nur einen geringen Einfluss auf das turbulente Geschwindigkeitsprofil.

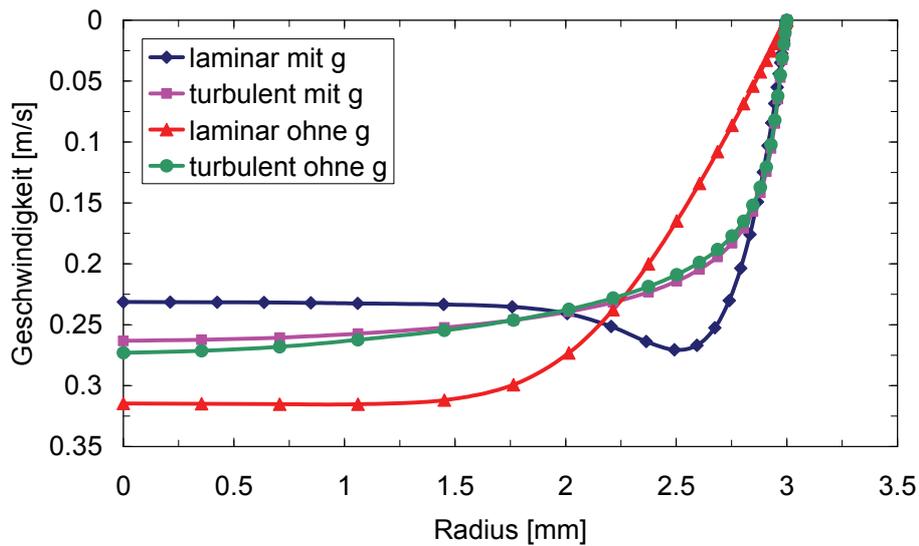


Abb. 4-8 Geschwindigkeitsprofile für Versuch 1 bei halber axialer Länge für die laminare sowie turbulenten Simulationen mit und ohne Auftriebskräfte

Abb. 4-9 zeigt das Temperaturprofil für den Versuchslauf mit den niedrigsten Temperaturen bei halber axialer Länge der Teststrecke für das verwendete Rechennetz ($y^+ < 1$ mit 338.400 Zellen) und die Netzverfeinerungsstudie ($y^+ < 0,1$ mit 780.000 Zellen). Die Temperaturverläufe der beiden Simulationen stimmen sehr gut überein, was die Netzunabhängigkeit der Rechnungen zeigt. Die beiden Profile haben eine maximale Abweichung von 0,16 K. Die mittlere Fluidtemperatur für das gröbere Netz beträgt 290.45 K und für das feinere 290.29 K. Der radiale Temperaturunterschied für den Versuchslauf mit den niedrigsten Temperaturen, ausgewertet bei halber axialer Länge der Teststrecke, beträgt ca. 6 K.

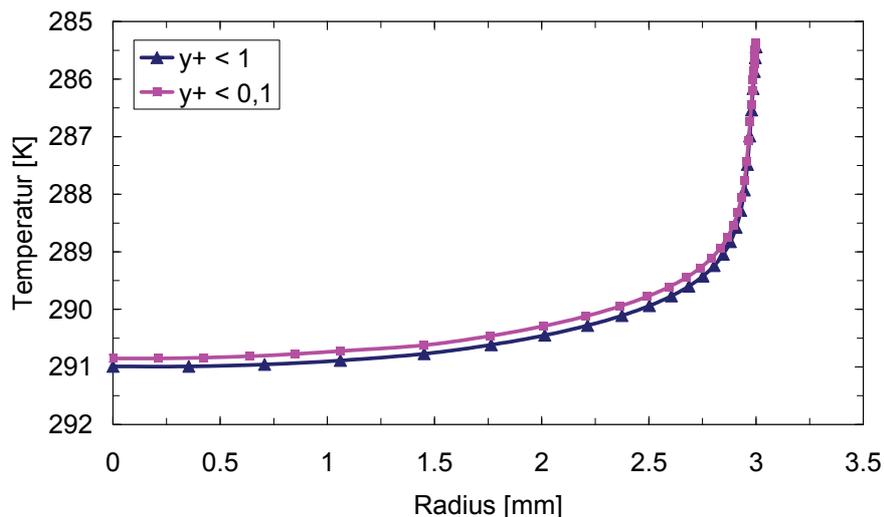


Abb. 4-9 Temperaturprofile für Versuch 1 (niedrigste mittlere Fluidtemperatur), ausgewertet bei halber axialer Länge der Teststrecke für die turbulenten Simulationen, Rechennetz und Netzverfeinerungsstudie (Zellanzahl: 338.400 und 780.000)

5 Korrelation des Wärmeübergangs von gekühltem überkritischen Wasser im HPLWR Zwischenüberhitzer

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass der aus den laminaren CFD Simulationen berechnete Wärmeübergangskoeffizient gut mit den ersten drei Experimenten der Versuchsreihe nach Bruch et al. [21] übereinstimmt, obwohl die Reynolds-Zahlen eine turbulente Strömung erwarten lassen würden. Die anderen sieben Experimente konnten mit guter Übereinstimmung mit turbulenten Simulationen nachgerechnet werden. Im Folgenden sollen nun die in Kap. 2.2.2.3 eingeführten Wärmeübergangskorrelationen mit den experimentellen Ergebnissen nach Bruch et al. [21] verglichen werden, um eine Wärmeübergangskorrelation für die Auslegung eines HPLWR Zwischenüberhitzers empfehlen zu können.

5.1 Vergleich der experimentellen Ergebnisse [21] mit ausgewählten Wärmeübergangskorrelationen

Die aus den experimentellen Messungen berechneten Wärmeübergangskoeffizienten für SCO_2 an die Rohrwand und die aus den Korrelationen bestimmten Werte sind in Abb. 5-1 über dem arithmetischen Mittel aus Ein- und Austrittstemperatur aufgetragen. Zu erkennen ist, dass die ersten drei experimentellen Ergebnisse sehr gut mit den beiden Wärmeübergangskorrelationen für laminare Rohrströmungen nach Jackson [56] und Behzadmehr [12] übereinstimmen (rel. Fehler 2-23%). Das vierte Experiment wird noch mit einer akzeptablen Abweichung durch die beiden Korrelationen für laminare Rohrströmungen mit Auftriebseffekten wiedergegeben: rel. Fehler 26% für Behzadmehr [12] und 41% für die Korrelation nach Jackson [56]. Ab dem fünften Versuchslauf weichen jedoch die Wärmeübergangskoeffizienten aus diesen Korrelationen erheblich von den experimentell bestimmten Daten ab. Dafür stimmen das fünfte Experiment, und jedes weitere mit steigender mittlerer Fluidtemperatur, gut mit den turbulenten Wärmeübergangskorrelationen überein. Hierbei zeigt die Gleichung nach Dittus und Boelter [27] die beste Übereinstimmung. Im Bereich des pseudo-kritischen Punkts haben die Jackson und Hall Wärmeübergangskorrelation für turbulente Strömungen eine Abweichung von 30% und die Gleichung nach Cheng [25] eine von ca. 36% für den Wärmeübergangskoeffizienten.

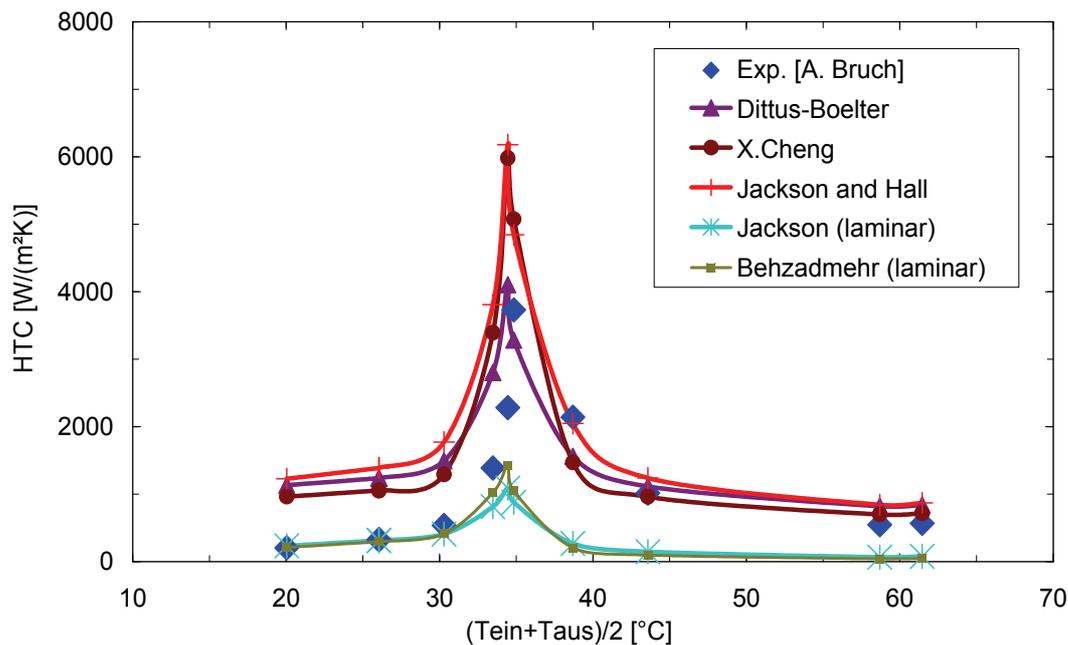


Abb. 5-1 Vergleich des Wärmeübergangskoeffizienten (HTC) für SCO_2 an die Rohrwand, bestimmt aus experimentellen Daten [21] mit ausgewählten Wärmeübergangskorrelationen für laminare und turbulente Strömungen, 8 MPa, 200 kg/(sm²)

5.2 Mischkonvektion bei auftriebsbehafteten Strömungen

Wie in Kap. 2.2.2.2 beschrieben, können Auftriebseffekte den laminar-turbulenten Umschlag zu kleineren oder auch zu größeren Reynolds-Zahlen verschieben. Metais et al. [78] haben einen ersten Schritt unternommen, eine Strömungskarte in Abhängigkeit von Reynolds-Zahl und Rayleigh-Zahl für vertikale Rohrströmungen aufzuzeigen. In Abb. 5-2 ist diese Strömungskarte nachgezeichnet. Die von den Metais et al. [78] durchgeführten Versuche, bei denen Zwangskonvektion und Naturkonvektion in dieselbe Richtung wirken, sind in Abb. 5-2 eingezeichnet. Des Weiteren ist der laminar-turbulente Umschlag für reine Zwangskonvektion und für reine Naturkonvektion wiedergegeben. Der Bereich hoher Reynolds-Zahlen und hoher Rayleigh-Zahlen ist unterteilt in freie Konvektion, Zwangskonvektion und Mischkonvektion. Die Autoren geben jedoch keinen Hinweis auf den laminar-turbulenten Umschlag in diesem Bereich.

In Abb. 5-2 sind des Weiteren die von Bruch et al. [21] durchgeführten Experimente eingezeichnet. Die Experimente, deren Wärmeübergang mit laminaren Simulationen bzw. Korrelationen gut übereinstimmt, sind durch ein grünes Viereck dargestellt und die Experimente mit turbulentem Wärmeübergang sind mit einem roten Dreieck eingezeichnet. Die Versuche mit laminarem Wärmeübergang liegen in der Strömungskarte nach Metais et al. [78] im Bereich der Mischkonvektion. Die Experimente, deren Wärmeübergang mit turbulenten Simulationen bzw. Korrelationen gut übereinstimmen, liegen auch in der Strömungskarte im Bereich turbulenter Zwangskonvektion.

Die starken Auftriebseinflüsse (hohe Rayleigh-Zahlen) führen zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs. Dieser kann weder mit der vorgestellten CFD-Methode (RANS mit SST Low Reynolds Turbulenz Modell) noch mit den ausgewählten Wärmeübergangskorrelationen für turbulente Rohrströmungen wiedergegeben werden. Jedoch lässt sich in diesem Bereich der Wärmeübergang gut mit laminaren CFD Simulationen bzw. Korrelationen für laminare Mischkonvektion nachrechnen.

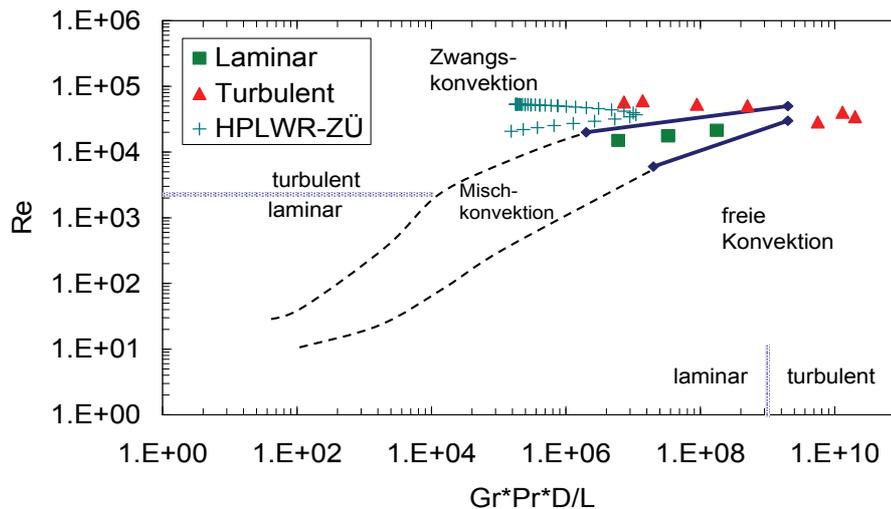


Abb. 5-2 Strömungskarte für freie Konvektion, Zwangskonvektion und Mischkonvektion nach Metais et al. [78] in Abhängigkeit von Reynolds- und Rayleigh-Zahl, experimentellen Daten von Bruch et al. [21]; SCO_2 , 8 MPa, 200 kg/(sm²)

5.3 Numerische Untersuchungen des Wärmeübergangs für einen High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer

Im Folgenden soll die in Kap. 4 vorgestellte und validierte CFD-Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangs von gekühlten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden auf einen HPLWR Zwischenüberhitzer angewendet werden. Der in der vorliegenden Arbeit vorgestellte Entwurf eines Wärmeüberträgers, ausgelegt mit der Dittus und Boelter Korrelation [27], kann damit dann abschließend bewertet werden.

5.3.1 Randbedingungen für die Simulation des Wärmeübergangs im High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer

Für die Simulation des Wärmeübergangs im HPLWR Zwischenüberhitzer wurde der Fluidraum eines Rohrs des Wärmeüberträgers mit der kommerziellen CFD Software Star CD modelliert. Dazu wurde der in Kapitel 4 vorgestellte und validierte Ansatz verwendet. Das Temperaturfeld auf der Sekundärseite wurde als thermische Randbedingung, unterteilt in 40 gleich lange Abschnitte, auf die Grenze des Fluidraums beaufschlagt. In Abb. 5-3 ist die Wandwärmestromdichte über der mittleren Fluidtemperatur dargestellt. Nach Eintritt des Wassers mit 494°C und 25 MPa sinkt zunächst die Wandwärmestromdichte, bis sie im Be-

reich um die pseudo-kritische Temperatur wieder ansteigt. Am Austritt des HPLWR Zwischenüberhitzerrohrs fällt die Wandwärmestromdichte wieder leicht ab.

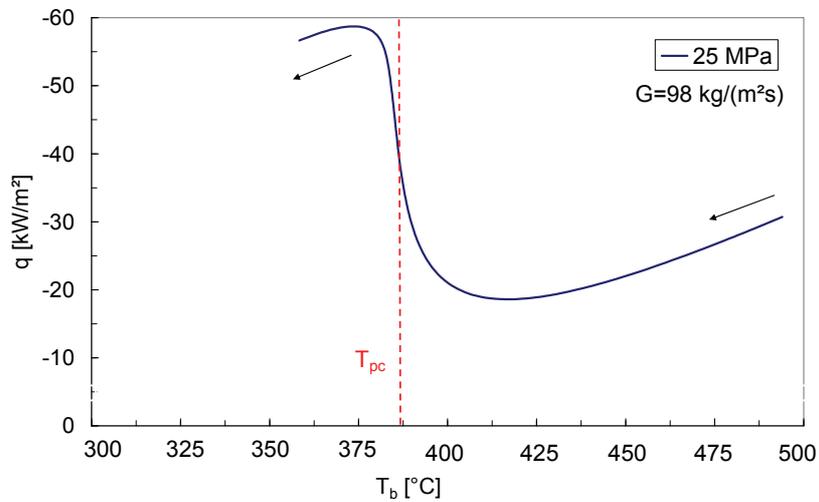


Abb. 5-3 Wandwärmestromdichte für ein HPLWR Zwischenüberhitzerrohr über der mittleren Fluidtemperatur für den stationären Vollastbetrieb

5.3.2 Vergleich der CFD Simulation mit der Dittus-Boelter [27] Wärmeübergangskorrelation

In Abb. 5-4 ist der mittlere Fluidtemperaturverlauf sowie der Verlauf der Wandtemperatur über der axialen Länge eines Wärmeüberträgerrohrs aufgetragen. Das überkritische Wasser strömt bei 0 m axialer Länge in das Rohr ein und tritt bei 15 m axialer Länge aus dem Rohr wieder aus.

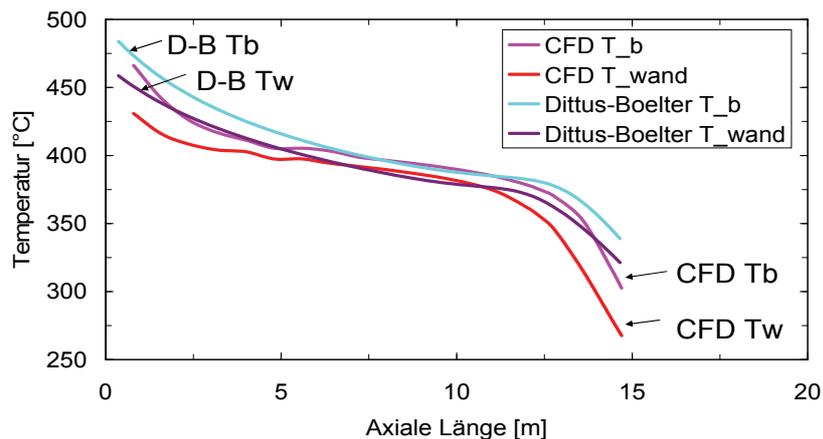


Abb. 5-4 Mittlere Fluid- (T_b) und Wandtemperatur (T_{wand}) für ein HPLWR Zwischenüberhitzerrohr für den stationären Vollastbetrieb; Vergleich der CFD Simulationen mit der Dittus und Boelter Wärmeübergangskorrelation [27]

Aufgrund der genaueren Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten der CFD Simulation gegenüber der Bestimmung des Wärmeübergangs mit der Dittus und Boelter Korrelation

[27] zeigt die CFD Simulation eine ca. 40 K niedrigere Austrittstemperatur. Des Weiteren wird die Änderung der Stoffeigenschaften durch die feinere Diskretisierung besser berücksichtigt (600 Zellen in axialer Richtung für die CFD Simulation gegenüber 40 Knoten), insbesondere weil die Berechnungsknoten jeweils eine identische axiale Länge repräsentieren. Der Wärmeübergangskoeffizient berechnet aus den CFD Simulationen und mit der Dittus und Boelter [27] Wärmeübergangskorrelation unterscheiden sich um bis zu 30%, sodass die Dittus und Boelter [27] Gleichung für die Vorauslegung eines HPLWR Zwischenüberhitzers empfohlen werden kann. Für die exakte Bestimmung des Wärmeübergangs kann die im vorigen Kapitel vorgestellte CFD-Methode empfohlen werden.

5.3.3 Zusammenfassung: Wärmeübergang im High Performance Light Water Reactor Zwischenüberhitzer

In Kap. 5.1 konnte eine gute Übereinstimmung zwischen dem aus den experimentellen Daten [21] bestimmten und dem mit der Dittus und Boelter Korrelation [27] berechneten Wärmeübergangskoeffizienten für eine gekühlte Rohrströmung mit SCO_2 für Reynolds-Zahlen oberhalb von ca. 20.000 festgestellt werden. Demnach wird der vorgestellte Entwurf eines HPLWR Zwischenüberhitzers aus Kap. 3 bestätigt. Am Eintritt des HPLWR Zwischenüberhitzerrohrs Rohrs beträgt die Reynolds-Zahl ca. 50.000. Sie steigt zunächst leicht an und fällt zum Austritt auf ca. 20.000. Somit liegen die Reynolds-Zahlen in den HPLWR Zwischenüberhitzerrohren gerade oberhalb der Grenze, bei der Bruch et al. [21] einen verschlechterten Wärmeübergang gemessen haben. In Abb. 5-2 sind die Werte von GrPrD/L für den HPLWR Zwischenüberhitzer über der Reynolds-Zahl aufgetragen. Die Auftriebseinflüsse sind für den HPLWR Zwischenüberhitzer geringer und die Werte liegen stets im Bereich der Zwangskonvektion. Somit ist ein verschlechterter Wärmeübergang nicht zu erwarten.

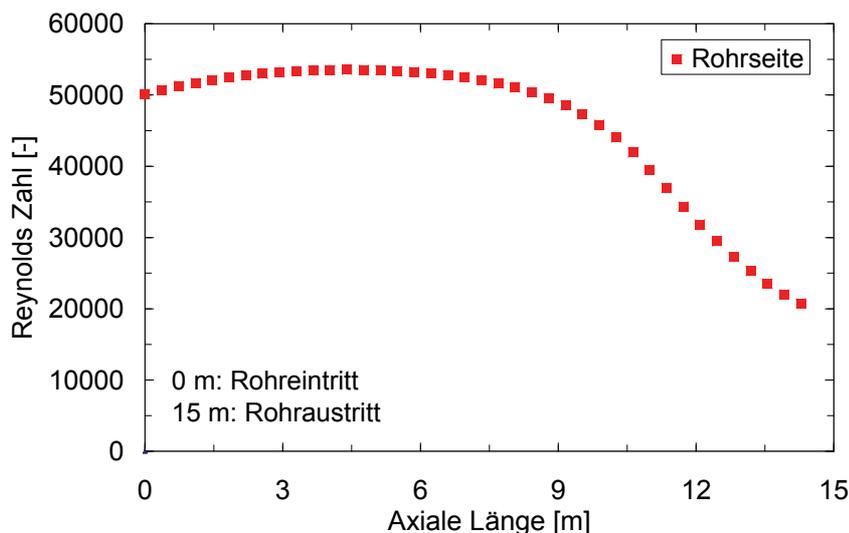


Abb. 5-5 Verlauf der Reynolds-Zahlen in den HPLWR Zwischenüberhitzerrohren bei stationärem Vollastbetrieb

Die Dittus und Boelter Korrelation [27] soll an dieser Stelle als Korrelation für die Berechnung des Wärmeübergangs einer gekühlten Rohrströmung mit Wasser unter überkritischem Druck

in einem HPLWR Zwischenüberhitzer vorgeschlagen werden. Damit kann eine Vorauslegung des Wärmetauschers durchgeführt werden. Für eine präzise Bestimmung des Wärmeübergangs soll die in diesem Kapitel vorgestellte CFD Methode empfohlen werden.

Die Reynolds-Zahlen des überhitzten Dampfes auf der Mantelseite des HPLWR Zwischenüberhitzers liegen am Eintritt bei 161.000 und fallen bis zum Austritt auf 116.000. In Abb. 5-6 ist der Verlauf der Dichte für das Fluid auf der Rohrseite und auf der Mantelseite des HPLWR Zwischenüberhitzers dargestellt. Die Dichte des überkritischen Wassers in den Rohren steigt fast um einen Faktor 7, während die Dichte des überhitzten Dampfes auf der Mantelseite annähernd konstant bleibt.

Der starke Dichteanstieg in den Rohren ist Veranlassung für die im folgenden Kapitel beschriebene Untersuchung über verschiedene Strömungsinstabilitäten in gekühlten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden.

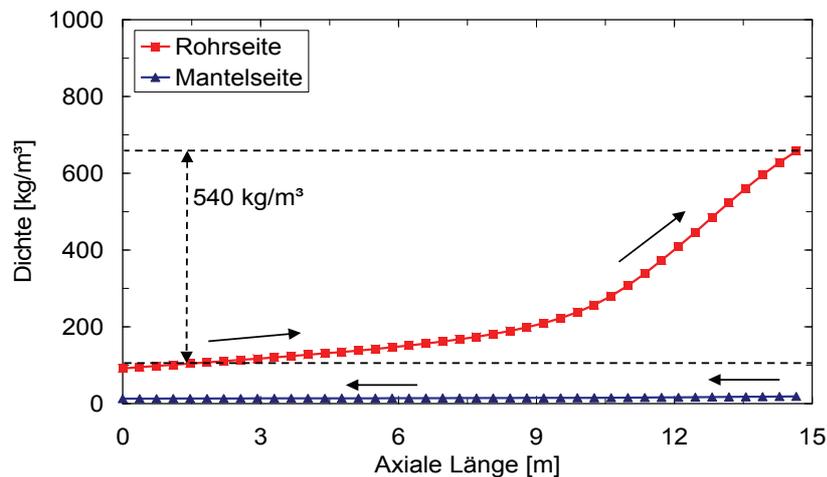


Abb. 5-6 Verlauf der Dichte im HPLWR Zwischenüberhitzer für das Fluid auf der Mantel- und auf der Rohrseite, für den stationären Vollastbetrieb

6 Grundlagen der Zweiphasenströmung mit Wärmeübergang in der eindimensionalen Modellierung

Zur Untersuchung von dynamischen Strömungseffekten und ggf. Strömungsinstabilitäten im Zwischenüberhitzer wird in der vorliegenden Arbeit eine eindimensionale, zeitabhängige Modellierung gewählt. Nach [43] kann dabei die Strömung des überkritischen Fluids analog zur unterkritischen Zweiphasenströmung modelliert werden, wobei Zustände mit Enthalpien größer als die pseudo-kritische Enthalpie als Dampf, Zustände mit kleineren Enthalpien als Flüssigkeit modelliert werden. Das Fehlen einer Oberflächenspannung vereinfacht die Modellierung überkritischer Fluide jedoch erheblich. Aufgrund dieser Analogie wird ferner erwartet, dass Instabilitäten, die bei unterkritischer Zweiphasenströmung beobachtet wurden, auch bei überkritischem Druck auftreten können. Im folgenden Kapitel wird daher zunächst auf transiente Effekte bei der Kondensation einer Zweiphasenströmung mit unterkritischem Druck eingegangen, um diese dann später auf überkritischen Druck zu übertragen. Die Simulationen wurden mit der kommerziellen Software APROS 5.09 durchgeführt.

Das verwendete separate Strömungsmodell (auch sechs Gleichungsmodell) basiert auf der numerischen Lösung der eindimensionalen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie. In der eindimensionalen Modellierung werden die Strömungsgrößen über einen kurzen Zeitraum und über den Strömungsquerschnitt gemittelt. Dabei wird jede Phase (Flüssigkeit und Dampf) getrennt bilanziert.

6.1 Erhaltungsgleichungen

Die Herleitung und Notation der eindimensionalen Erhaltungsgleichungen wird gemäß [44] im Folgenden beschrieben. Mit einer Massenbilanz über einem Rohrsegment erhält man

$$\frac{\partial(\alpha \cdot \rho_G)}{\partial t} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial(x \cdot \dot{M})}{\partial z} = \Gamma_G \quad \text{und} \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial((1-\alpha) \cdot \rho_L)}{\partial t} + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial((1-x) \cdot \dot{M})}{\partial z} = -\Gamma_G, \quad (6.2)$$

mit dem Flächenanteil α , der Dichte ρ , dem Strömungsquerschnitt A , dem Massenanteil x , dem Massenstrom \dot{M} und Γ_G der Massenzu- oder abfuhr durch Kondensation bzw. Verdampfung. In den Gleichungen (6.1) und (6.2) stehen die Indizes G, L für die Gas- bzw. Flüssigkeitsphase.

Aus der Impulsbilanz beider Phasen erhält man nach [44]

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (x \cdot \dot{M}) + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{x^2 \cdot \dot{M}^2}{\alpha \cdot A \cdot \rho_G} \right) = \\ -\alpha \cdot \frac{\partial}{\partial z} (p) + \frac{\tau_{iG} \cdot P_i}{A} - \frac{\tau_{wG} \cdot P_G}{A} - \alpha \cdot g \cdot \rho_G \cdot \sin \varphi + \Gamma_G \cdot u_i \text{ und} \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial t} ((1-x) \cdot \dot{M}) + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{(1-x)^2 \cdot \dot{M}^2}{(1-\alpha) \cdot A \cdot \rho_L} \right) = \\ -(1-\alpha) \cdot \frac{\partial}{\partial z} (p) + \frac{\tau_{iG} \cdot P_i}{A} - \frac{\tau_{wL} \cdot (P - P_G)}{A} - (1-\alpha) \cdot g \cdot \rho_L \cdot \sin \varphi + \Gamma_G \cdot u_i, \end{aligned} \quad (6.4)$$

mit p dem Druck, der für beide Phasen identisch ist, τ_i den Schubspannungen an der Phasengrenzfläche, τ_w den Schubspannungen an der Wand, $P_{G,L}$ den durch Gas- bzw. Flüssigkeitsphase benetzten Umfang.

Aus der Wärmebilanz für beide Phasen erhält man nach [44]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \cdot \rho_G \cdot h_G) + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial z} (x \cdot \dot{M} \cdot h_G) = \\ \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \cdot p) + \frac{P_G \cdot q_{wG}}{A} + \frac{P_i \cdot q_{iG}}{A} + \alpha \cdot \rho_G \cdot Q + \Gamma_G \cdot \Delta h_{LG} \text{ und} \end{aligned} \quad (6.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} ((1-\alpha) \cdot \rho_L \cdot h_L) + \frac{1}{A} \cdot \frac{\partial}{\partial z} ((1-x) \cdot \dot{M} \cdot h_L) = \\ \frac{\partial}{\partial t} ((1-\alpha) \cdot p) + \frac{(P - P_G) \cdot q_{wL}}{A} + \frac{P_i \cdot q_{iL}}{A} + (1-\alpha) \cdot \rho_L \cdot Q + \Gamma_G \cdot \Delta h_{LG}, \end{aligned} \quad (6.6)$$

mit Q der zu- oder abgeführten Wärme, h der spezifischen Enthalpie und Δh_{LG} der spezifischen Verdampfungsenthalpie, jeweils beim entsprechenden Druck.

Somit erhält man für jede Zelle sechs Gleichungen für die Größen Massenstromdichte $\dot{m}(z)$, Druck $p(z)$, Massenanteil $x(z)$, Flächenanteil $\alpha(z)$, Massenzu- bzw. abfuhr durch Verdampfen oder Kondensation Γ_G und Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche u_i . Diese müssen für jeden Zeitschritt gelöst werden. Mit den gegebenen Geometrie Größen und Zustandsgleichungen aus der Wasser-Dampf Tafel [34] fehlen noch neun konstitutive Gleichungen für die Schubspannungen ($\tau_{iG}, \tau_{wG}, \tau_{wL}$), die Wärmestromdichten ($q_{iG}, q_{iL}, q_{wG}, q_{wL}$) und die Umfänge (P_G, P_i) für sämtliche Strömungsformen.

6.2 Strömungsformen in APROS

In der kommerziellen Software APROS 5.09 sind Korrelationen für vier verschiedene Strömungsformen implementiert [44]: Blasenströmung bei geringem Dampfvolumenteil, Ringströmung bei hohem Dampfvolumenteil, Tröpfchenströmung bei hohem Dampfvolumenteil

teil und hoher Massenstromdichte, und Schichtenströmung bei geringer Massenstromdichte, vgl. Abb. 6-1.

Um einen gleichmäßigen Übergang zwischen den einzelnen Strömungsformen und den dafür implementierten Korrelationen zu erhalten, werden in APROS Gewichtungskoeffizienten verwendet: der Dampfvolumenteil α , der Schichtenströmungsparameter R und ein Parameter für das Tröpfchenmitreißen E_T .

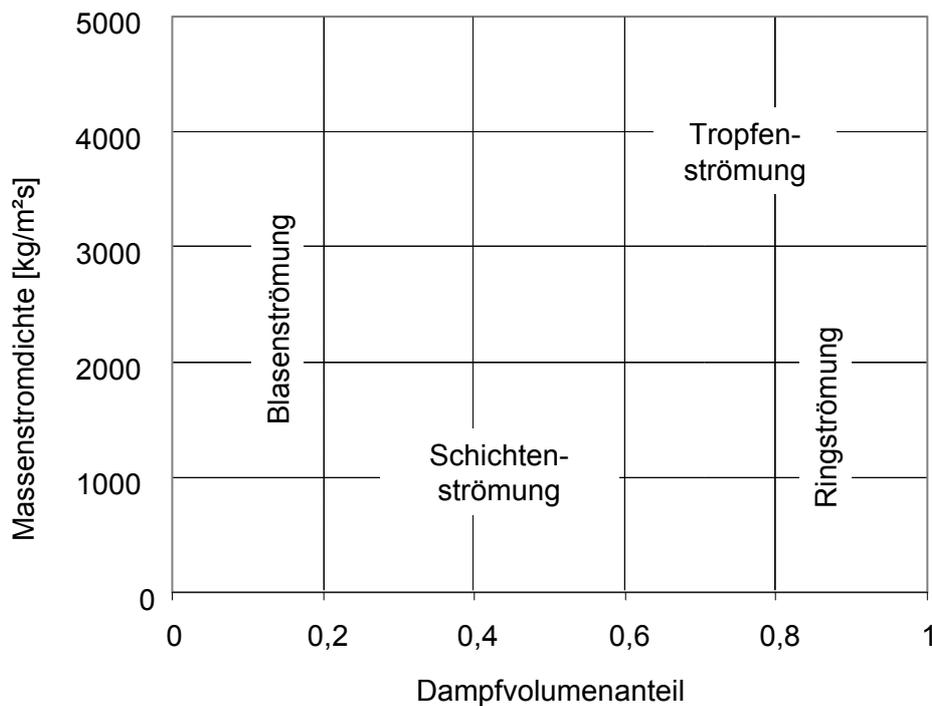


Abb. 6-1 Strömungsformen implementiert in der kommerziellen Software APROS 5.09, nach [44]

Der Schichtungsparameter R ist nach [44] folgendermaßen definiert:

$$R = R_1 \cdot R_2,$$

$R = 1$ reine Schichtenströmung

$R = 0$ Ringströmung

(6.7)

$$R_1 = 1, \text{ wenn } \frac{|u_g - u_l|}{\sqrt{(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot D_H \cdot \left(\frac{\alpha}{\rho_g} + \frac{1 - \alpha}{\rho_l} \right)}} \leq 0,5,$$

$$R_1 = 0, \text{ wenn } \frac{|u_g - u_l|}{\sqrt{(\rho_l - \rho_g) \cdot g \cdot D_H \cdot \left(\frac{\alpha}{\rho_g} + \frac{1-\alpha}{\rho_l}\right)}} \geq 1,$$

$$R_2 = 1, \text{ wenn } |u_l| \cdot [g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_g)]^{-0,25} \leq 40,$$

$$R_2 = 0, \text{ wenn } |u_l| \cdot [g \cdot \sigma \cdot (\rho_l - \rho_g)]^{-0,25} \geq 90,$$

wobei die Faktoren R_1 [109] und R_2 [15] aus experimentellen Untersuchungen über den Umschlag von geschichteten Strömungen zu Schwallströmungen in horizontalen Röhren stammen. Zwischen den Grenzen von R_1 und R_2 gemäß (6.7) werden die Werte interpoliert.

Der Tropfenanteil in einer Schichten- oder Ringströmung ist in der kommerziellen Software APROS 5.09 abhängig vom Parameter E_T . Dieser berechnet sich nach [108].

$E_T = 0$ kein Tropfenanteil

$E_T = 1$ alle Flüssigkeit als Tropfen

(6.8)

$$E_T = \left(1 - \frac{1,8 \cdot 10^{-4} \cdot \sigma}{\alpha \cdot |u_G| \cdot \mu_G} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}}\right)^2 \cdot f(\alpha)$$

mit

$f(\alpha) = 0$, wenn $\alpha < 0,5$

$f(\alpha) = 1$, wenn $\alpha > 0,75$.

(6.9)

In APROS wird eine Zweiphasenströmung aufgeteilt in einen geschichteten Anteil und einen homogenen gemischten Anteil abhängig von E_T und R .

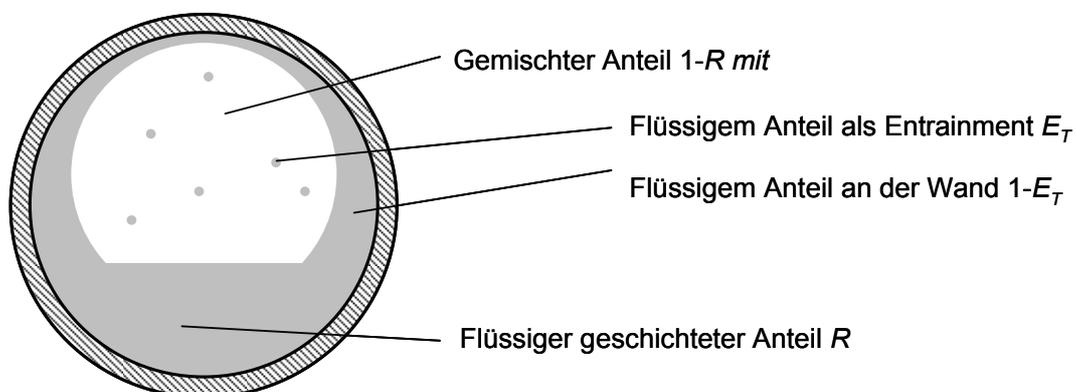


Abb. 6-2 Aufteilung einer Zweiphasenströmung in APROS nach [44]

6.3 Schließungsterme und Korrelationen

Die Umfänge der gasförmigen Phase P_G sowie der Phasengrenzfläche P_i ergeben sich aus dem Füllstand der Flüssigkeit und dem Anteil an Entrainment. Die Schubspannungen der flüssigen und gasförmigen Phase an der Wand berechnen sich zu

$$\tau_{w,L} = f_L \cdot \frac{1}{8} \cdot \rho \cdot u_L \cdot |u_L| \quad \text{und} \quad \tau_{w,G} = f_G \cdot \frac{1}{8} \cdot \rho \cdot u_G \cdot |u_G|. \quad (6.10)$$

Der Druckverlustbeiwert für einphasige Strömungen (flüssig und gasförmig) berechnet sich für turbulente Strömungen mit der Formel nach Blasius:

$$f_{L,G} = \frac{0,316}{\text{Re}^{0,25}}, \quad (6.11)$$

mit Re der Reynolds-Zahl. Um die Wandschubspannung des gemischten Anteils mit Entrainment zu berechnen wird in der Software APROS ein empirischer Zweiphasenmultiplikator nach Lockart und Martinelli [75] verwendet:

$$\Phi_G^2 = 1 + 20X_{tt} + X_{tt}^2 \quad \text{und} \quad \Phi_L^2 = 1 + \frac{20}{X_{tt}} + \frac{1}{X_{tt}^2} \quad \text{mit} \quad (6.12)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0,1} \cdot \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \quad (6.13)$$

Die Schubspannungen an der Phasengrenzfläche (zwischen flüssiger und gasförmiger Phase) hängen von der jeweiligen Strömungsform ab, vgl. Abb. 6-1. Zwischen den Strömungsformen wird mit den drei Gewichtungsfaktoren (R, E_T, α) gemäß der folgenden Gleichung interpoliert:

$$F_i = R \cdot F_{is} + (1-R) \cdot \{ (1-E_T) \cdot [(1-\alpha) \cdot F_{ib} + \alpha \cdot F_{ia}] + E \cdot F_{id} \}, \quad (6.14)$$

wobei F_i die auf ein Volumenstück bezogene Reibungskraft an der Phasengrenzfläche ist.

$$\tau_{iG} = \frac{F_i \cdot A}{P_i} \quad (6.15)$$

Die Indizes is , ib , ia und id stehen für Schichtenströmung, Blasenströmung, Ringströmung und Tröpfchenströmung. Die Reibungskraft bezogen auf ein Volumenelement an der Phasengrenzfläche für Ringströmung und Schichtenströmung ergibt sich nach [107] gemäß

$$F_{ia} = F_{is} = \frac{0,01 \cdot (1 + 75 \cdot (1-\alpha) \cdot \rho_G \cdot \Delta u \cdot |\Delta u|)}{D_H}. \quad (6.16)$$

Die Reibungskraft bezogen auf ein Volumenelement an der Phasengrenzfläche bei Tropfenströmung ergibt sich nach [9] zu

$$F_{id} = \frac{0,75 \cdot (1 - \alpha) \cdot C_D \cdot \rho_G \cdot \Delta u \cdot |\Delta u|}{\delta}, \quad (6.17)$$

mit dem Druckverlustbeiwert des Tropfens

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_d} + \frac{3,6}{\text{Re}_d^{0,313}} + \frac{0,42}{1 + 4,25 \cdot 10^4 \cdot \text{Re}_d^{-1,16}}. \quad (6.18)$$

Hierbei wird die Reynolds-Zahl des Tropfens

$$\text{Re}_d = \frac{\rho_G \cdot |\Delta u| \cdot \delta}{\eta_G} \quad (6.19)$$

mit dem Durchmesser des Tropfens δ , dem Geschwindigkeitsunterschied der beiden Phasen Δu sowie der Dichte ρ_G und dynamischen Viskosität η_G der Gasphase gebildet. Der Durchmesser des Tropfens wird nach [15] mit der folgenden Formel ermittelt:

$$\delta = \min \left(\frac{8 \cdot \sigma}{\rho_g \cdot (\Delta u)^2}; 1,73 \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)}} \right), \quad (6.20)$$

mit σ der Oberflächenspannung.

Die Berechnung der Reibungskraft an der Phasengrenzfläche wird nach [15] und [14] folgendermaßen in der Software APROS durchgeführt:

$$F_{ib} = \left(\frac{29 \cdot \rho_G}{L_b} + \frac{f_L \cdot F_{\mu L}^{0,25}}{D_H} \right) \cdot \alpha \cdot (1 - \alpha)^3 \cdot \Delta u \cdot |\Delta u|, \quad (6.21)$$

mit

$$L_b = \left[\frac{1}{D_H^2} + \frac{g \cdot \Delta p}{f_\alpha^2 \cdot \sigma} \right]^{-0,5} \quad (6.22)$$

$$f_\alpha = 1,3 + 15,7 \cdot \alpha^3 \cdot (256 - 768 \cdot \alpha) \text{ falls } \alpha \leq 0,25$$

$$f_\alpha = 17 \text{ falls } \alpha > 0,25$$

$$f_L = 2,81 + 34 \cdot \left(\frac{L_b}{D_H} \right)^5 \cdot \left(6 - \frac{5 \cdot L_b}{D_H} \right)$$

$$F_{\mu L} = \mu_L \cdot \left[\frac{g \cdot \Delta p}{\rho_L^2 \cdot \sigma^3} \right]^{0,25}$$

In der vorliegenden Arbeit wurden bei unterkritischem Druck ausschließlich gekühlte Rohrströmungen simuliert. Deswegen werden im Folgenden nur die Korrelationen, die in der Software APROS 5.09 für diesen Fall implementiert sind, beschrieben. Der Wärmeübergang vom Fluid (gasförmig und flüssig) an die Wand und umgekehrt wird für turbulente Rohrströmungen (Zwangskonvektion) mit der Korrelation von Dittus und Boelter [27] berechnet.

Die Korrelationen für den Wärmeübergangskoeffizienten von der flüssigen an die dampfförmige Phase werden gemäß der Strömungsform berechnet und folgendermaßen gewichtet:

$$k_{il} = R \cdot k_{il,s} + (1 - R) \cdot (k_{il,ne} + E_T \cdot k_{il,e}), \quad (6.23)$$

wobei die Indizes s , ne und e für geschichtete Strömung, Strömung ohne Entrainment und Strömung mit Entrainment stehen. Der Wärmeübergangskoeffizient für geschichtete Strömung wird gemäß [15] berechnet:

$$k_{il,s} = \frac{\lambda_l \cdot (4 + 0,07 \cdot \text{Re}_t^{0,8} \cdot \text{Pr}_l^{0,4})}{D_H^2 \cdot c_{pl}} \quad (6.24)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit λ_l und der spezifischen Wärmekapazität c_{pl} der flüssigen Phase. In Gleichung (6.24) wird die turbulente Reynolds-Zahl mit der Dichte und der dynamischen Viskosität der flüssigen Phase gebildet:

$$\text{Re}_t = \frac{\rho_l \cdot u_t \cdot (1 - \alpha) \cdot D_H}{\eta_t}, \quad (6.25)$$

mit der turbulenten Geschwindigkeit

$$u_t = |u_l| + \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \cdot |u_g - u_l|. \quad (6.26)$$

Bei Strömungen mit Entrainment (Tröpfchenströmung) wird der Wärmeübergang an die Phasengrenzfläche nach [44] zu

$$k_{il,e} = \left(\frac{6 \cdot (1 - \alpha) \cdot \lambda_l}{\delta^2 \cdot c_{pl}} \right) \quad (6.27)$$

berechnet.

Strömungen ohne Entrainment werden in der APROS Software mit der Korrelation nach Chen [24] berechnet:

$$k_{il,ne} = \frac{4 \cdot Nu \cdot \lambda_l}{D_H \cdot c_{pl} \cdot \left(\frac{\eta_l^2}{\rho_l^2 \cdot g} \right)^{0,33}} \quad (6.28)$$

Die Nusselt-Zahl wird berechnet als

$$Nu = \left[\left(0,31 \cdot Re_l^{-1,32} + \frac{Re_l^{2,4} \cdot Pr_l^{3,9}}{2,37 \cdot 10^{14}} \right)^{0,33} + \frac{A \cdot Pr_l^{1,3}}{771,6} \cdot (Re_{l,t} - Re_l)^{1,4} \cdot Re_l^{0,4} \cdot \lambda_l \right]^{0,5} \quad (6.29)$$

Der Koeffizient A in Gleichung (6.29) ist definiert als

$$A = \frac{0,252 \cdot \eta_l^{1,177} \cdot \eta_g^{0,156}}{D_H^2 \cdot g^{0,666} \cdot \rho_l^{0,553} \cdot \rho_g^{0,78}} \quad (6.30)$$

In der Korrelation kommen zwei verschiedene Reynolds-Zahlen vor. $Re_{l,t}$ ist die Reynolds-Zahl der flüssigen Phase unter der Annahme, dass die gesamte Masse als Flüssigkeit vorliegt, und Re_l ist die Reynolds-Zahl des flüssigen Films, die sich gemäß Gleichung (6.25) berechnet.

6.4 Diskretisierung und Lösungsverfahren

Die numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen in der Software APROS basiert auf einem gestaffelten Netz (engl.: staggered grid). Hierbei werden die Zustandsvariablen Druck, Enthalpie, usw. in der Mitte einer Masche, an den Knoten (engl.: nodes) berechnet. Die strömungsrelevanten Variablen (Massenstrom, etc.) werden an der Grenze zwischen zwei Knoten, an sog. „branches“ berechnet. Die Stoffeigenschaften von Wasser/ Dampf sind als Funktion von Druck und Enthalpie in Tabellenform implementiert.

Die numerische Lösung des separaten Strömungsmodells wird in [98] beschrieben. Die Gleichung für die Impulserhaltung wird in die Massenbilanz eingesetzt. Damit ergibt sich ein lineares Gleichungssystem für den Druck. Im nächsten Schritt wird der Massenstrom in allen Zellen als Funktion des neuen Drucks berechnet. Mit den neuen Massenströmen ergibt sich ein Gleichungssystem für die Enthalpie. Im letzten Schritt werden die Stoffdaten als Funktion von Druck und Enthalpie neu berechnet. Dieser iterative Algorithmus wird solange durchgeführt, bis der Massenfehler für beide Phasen unterhalb eines durch den Benutzer spezifizierten Fehlers liegt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde das Konvergenzkriterium zu 10^{-10} festgelegt.

In APROS können Randbedingungen definiert werden, indem einzelne Module aus der Simulation herausgenommen werden. In diesen Komponenten werden alle spezifizierten Variablen als konstant angenommen. Der Code benutzt diese Variablen flexibel, um sein Gleichungssystem zu lösen. Üblicherweise werden Druck- und/ oder Massenstromrandbedingungen verwendet.

6.5 Validierung

Die kommerzielle Software APROS 5.09 soll validiert werden, um die von Goodykoontz et al. [41] experimentell beobachtete Instabilität einer abwärtsgerichteten Dampfkondensation zu simulieren und deren bisher unbekanntem Mechanismus zu erklären. Dieser soll anschließend auf überkritische Druckzustände und auf die Anwendung eines HPLWR Zwischenüberhitzers übertragen werden.

Dazu wird ein stabiler Versuch aus der Versuchreihe von Goodykoontz et al. [41] mit APROS 5.09 simuliert. Das validierte Modell soll dann dazu verwendet werden, das instabile Experiment nachzurechnen. Des Weiteren soll die kommerzielle Software APROS für dynamische Vorgänge validiert werden. Dazu wird das Druckstoßexperiment von Fujii und Akagawa [39] nachgerechnet; damit kann der APROS Solver für das Lösen hyperbolischer Differentialgleichungen 2. Ordnung (Wellengleichung) verifiziert werden.

6.5.1 Simulation eines stabilen Versuchslaufs einer abwärtsgerichteten Dampfkondensation nach [41]

Der ausgewählte Versuch wurde 1967 von J.H. Goodykoontz und R.G. Dorsch im NASA Lewis Research Center in Cleveland, Ohio in den USA durchgeführt [41]. Lokale Wandtemperaturen auf der Innenseite und statische Drücke sind für eine vertikal abwärtsgerichtete Dampfkondensation in einem Rohr gemessen worden. Der Kondensator besteht aus einem doppelwandigen Kupferrohr. Das Innenrohr hat einen Durchmesser von 7,4 mm und eine Wandstärke von 3,2 mm. Auf einer Länge von 2,4 m wird das Innenrohr mit Wasser, das von unten nach oben strömt, gekühlt. Der Innendurchmesser des Außenrohrs beträgt 18 mm. Das Experiment wurde mit hohen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten (95 – 310 m/s) durchgeführt.

Testlauf 163 aus [41] wurde zur Verifizierung des mathematisch/ physikalischen Modells mit der Software APROS 5.09 simuliert. Für das Experiment wird der maximale Fehler in der Wärmebilanz zwischen gekühlter und aufgewärmter Seite mit kleiner 1% angegeben. Der Dampfgehalt am Eintritt in den Kondensator beträgt 98%. Die vollständige Kondensation des Dampfes ist nach 1,25 m erreicht. Abb. 6-3 zeigt den Vergleich zwischen den von J.H. Goodykoontz und R.G. Dorsch durchgeführten Messungen und der APROS Simulation. Für letztere werden der Massenstrom des Kühlwassers sowie dessen Temperatur am Eingang des Kondensators als Eintrittsrandbedingungen vorgegeben. Als Austrittsrandbedingung wird der Druck des Kühlwassers vorgegeben. Die Temperatur, der Druck und der Dampfgehalt werden als Eintrittsrandbedingung für die Kondensatorseite gewählt. Mit einem konstanten Druck als Austrittsrandbedingung auf der gekühlten Seite stellt sich der Dampfmassenstrom des Kondensators ein. Die Zeitschrittweite wird mit der CFL-Bedingung (vgl. Abschnitt 0)

berechnet und ergibt sich zu $5 \cdot 10^{-4}$ sek. Die gekühlte Länge des Kondensatorrohrs wird mit 20 Knoten in APROS diskretisiert.

Die APROS Simulationen und experimentellen Daten zeigen eine gute Übereinstimmung. Die Wandtemperatur fällt am Eintritt des Kondensators zunächst leicht ab. Hier ist der Dampf noch leicht überhitzt. Nach etwa der halben Rohrlänge fällt die Wandtemperatur auf einem kurzen Abschnitt stark ab (ca. 30°C). Im Zweiphasengebiet hat das Wasser-/Dampfgemisch eine konstante Temperatur. Weitere Wärmeabfuhr führt ausschließlich zu einer Änderung der Massegehalts. Nach der vollständigen Kondensation (bei 1,25 m) ändert sich die Wandtemperatur Richtung Kondensatorausgang nur noch geringfügig. Am Rohraustritt ist das Fluid stark unterkühlt. Diese Charakteristik wird von den APROS Simulationen insgesamt gut wiedergegeben. Die beobachteten Temperaturdifferenzen von bis zu 10°C entsprechen einem Fehler in der Energiebilanz von ca. 13%.

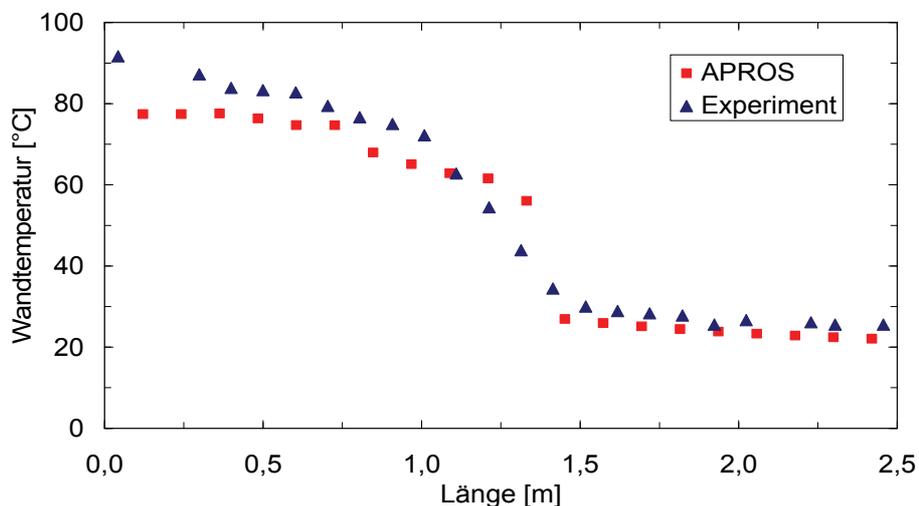


Abb. 6-3 Wandtemperaturen für Testlauf 163; Messung aus [41] und APROS Simulation; 0 m: Dampfeintritt in den Kondensator, 2,4 m: Ende der Teststrecke und Kondensatorausgang

Der Verlauf des statischen Drucks im Kondensatorrohr ist in Abb. 6-4 dargestellt. Die experimentellen Daten zeigen am Eintritt des Kondensators einen starken Druckabfall um ca. 10 kPa. Wegen der geringen Dichte strömt der leicht überhitzte Dampf mit hohen Geschwindigkeiten in das Rohr. Danach verläuft der statische Druck annähernd konstant über die Länge des Kondensatorrohrs. Die Werte wurden am Austritt des Kondensators um den hydrostatischen Druck der Wassersäule korrigiert [41], sonst würde der Gesamtdruck am Ende des Rohrs leicht ansteigen. Die APROS Simulationen zeigen qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den Daten aus dem Experiment; die Position des schnellen Druckabfalls wird jedoch verzögert wiedergegeben.

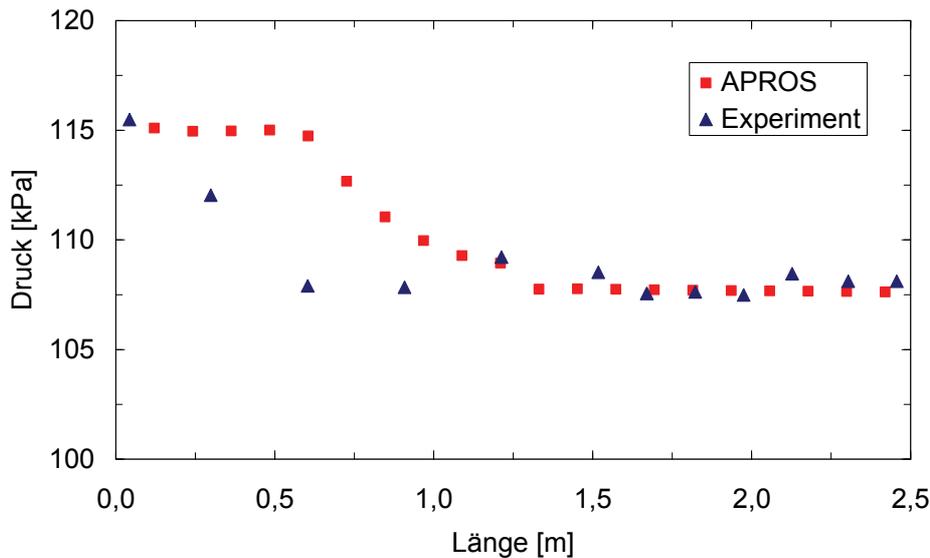


Abb. 6-4 Statischer Druck für Testlauf 163; Messung aus [41] und APROS Simulation; 0 m: Dampfeintritt in den Kondensator, 2,4 m: Ende der Teststrecke und Kondensatorausgang

6.5.2 Simulation eines transienten Vorgangs: Wasserhammerexperiment nach Fujii und Akagawa [39]

Beim plötzlichen Absperrern einer mit $u = u_0$ stationär durchströmten Rohrleitung durch z.B. ein Ventil wird durch die Massenträgheit der Flüssigkeitssäule eine Kraft auf die begrenzen- de Fläche erzeugt. Am Ventileingang tritt Druckerhöhung, am Ventilausgang Druckminde- rung auf. Die entstandene Druckwelle läuft mit Schallgeschwindigkeit der Flüssigkeit entge- gen der stationären Fließrichtung durch das Rohr. Gleichzeitig mit der Druckwelle sinkt die Strömungsgeschwindigkeit auf den Wert $u = 0$. Bei Reflexion am Anfang des Rohrs, z.B. durch einen Behälter mit konstantem Druck, wird die Druckwelle unter Vorzeichenumkehr reflektiert. Diese Entspannungswelle läuft durch das Rohr, und dabei wechselt die Strö- mungsgeschwindigkeit das Vorzeichen $u = -u_0$. Trifft die Entspannungswelle auf das immer noch geschlossene Ventil, ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit auf den Wert $u = 0$. Hierdurch entsteht ein negativer Drucksprung. Dieser läuft durch das Rohr zurück, und mit dieser Wellenfront ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit auf $u = 0$. Durch eine weitere Reflexion am Anfang des Rohrs (Behälter) springt der Druck auf den ursprünglichen Wert. Gleichzeitig ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit auf den ursprünglichen Wert $u = u_0$. Würde jetzt das Ventil geöffnet, wäre der alte stationäre Zustand wieder hergestellt. Bei ge- schlossenem Ventil wiederholt sich eine neue Periode. Gedämpft wird dieser Vorgang nur durch die Verformung des Rohrs und die Reibung der Strömung an der Rohrwand. Die Ref- lexionszeit T_R , die die Welle benötigt um die gesamte Rohrlänge hin- und herzulaufen, be- trägt [53]

$$T_R = \frac{2 \cdot L}{a_s}, \quad (6.31)$$

mit der Rohrlänge L und der Schallgeschwindigkeit a_s . Die Höhe der Druckwelle lässt sich mit der Joukowsky Gleichung [60] bestimmen:

$$\Delta p = \rho \cdot u_0 \cdot a_s . \quad (6.32)$$

Das Druckstoßexperiment von Fujii und Akagawa [39] besteht aus einer 16,17 m langen horizontalen Teststrecke (Rohrinnendurchmesser 21,4 mm) und zwei Behältern mit konstantem Druck, vgl. Abb. 6-5. Das Testfluid, in diesem Fall Wasser, wird mit einer konstanten Anfangsgeschwindigkeit von 1 m/s im Kreis gepumpt. Die Wassertemperatur beträgt 160°C bei einem Anfangsdruck von 1,3 MPa (Sättigungsdruck für 160°C: 0,62 MPa). Durch plötzliches Schließen der drei Ventile (Schließzeiten 9 bis 15 ms) vor und nach den beiden Behältern entsteht eine Druckwelle, die durch die Teststrecke wandert. Drucksensoren sind in unterschiedlichen Abständen vom Ventil zwischen den beiden Behältern angeordnet.

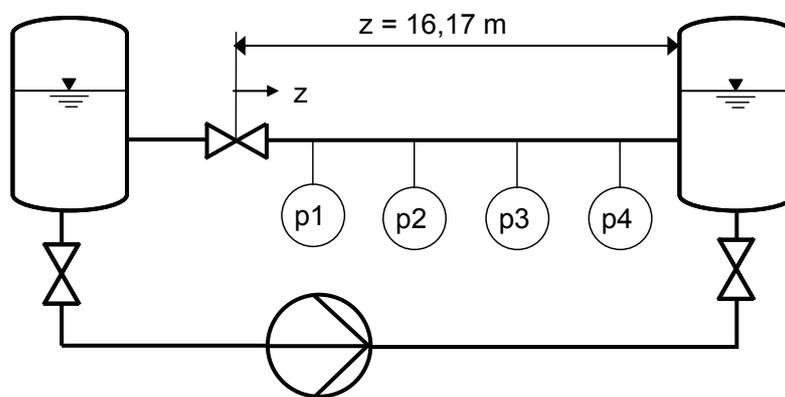


Abb. 6-5 Schematischer Versuchsaufbau nach [39]
Druckstoßexperiment mit unterkühltem Wasser

Für eine Schallgeschwindigkeit $a_s = 1430 \text{ m/s}$, Dichte $\rho = 908 \text{ kg/s}$ und Anfangsgeschwindigkeit $u_0 = 1 \text{ m/s}$ des Wassermassenstroms ergibt sich nach Gleichung (6.32) die Höhe des Joukowsky Druckstoßes zu $\Delta p = 1,3 \text{ Mpa}$ und eine Reflexionszeit nach Gleichung (6.31) von $T_R = 0,023 \text{ s}$. Abb. 6-6 zeigt die APROS Simulationsergebnisse des in Abb. 6-7 wiedergegebenen Experiments [39]. In Abb. 6-7 sind die Drücke auf unterschiedlichen Skalen dargestellt. Simulationen und experimentelle Daten zeigen eine gute Übereinstimmung. Nach dem anfänglichen sprunghaften Anstieg des Druckes und der Plateauregion erfolgt der negative Drucksprung. Dadurch sinkt der Systemdruck unterhalb des Sättigungsdrucks (0,62 MPa bei $T=160^\circ\text{C}$) und Verdampfung setzt ein. Neben den quantitativen Werten stimmen auch der qualitative Verlauf der APROS Simulation gut mit den experimentellen Daten überein. Der Druckstoß und damit der sprunghafte Anstieg des Druckes werden gut wiedergegeben. Des Weiteren zeigt sich auch eine gute Übereinstimmung für die Reflexionszeit. In Abb. 6-6 und Abb. 6-7 unterscheiden sich die Zeitskalen: Im Experiment schließt das Ventil bei 0 sec, bei den APROS Simulationen bei 0,012 sec.

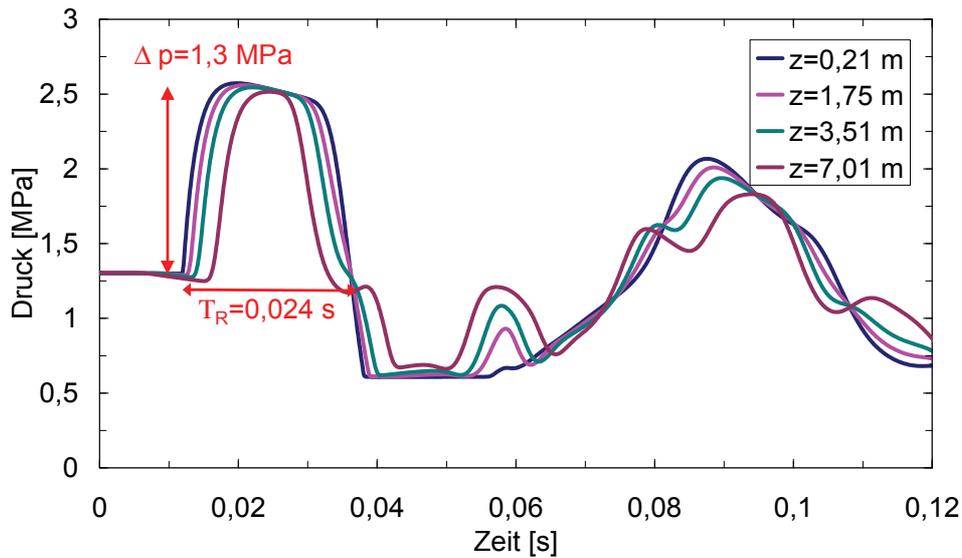


Abb. 6-6 APROS Simulation des Druckstoßexperiments nach [39]
Einfluss der Unterkühlung $\Delta T_{sub} = 30^\circ\text{C}$, ($u_0 = 1\text{ m/s}$, $p = 1,3\text{ MPa}$, $T = 160^\circ\text{C}$)

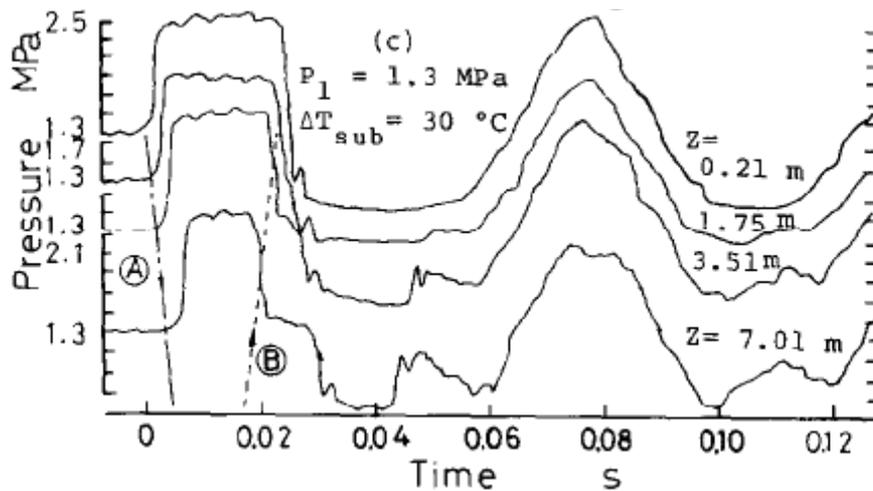


Abb. 6-7 Druckstoß Experiment von [39], Drücke auf verschiedenen Skalen dargestellt
Einfluss der Unterkühlung $\Delta T_{sub} = 30^\circ\text{C}$, ($u_0 = 1\text{ m/s}$, $p = 1,3\text{ MPa}$, $T = 160^\circ\text{C}$)

6.6 Numerische Modelle zur Simulation von kritischen Zweiphasenströmungen

Die im vorigen Kapitel beschriebene Validierung von APROS zeigt die Bedeutung der Schallgeschwindigkeit für schnelle, transiente Vorgänge in Rohrströmungen. Die Schallgeschwindigkeit ist für die reinen Phasen von Wasser eine Stoffeigenschaft und abhängig von Druck und Temperatur und kann entsprechend in der Wasser-Dampf Tafel nachgeschlagen werden. Die Schallgeschwindigkeit eines Wasser-Dampf-Gemisches hängt jedoch vom thermischen und fluiddynamischen Gleichgewicht der beiden Phasen ab.

Es existieren in der Literatur zahlreiche Modelle zur stationären kritischen Zweiphasen-Ausströmung von Wasser-Dampf. Das folgende Kapitel hat nicht den Anspruch, eine Übersicht über alle Modelle zu geben, vielmehr sollen hier nur die wichtigsten Modelle und das in APROS implementierte Modell zur Simulation von kritischen Zweiphasenströmungen erklärt werden.

Man betrachte einen großen adiabaten Behälter, in dem sich ein beliebiges Fluid im Ruhezustand als Reinstoff befindet. Durch eine kleine Öffnung im Behälter strömt das Fluid in die Umgebung. Als kritisches Ausströmen (bzw. Blockieren) wird ein Strömungszustand bezeichnet, bei dem die Massenstromdichte am engsten Querschnitt, für einen gegebenen stromaufwärts gelegenen Zustand, ein Maximum hat [69]. Veranschaulicht bedeutet dies, dass durch einen zunehmenden Druckgradienten der Massenstrom nicht weiter gesteigert werden kann. Die mathematische Beschreibung dieses Phänomens lautet:

$$\frac{\partial G}{\partial p} = 0 \quad (6.33)$$

Beim kritischen Ausströmen entspricht die Strömungsgeschwindigkeit am engsten Querschnitt gerade der Schallgeschwindigkeit a_s des Fluids [115]. Die Schallgeschwindigkeit a eines Fluids ist definiert als die Änderung der Dichte aufgrund Druckänderung bei konstanter Entropie.

$$a_s^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (6.34)$$

Im Fall kompressibler einphasiger Strömungen lässt sich die Schallgeschwindigkeit a mit dem Isentropenexponent κ , der spez. Gaskonstante R_G und der Temperatur T berechnen [67].

$$a_s = \sqrt{\kappa \cdot R_G \cdot T} \quad (6.35)$$

Im Gegensatz zur kompressiblen einphasigen Strömung steht eine solche allgemein gültige Beziehung für die Schallgeschwindigkeit von Zweiphasenströmungen nicht zur Verfügung [96], jedoch gilt die Definition für das kritische Ausströmen, vgl. Gleichung (6.34). D.h. die größtmögliche Massenstromdichte im engsten Querschnitt (Rohr, Düse, Riss, etc.) ergibt sich bei Strömungen mit Schallgeschwindigkeit.

$$G^2 = \rho^2 \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \rho^2 \cdot a_s^2 \quad (6.36)$$

Charakteristisch für zweiphasige Strömungen durch eine Düse sind hohe Strömungsgeschwindigkeiten und ein geringer Schlupf ($S_s \approx 1$), d.h. ein weitgehendes mechanisches Gleichgewicht, sowie schnelle Zustandsänderungen, d.h. unvollständige Verdampfung oder Kondensation mit entsprechendem thermischen Ungleichgewicht.

Gängige Modelle für die Berechnung zur kritischen Ausströmung mit Zweiphasenströmung sind:

- Homogenes Gleichgewichtsmodell (engl.: homogeneous equilibrium model HEM), z.B. in [106]
- Homogenes gefrorenes Modell (engl.: homogeneous frozen model HFM) nach Henry und Fauske [47]
- Nicht homogenes Gleichgewichtsmodell nach Moody [80]

Unter der Annahme einer homogenen Strömung, d.h. Schlupf $S = 1$, lässt sich nach [96] für die Dichte ρ_H des Gemisches aus Wasser und Wasserdampf schreiben:

$$\rho_H = \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right)^{-1} = \left[\frac{1}{\rho_L} + x \cdot \left(\frac{1}{\rho_G} - \frac{1}{\rho_L} \right) \right]^{-1}. \quad (6.37)$$

Eingesetzt in Gleichung (6.34) ergibt sich für die Schallgeschwindigkeit des Zweiphasen-Gemisches folgender Zusammenhang mit den Dichten und Schallgeschwindigkeiten der reinen gasförmigen und der reinen flüssigen Phase:

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{a_s^2} \right) &= \left(\frac{\partial \rho_H}{\partial p} \right)_s = \\ &= \rho_H^2 \cdot \left[\frac{1}{\rho_L^2 \cdot a_{sL}^2} + x \cdot \left(\frac{1}{\rho_G^2 \cdot a_{sG}^2} - \frac{1}{\rho_L^2 \cdot a_{sL}^2} \right) - \left(\frac{\partial x}{\partial p} \right)_s \cdot \left(\frac{1}{\rho_G} - \frac{1}{\rho_L} \right) \right]^{-1/2} \end{aligned} \quad (6.38)$$

Aus Gleichung (6.38) lässt sich die größtmögliche Massenstromdichte der Zweiphasenströmung berechnen.

Das homogene Gleichgewichtsmodell stellt für den Fall einer homogenen Strömung den unteren Grenzwert dar. Das HEM Modell geht von der Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts zwischen flüssiger und gasförmiger Phase aus [106]. Somit berechnet sich der Dampfmassenanteil x und der zweite Term unter der Wurzel $(\partial x / \partial p)_s$ aus den Zustandsgleichungen der Dampf tabel. Für die Änderung des Ruhedruckes p_0 auf den Druck p^* im engsten Querschnitt ergibt sich der lokale Dampfanteil x aus der spezifischen Entropie des Gemisches zum Ruhezeitpunkt s_0 (Index 0) als

$$x = \frac{s_0(p_0) - s_L(p^*)}{s_G(p^*) - s_L(p^*)}. \quad (6.39)$$

Der kritische Druck p^* am engsten Querschnitt berechnet sich iterativ unter der Annahme, dass die Massenstromdichte am engsten Querschnitt maximal wird. Das HEM Modell nimmt

ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen den Phasen an und gilt demnach eher für lange Düsen (Länge zu Durchmesser Verhältnis $L/D > 12$).

Das homogene gefrorene Modell nach Henry und Fauske [47] beschreibt den oberen Grenzwert für den Fall einer homogenen Strömung. Es tritt keine Verdampfung oder Kondensation entlang des Ausströmrohrs auf. Demnach entspricht der lokale Dampfmassenanteil x dem Ruhezustand x_0 , und der zweite Term unter der Wurzel in Gleichung (6.38) fällt heraus $(\partial x / \partial p)_s = 0$. Das HFM Modell gilt eher für sehr kurze Blenden ($L/d < 1$), bei denen keine Verdampfung oder Kondensation auftritt.

Das Moody Modell [80] geht von einem thermischen Gleichgewicht und einem mechanischem Ungleichgewicht aus, d.h. die gasförmige und die flüssige Phase haben eine unterschiedliche Geschwindigkeit (Schlupf $S_s \neq 1$). Die Ausströmung erfolgt unter der Annahme minimaler kinetischer Energie, somit ergibt sich der Schlupf S_s als die kubische Wurzel des Quotienten der Dichte der flüssigen Phase ρ_l und der Dichte der gasförmigen Phase ρ_v . Das Moody Modell ist in APROS für kritische Zweiphasen-Ausströmung implementiert [44].

$$S_{S,Moody} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{1/3} \quad (6.40)$$

In Abb. 6-8 sind die Schallgeschwindigkeiten der drei Modelle schematisch über dem Flächenanteil der gasförmigen Phase aufgetragen. Das HFM Modell zeigt einen U-förmigen Verlauf für die Schallgeschwindigkeit mit einem Minimum bei mittleren Flächenanteilen. Die Schallgeschwindigkeit nach dem HEM Modell unterscheidet sich bei kleinen Flächenanteilen stark von den Schallgeschwindigkeiten des HFM Modells. Das Moody Modell zeigt höhere Werte als das HEM Modell, jedoch geringere als das HFM Modell.

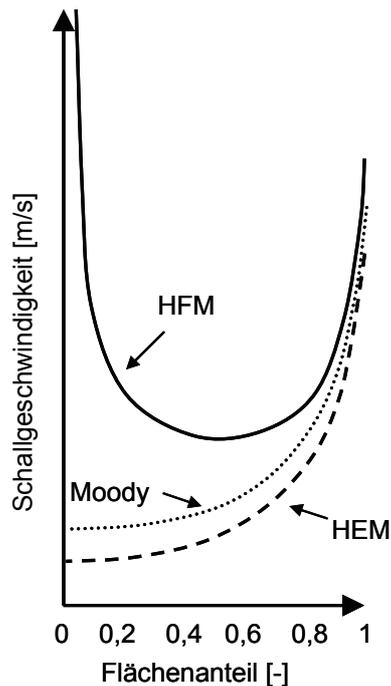


Abb. 6-8 Vergleich der Schallgeschwindigkeiten über dem Flächenanteil der gasförmigen Phase: Homogenes Gleichgewichtsmodell (HEM), Homogenes gefrorenes Modell (HFM) und nicht homogenes Gleichgewichtsmodell nach Moody

Jolk [59] vergleicht die Werte der drei oben genannten Modelle mit experimentellen Daten zur stationären kritischen Zweiphasenausströmung von Wasser aus Rohrleitungen. Demnach liefert das Henry & Fauske Modell die höchsten Werte, die im Allgemeinen deutlich über den experimentellen Daten liegen. Das HEM Modell liefert in der Regel genauere Werte. Ein Vergleich mit den experimentellen Daten von Sozzi und Sutherland [100] zeigt, dass ab einem L/D von 20 das HEM gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aufweist. Das Moody Modell, das auch in APROS implementiert ist, liegt zwischen dem HEM und Henry & Fauske Modell. Es liefert für mittellange Rohre/ Düsen ($L/D \approx 10$) gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten nach Sozzi und Sutherland [100]. Für längere Düsen zeigt es etwas zu hohe Werte für die Schallgeschwindigkeit. Im Allgemeinen lässt sich sagen, dass die Wahl des Modells für die Berechnung der kritischen Massenstromdichte abhängig ist vom Verhältnis Länge zu Durchmesser, sowie der Unterkühlung im Ruhezustand und den Widerstandsbeiwerten der Rohre. In jedem Fall liegt die Schallgeschwindigkeit der Zweiphasenströmung weit unterhalb derjenigen der einphasigen Strömung. [62] gibt Werte von ca. 20 m/s für die Schallgeschwindigkeit eines Wasser-Dampf-Gemisches an (vgl. Wasser flüssig 1400 m/s; Wasserdampf 480 m/s [34]).

7 Numerische Untersuchungen über das Auftreten von Strömungsinstabilitäten bei gekühlten Rohrströmungen

Mit dem validierten APROS Modell können nun das Auftreten instationärer Instabilitäten für gekühlte Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden und die Anwendung in einem HPLWR Zwischenüberhitzer simuliert werden. Zunächst sollen mögliche statische Instabilitäten im Betrieb des HPLWR Zwischenüberhitzers untersucht werden. Dazu werden unterschiedliche stationäre Zustände mittels stationärer Zustandsgleichungen betrachtet. Im Folgenden kann nun das von Goodykoontz et al. [41] durchgeführte Experiment einer instabilen, abwärtsgerichteten Dampfkondensation mit zeitabhängigen, eindimensionalen Berechnungen (mit der Software APROS) simuliert werden. Der dann geklärte Mechanismus soll abschließend auf überkritische Dampfzustände übertragen werden. Mit der in Kap. 4 vorgestellten und validierten CFD-Methode soll auch noch die geschichtete Strömung und der Einfluss auf den Wärmübergang für eine horizontale Anordnung des HPLWR Zwischenüberhitzers mittels zeitabhängiger, dreidimensionaler numerischer Simulationen untersucht werden.

7.1 Statische Instabilitäten

Im Folgenden soll das mögliche Auftreten von Ledinegg Instabilitäten oder Massenstromfehlverteilungen für den HPLWR Zwischenüberhitzer überprüft werden. Dafür wird der Druckverlust auf der Rohrseite des Wärmeübertragers nach Gleichungen (2.10) bis (2.12) für verschiedene Massenströme berechnet. Abb. 7-1 zeigt die Druckminderung für eine horizontale Anordnung des Rohrbündels, da dies der kritischere Fall ist. Der Massenstrom wurde zwischen 0 und 400 kg/s in Schritten von 2 kg/s variiert. Der maximale Massenstrom entspricht dem vierfachen nominellen Massenstrom bei Vollastbetrieb für ein HPLWR Zwischenüberhitzerrohr. Den Simulationen liegt das in Kapitel 2 beschriebene Modell mit 40 Knoten zur Erfassung der hochgradig nichtlinearen Effekte aufgrund der Änderung der Stoffeigenschaften zu Grunde. Die Druckminderung im gesamten Zwischenüberhitzer-Rohrbündel wird für die Untersuchung durch ein einzelnes Rohr repräsentiert. Der Temperaturverlauf auf der Mantelseite des Gegenstromwärmeübertragers entspricht für alle Massenströme dem Vollast-Zustand.

Im untersuchten Bereich tritt keine negative Steigung für die Gesamtdruckminderung auf. Die hydrostatische Druckdifferenz entspricht Null für die untersuchte horizontale Anordnung. Die Beschleunigungsdruckdifferenz aufgrund der Verzögerung der Strömung in den Rohren ist lediglich im Bereich von 1/10 der Reibungsdruckdifferenz.

Um die Empfindlichkeit des Druckabfalls zu untersuchen, wird das Ende des Wärmeübertragerrohrs angehoben, so dass das überkritische Fluid von unten nach oben, entgegen dem geodätischem Druck fließen muss. Eine kleine Erhöhung des Rohraustritts führt bereits zu einer negativen Steigung der Druckverlustkurve für kleine Massenströme.

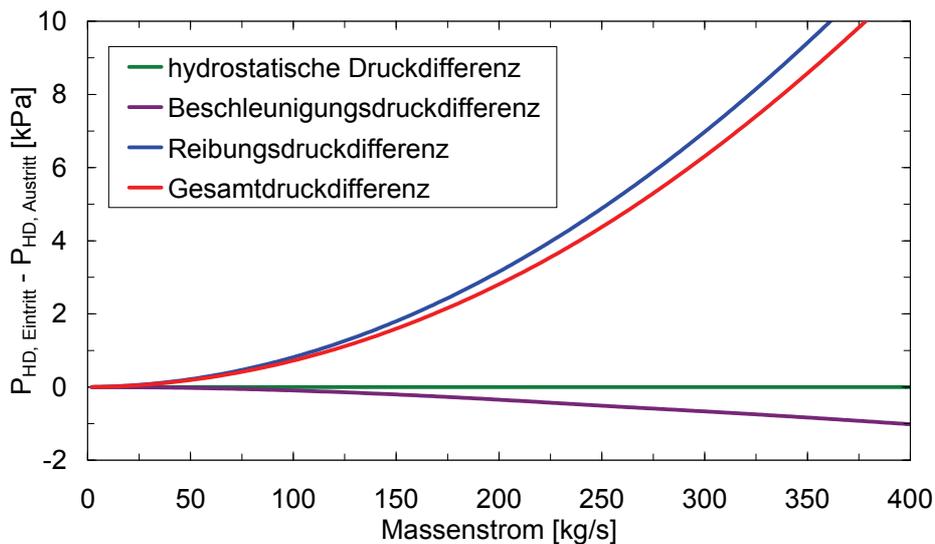


Abb. 7-1 Druckdifferenz (Ordinate) über Massendurchsatz (Abszisse) für ein HPLWR Zwischenüberhitzerrohr; horizontales Layout; vorgegeben sind: Temperaturprofil auf der Mantelseite für stationären Vollastbetrieb

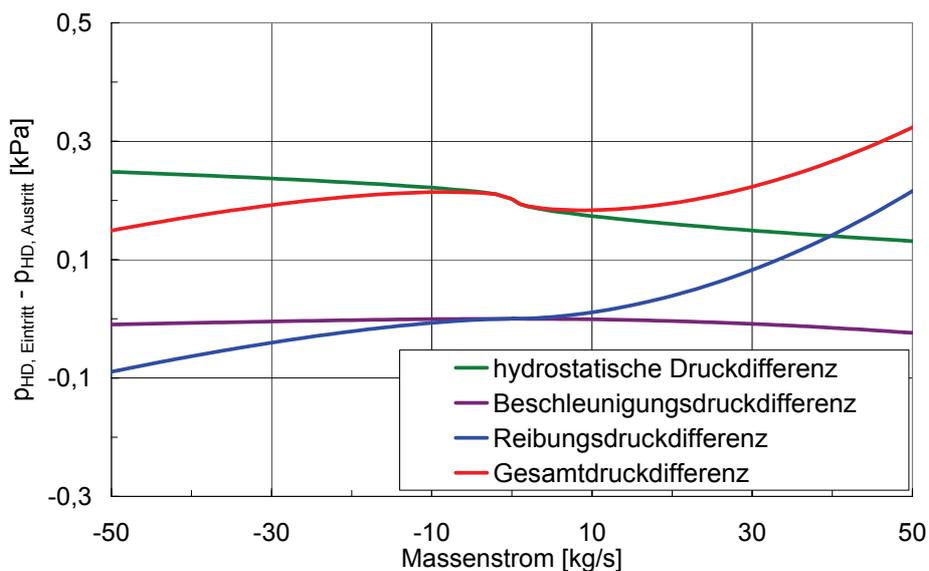


Abb. 7-2 Druckdifferenz (Ordinate) über Massendurchsatz (Abszisse) für ein HPLWR Zwischenüberhitzerrohr; Layout: Auslass 0,05 m höher als Einlass; vorgegeben sind: Temperaturprofil auf der Mantelseite für stationären Vollastbetrieb

Exemplarisch zeigt Abb. 7-2 die Druckdifferenz für eine Anordnung mit einem 0,05 m höheren Rohraustritt bezogen auf den Rohreintritt. Im Massenstrombereich von -20 kg/s bis +20 kg/s haben drei verschiedene Massenströme die gleiche Gesamtdruckdifferenz, wovon der mittlere Wert statisch instabil ist und der erste und dritte Wert stabil sind. Als Folge wird sich bei Massenströmen in diesem Bereich eine Fehlverteilung der Massenströme in den parallelen Wärmetauscherrohren einstellen, also eine Rückströmung in einzelnen Rohren. Daher sollte das Rohrbündel stets leicht nach unten geneigt sein, sodass die abkühlende Flüssig-

keit nach unten fließen kann. Eine horizontale Anordnung, wie oben untersucht, sichert lediglich einen gerade stabilen Betrieb ohne Sicherheitsreserven.

7.2 Dynamische Instabilitäten

Um den physikalischen Mechanismus der in Kapitel 1.4.2 beschriebenen Instabilitäten bei abwärtsgerichteter Dampfkondensation in einem Rohr zu untersuchen, werden mit dem in Kapitel 6.5.1 validierten APROS Modell zeitabhängige, eindimensionale Simulationen durchgeführt. Ausgehend vom stabilen Versuchslauf 163 [41] werden die Randbedingungen schrittweise verändert und die Simulation somit den Randbedingungen des instabilen Versuchslaufs 12 [41] angepasst. Die Randbedingungen werden in kleinen Schritten verändert, und nach jeder Veränderung wird entsprechend lange gewartet, bis sich das System eingeschwungen hat bzw. sich periodische Schwingungen eingestellt haben. Für die in diesem Kapitel vorgestellte Auswertung dauerte dies jeweils mehrere Minuten. In dem Bericht von J.H. Goodykoontz und R.G. Dorsch [41] zeigt Versuchslauf 12 die größte Amplitude der Druckschwingungen. Daher wurde dieser Versuchslauf ausgewählt und mit APROS simuliert. Die Experimentatoren geben die zeitlich gemittelten Werte für den Dampfeintrittsdruck, die Dampfeintrittstemperatur, die Kondensataustrittstemperatur, den Kondensatmassenstrom sowie den Kühlwassermassenstrom an. Abb. 7-3 zeigt das APROS Modell für den Versuchsaufbau nach [41]. In der Mitte von Abb. 7-3 ist die Gegenstromwärmetauscherkomponente zu erkennen. Es wurde die in Kapitel 6.5.1 beschriebene Diskretisierung mit 20 Knoten verwendet. Knoten und Rohrstücke, die mit Randbedingungen beaufschlagt worden sind, sind in Abb. 7-3 mit einem roten Kasten umrandet dargestellt. Bereits in der Nähe der eigentlichen Randbedingungen des instabilen Versuchslaufs 12 beginnt das System heftig zu schwingen.

Tab. 7-1 Vergleich experimentelle Daten [41] mit APROS Simulation

	APROS Simulation	Experiment [41]	Abweichung
Frequenz [Hz]	~8	6,1	31%
Amplitude [kPa]	112	114	2%
Massenstrom [kg/s]	0,0133	0,01	33%
Massenstromdichte [kg/(s m ²)]	309	233	33%

Die gemessene Amplitude der Druckschwingungen der APROS Simulation stimmen gut mit den experimentellen Werten überein, vgl. Tab. 7-1. Die Frequenz der Oszillationen in der APROS Simulation wurde lediglich grafisch ausgewertet, sie stimmt jedoch hinreichend genau mit den experimentellen Daten überein. Der zeitlich gemittelte Dampfmassenstrom in der APROS Simulation hat eine Abweichung von 33% zum experimentell ermittelten. In Anbetracht der Abweichungen, die in Kapitel 6.5.1 beschrieben wurden, ist eine derartige Abweichung durchaus zu erwarten. Die Experimentatoren konnten in ihrem Bericht noch keine Erklärung für die aufgetretenen Druckschwingungen angeben; sie grenzen lediglich den Bereich ein, in dem Oszillationen auftreten. Daher wird im Folgenden die APROS Simulation systematisch ausgewertet und eine Erklärung für den physikalischen Mechanismus der In-

stabilität dargestellt. Anschließend soll die Übertragbarkeit auf gekühlte Strömungen mit überkritischen Fluiden, wie im HPLWR Zwischenüberhitzer, geprüft werden.

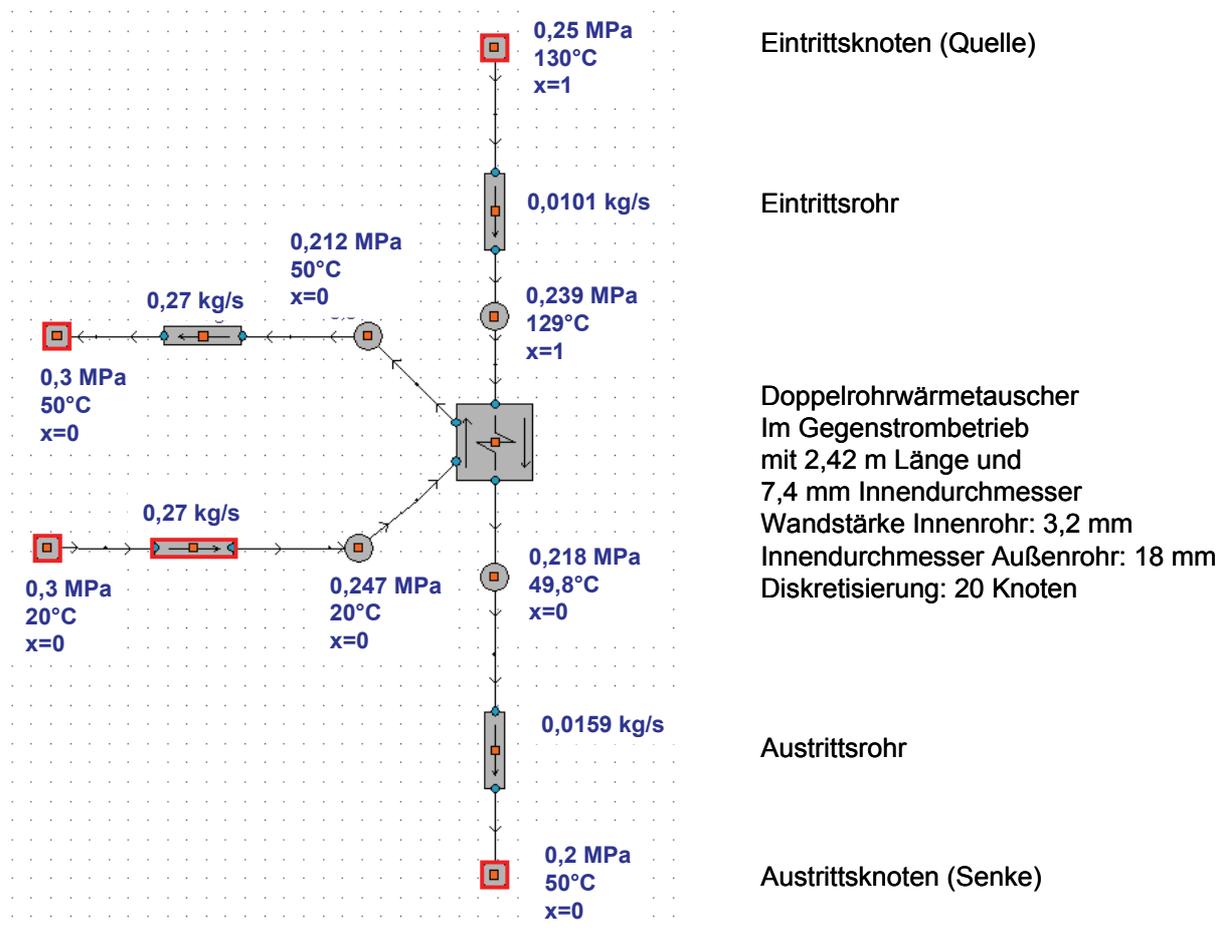


Abb. 7-3 APROS Modell des Versuchsaufbaus nach [41]

7.2.1 Auswertung des instabilen Versuchslaufs 12 [41]

Abb. 7-4 zeigt den Druckverlauf über einer Periode von 0,5 s. Gut zu erkennen sind die Druckschwingungen (Amplitude 112 kPa, Frequenz ~8 Hz), die sich über die Zeit fortpflanzen. Die Druckwellen wandern durch das System, hier die axiale Länge des Kondensatorrohrs. Zu erkennen ist weiterhin ein leichter Anstieg der Druckamplitude bei ca. 1,3 m nach Eintritt in den Kondensator.

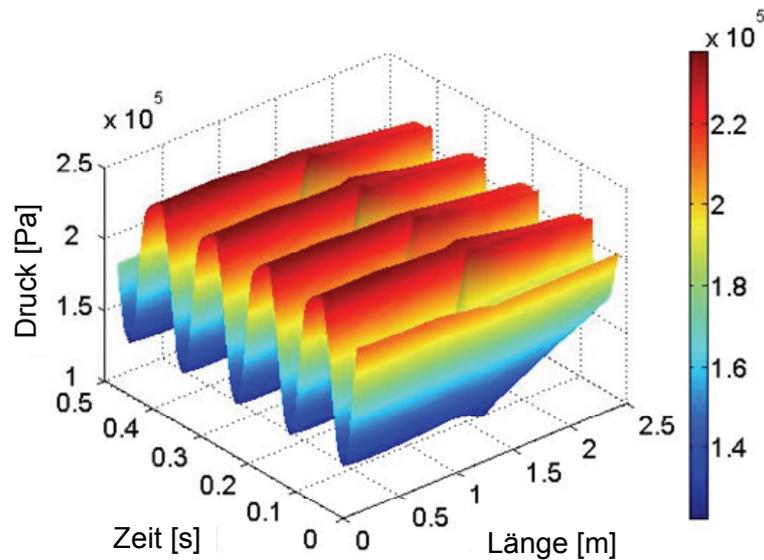


Abb. 7-4 Druckschwingungen für eine Periode von 0,5 s, entlang der axialen Länge des Kondensatorrohrs (0 m: Dampfeintritt; 2,42 m Kondensataustritt); Simulation des Experiments nach Goodykoontz et al. [41]

Abb. 7-5 zeigt den korrespondierenden Temperaturverlauf über der Länge des Kondensatorrohrs für eine Periode von 0,5 s. Der Dampf strömt mit annähernd konstanter Temperatur in den Testkondensator. Bevor die vollständige Kondensation des kompressiblen Dampfes eintritt, steigt dessen Temperatur um ca. 120 K. Synchron mit den Druckschwingungen ergeben sich somit vier Temperaturspitzen im betrachteten Zeitintervall. Nach der vollständigen Kondensation wird die Temperatur des kondensierten Wassers durch die Druckoszillationen nicht beeinflusst.

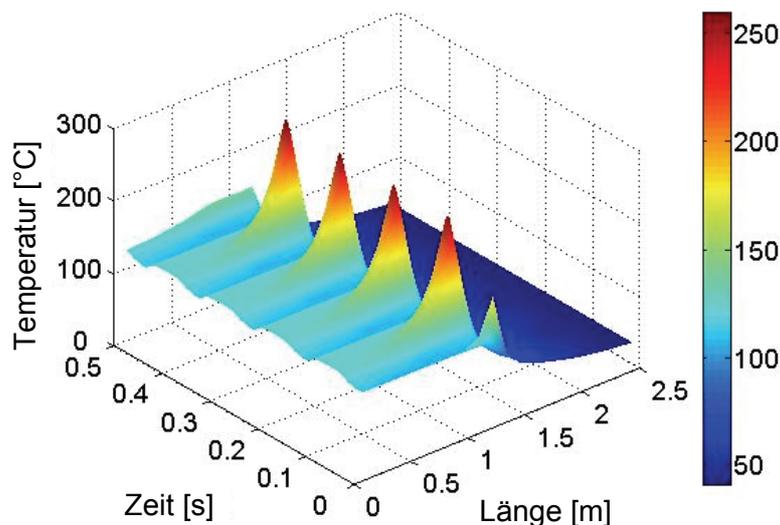


Abb. 7-5 Temperaturschwingungen für eine Periode von 0,5 s, entlang der axialen Länge des Kondensatorrohrs (0 m: Dampfeintritt; 2,42 m Kondensataustritt); Simulation des Experiments nach Goodykoontz et al. [41]

Abb. 7-6 zeigt die Kondensationsrate, in der Einheit Massenstrom (kg/s) pro Rohrlänge (m), für das entsprechende Zeitintervall. Die Kondensationsrate steigt am Eintritt in das Kondensatorrohr an und wird dann anti-zyklisch von der Temperatur beeinflusst: mit hohen Dampftemperaturen sinkt die Kondensationsrate gegen Null, und mit sinkenden Temperaturen steigt die Kondensationsrate wieder an. Für die vier Temperaturspitzen im betrachteten Zeitintervall ergeben sich fünf Höchstwerte für die Kondensationsrate, die jeweils um eine halbe Schwingungsperiode verschoben auftreten. Mit Abschluss der vollständigen Dampfkondensation, bei ca. 1,3 m nach Eintritt in das Kondensatorrohr, sinkt die Kondensationsrate auf den konstanten Wert Null.

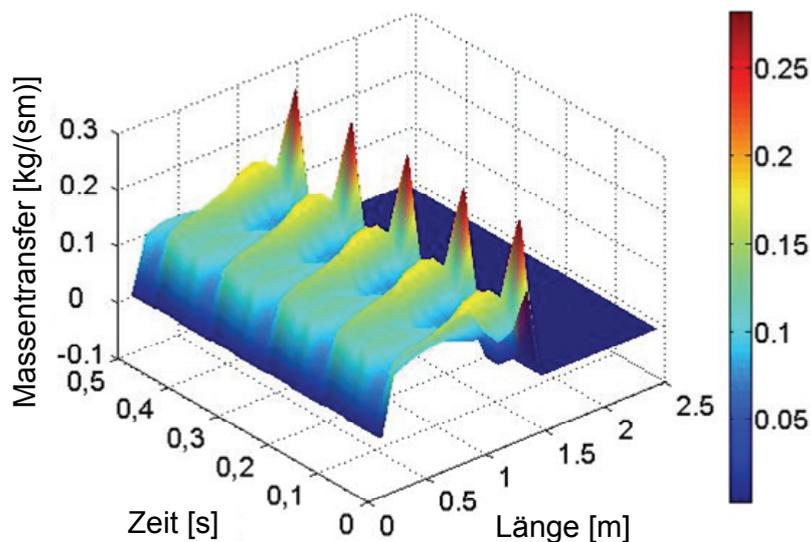


Abb. 7-6 Kondensationsrate [kg/(sm)] für eine Periode von 0,5 s, entlang der axialen Länge des Kondensatorrohrs (0 m: Dampfeintritt; 2,42 m Kondensataustritt); Simulation des Experiments nach Goodykoontz et al. [41]

Die Druckoszillationen führen auch zu einer Veränderung der Stoffeigenschaften, hier der Schallgeschwindigkeit. Bei einem Druck zwischen 100 kPa und 250 kPa beträgt die Schallgeschwindigkeit für die reine dampfförmige Phase ca. 480 m/s und die reine flüssige Phase ca. 1430 m/s [34]. In Abb. 7-7 ist der Verlauf der Geschwindigkeiten für die dampfförmige und die flüssige Phase, sowie der Verlauf der Schallgeschwindigkeit, die in der APROS Software für das Zweiphasengebiet mit dem Modell nach Moody [80] berechnet wird, dargestellt. Die Geschwindigkeiten sind am Berechnungsknoten elf (Berechnungsknoten 1: Dampfeintritt; Berechnungsknoten 20: Kondensataustritt) ausgewertet worden. An Knoten elf findet die vollständige Kondensation statt; der Mittelpunkt dieses Berechnungsknotens befindet sich 1,27 m nach dem Kondensatoreintritt.

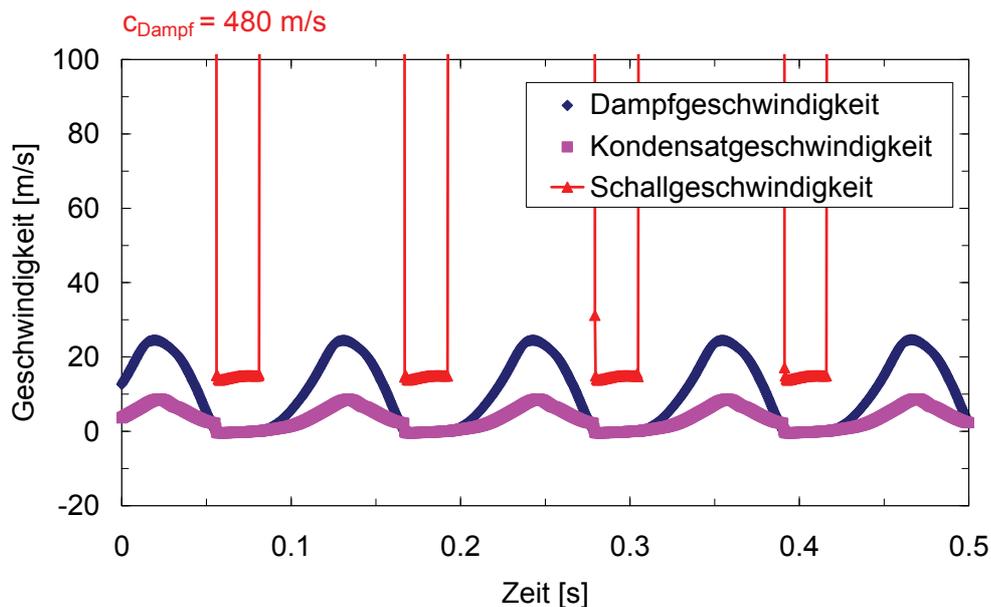


Abb. 7-7 Geschwindigkeit der dampfförmigen und flüssigen Phase sowie der lokalen Schallgeschwindigkeit am Berechnungsknoten 11 (Knotenmittelpunkt 1,27 m nach Kondensatoreintritt), für eine Periode von 0,5 s

Temporär sinkt die Schallgeschwindigkeit auf Werte von ca. 15 m/s und begrenzt somit die Strömungsgeschwindigkeit des Zweiphasengemisches. Dieses periodische Sperren durch die lokale Schallgeschwindigkeit beeinflusst den globalen Massendurchsatz durch das Kondensatorrohr. Abb. 7-8 zeigt den Massenstrom entlang der axialen Länge des Testkondensators für eine Periode von 0,5 s. Am Eintritt in das Kondensatorrohr ist der Dampfmassenstrom konstant. Bei ca. 1,3 m nach Eintritt in den Kondensator beginnt der Massenstrom heftig zu oszillieren und nimmt sogar negative Werte an, d.h. die Wassersäule am Kondensatoraustritt bewegt sich nach oben und unten. Synchron mit einem Ansteigen der Wassersäule (negativer Massenstrom am Kondensatorrohraustritt) ergeben sich vier Druckspitzen im betrachteten Zeitintervall.

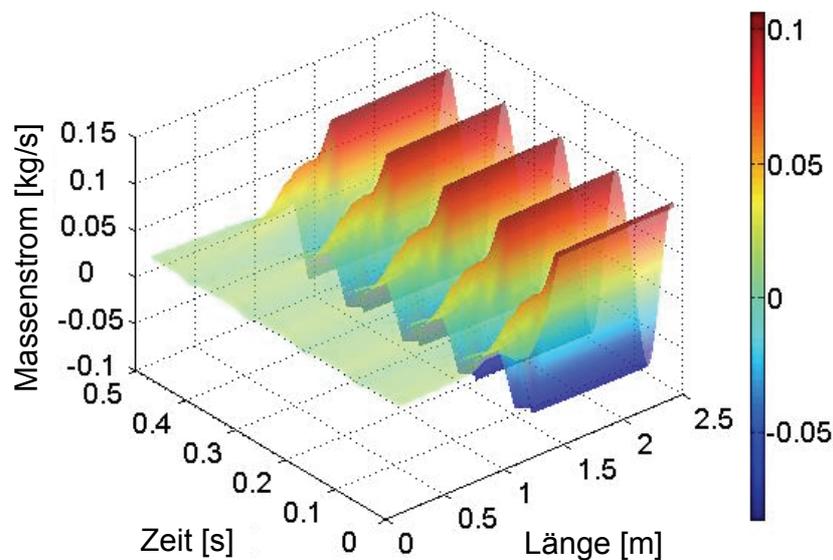


Abb. 7-8 Massenstrom [kg/s] für eine Periode von 0,5 s entlang der axialen Länge des Kondensatorrohrs (0 m: Dampfeintritt; 2,42 m Kondensataustritt); Simulation des Experiments nach Goodykoontz et al. [41]

7.2.2 Mechanismus der Instabilität

Aus der systematischen Auswertung der eindimensionalen, zeitabhängigen Simulation einer instabilen, abwärtsgerichteten Dampfkondensation in einem Rohr, Experiment durchgeführt von Goodykoontz et al. [41], wird in der vorliegenden Arbeit folgender physikalischer Mechanismus für die Instabilität vorgeschlagen, vgl. Abb. 7-9.

Ausgehend von den experimentell gemessenen Druckoszillationen zeigen die Simulationen einen Anstieg der Dampftemperatur. Die Änderung der Kondensationsrate bei hohem Druck (und hoher Temperatur) führt zu einer Änderung in der Zusammensetzung des Wasser-Dampf Gemisches und damit lokal zu einer Änderung der Stoffeigenschaften. Dadurch sinkt temporär die lokale Schallgeschwindigkeit auf niedrige Werte und begrenzt den Massendurchsatz (choking). Das plötzliche Sperren des Wasser-Dampf Massenstroms durch die lokale Schallgeschwindigkeit führt zu einem plötzlichen Absinken der Strömungsgeschwindigkeit. Vergleichbar ist dieser Vorgang mit dem schnellen Schließen eines Ventils. Eine Entspannungswelle läuft mit der Schallgeschwindigkeit des Zweiphasengemisches stromabwärts. Diese wird am Behälter am Austritt des Kondensators reflektiert und nun läuft eine Kondensationswelle stromaufwärts. Dies führt zu einem Anstieg der Wassersäule im Kondensationsrohr und einer Verdichtung der Dampfphase darüber. Ist die Wassersäule oben angekommen, kommt es zu einem Kondensationsschlag. Der damit verbundene Druckanstieg lässt sich nach Joukowsky berechnen (vgl. Kap. 6.5.2):

$$\Delta p = \rho \cdot u_0 \cdot a_s = G \cdot a_s = 442 \text{ kPa}, \quad (7.1)$$

mit der mittleren Massenstromdichte $G = 309 \text{ kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$ aus den APROS Simulationen und der Schallgeschwindigkeit der flüssigen Phase $a_s = 1430 \text{ m}/\text{s}$. Der theoretisch berechnete

Druckanstieg übersteigt die in der Simulation ausgewertete Druckamplitude (112 kPa) um Faktor vier, jedoch oszilliert der Massenstrom heftig und der theoretische Druckanstieg wurde mit der mittleren Massenstromdichte berechnet. Das Sperren durch die lokale Schallgeschwindigkeit führt auch nicht zu einem vollständigen Sperren des Massenstroms. Somit liegt die theoretisch berechnete Druckhöhe des periodischen Kondensationsschlags in der Größenordnung der durch die APROS Simulationen bestimmten Druckoszillationen.

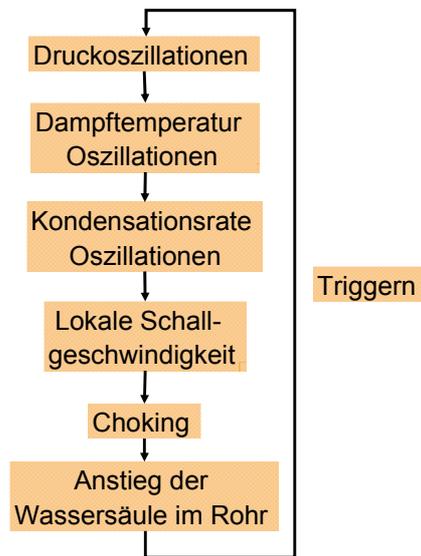


Abb. 7-9 Mechanismus der Instabilität; abwärtsgerichtete Dampfkondensation in einem Rohr; Experimente durchgeführt von Goodykoontz et al. [41]

Abb. 7-10 zeigt die Ergebnisse der Simulationen des instabilen Versuchs im Temperatur-Entropie Diagramm. Die Eintrittstemperatur des leicht überhitzten Dampfes liegt unterhalb der Maximaltemperatur der auftretenden Temperaturspitzen. Durch die nicht isentrope Kompression mit Anstieg des totalen Drucks von 121 kPa auf 233 kPa steigt die Temperatur des Dampfes auf über 200°C. Eine isentrope Kompression würde die Dampftemperatur nur auf ca. 170°C steigen lassen. Der zeitabhängige Temperaturverlauf ist nicht experimentell gemessen worden. In jedem Fall reicht der Anstieg der Dampftemperatur durch die Kompression aus, um die Kondensation zum Erliegen zu bringen, da ein Anstieg des totalen Drucks von 121 kPa auf 233 kPa zu einem Anstieg der Kondensationstemperatur von 105°C auf 125°C [34] führt.

In Abb. 7-11 ist die Wärmestromdichte über der Anzahl der Berechnungsknoten (jeder Knoten entspricht 0,121 m axialer Rohrlänge) für zwei Zustände, bei minimalem Druck und bei maximalem Druck, aufgetragen. Der Kondensatmassenstrom wird maximal für minimalen Druck und somit maximaler Wärmestromdichte. Die APROS Simulationen zeigen, dass die Wärmestromdichte auf der äußeren Kühlwasserseite nicht durch die Druck-Temperatur-Schwingungen auf der inneren Kondensatorseite beeinflusst wird. Der Kühlwasser-Massenstrom bleibt konstant, obwohl die Wärmestromdichte auf der Kondensatorseite heftig oszilliert. Demnach dient das Kupferrohr des Testkondensators als Wärmespeicher und kompensiert die Schwingungen des Wärmestroms auf der inneren Seite.

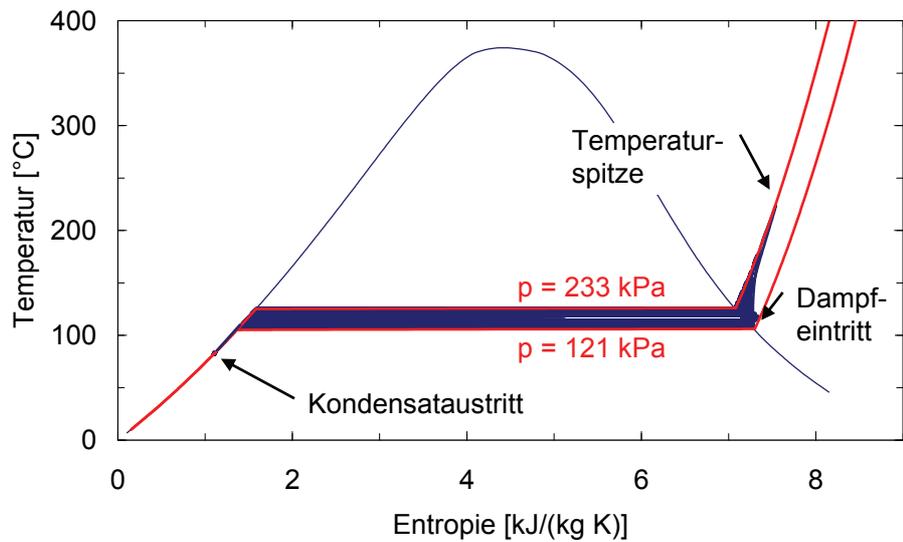


Abb. 7-10 Ergebnisse der Simulation der instabilen, abwärtsgerichteten Dampfkondensation im Rohr, Experimente durchgeführt von Goodykoontz et al. [41]

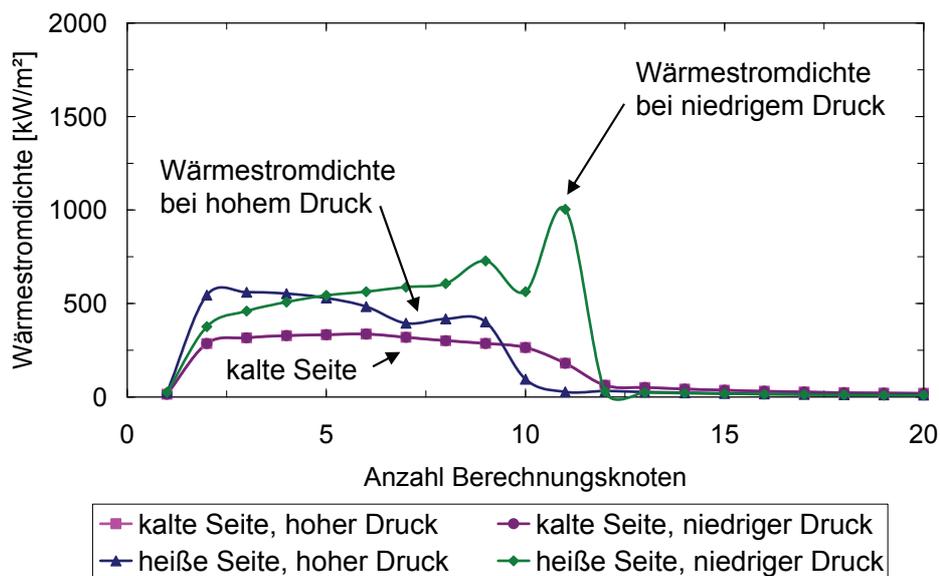


Abb. 7-11 Wärmestromdichte auf der inneren (Kondensator-) Seite und auf der äußeren (Kühlwasser-) Seite entlang der axialen Länge der Kondensatorrohrs (0 m: Dampfeintritt; 2,42 m Kondensataustritt), jeweils für einen Zeitschritt mit maximalen und einem mit minimalem Druck

7.2.3 Übertragung auf überkritische Druckzustände und Anwendung für einen HPLWR Zwischenüberhitzer

Die von Goodykoontz und Dorsch [41] experimentell beobachtete Instabilität bei abwärtsgerichteter Dampfkondensation kann mit einem Feder-Masse-System verglichen werden. Die kompressible Dampfphase wird periodisch durch die Druckwelle eines Wasserhammers zu-

sammengepresst und die Wassersäule bewegt sich auf- und abwärts im Kondensatorrohr, eingeleitet durch periodisches Sperren (choking) der Dampfzufuhr. Beim Sperren des Mas- sendurchsatzes aufgrund der lokalen Schallgeschwindigkeit kann die Massenstromdichte durch Absenken des Gegendruckes nicht weiter gesteigert werden.

Prinzipiell ist der im vorigen Kapitel beschriebene Mechanismus auch bei überkritischen Druckzuständen, wie im HPLWR Zwischenüberhitzer, möglich, wenn bei der Pseudo- Kondensation die Schallgeschwindigkeit erreicht wird und die Dampfzufuhr sperrt. Die Grenzfläche zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase existiert bei überkritischen Drü- cken nicht mehr und wird durch einen Bereich mit einem starken Gradienten der Stoffeigen- schaften ersetzt.

Demnach lässt sich die im vorigen Kapitel beschriebene Instabilität bei überkritischen Drü- cken nur durch eine Begrenzung der Massenstromdichte wirkungsvoll vermeiden. In Abb. 7-12 ist die Schallgeschwindigkeit für Wasser bei 25 MPa für Temperaturen von 200°C bis 500°C dargestellt. Die Schallgeschwindigkeit hat am pseudo-kritischen Punkt (25 MPa, 384,87°C) ein Minimum von 359 m/s. Mit der Dichte am pseudo-kritischen Punkt (317.22 kg/m³) ergibt sich eine minimale Massenstromdichte von:

$$G_{\min} = \rho \cdot a_s \approx 113000 \quad (7.2)$$

und somit mehr als 800 mal höher als die Massenstromdichte (127 kg/(m²s)) in den Rohren des HPLWR Zwischenüberhitzer bei stationärem Vollastbetrieb. Demnach ist davon auszu- gehen, dass die im vorigen Kapitel beschriebenen Instabilitäten unter den Betriebsbedingun- gen für den HPLWR Zwischenüberhitzer nicht auftreten.

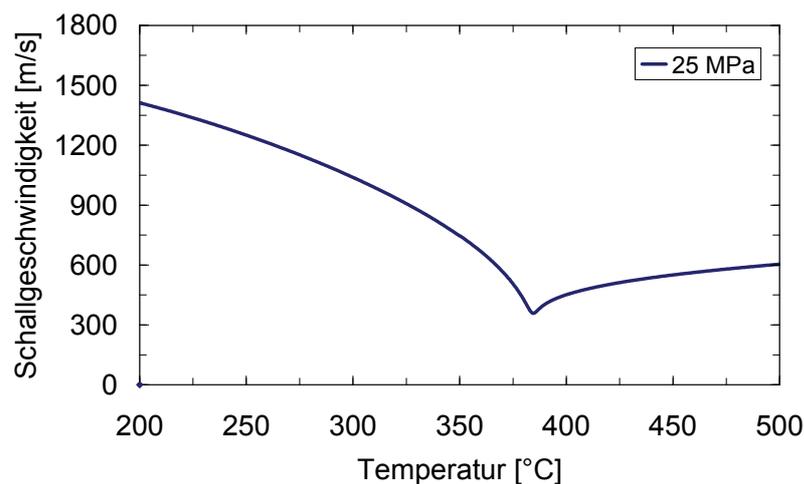


Abb. 7-12 Schallgeschwindigkeit von Wasser bei 25 MPa [34]

7.3 Numerische Untersuchungen über den Wärmeübergang und die Stabilität der Schichtung im horizontalen Rohr einer gekühlten Strömung mit einem überkritischen Fluid

In derzeit betriebenen Kernkraftwerken kommen waagrecht und senkrecht angeordnete Zwischenüberhitzer zum Einsatz. Der in der vorliegenden Arbeit vorgeschlagene Zwischenüberhitzer für den HPLWR ist senkrecht angeordnet. Prinzipiell wäre aber auch ein horizontales Design denkbar. Deswegen und um zukünftige Optionen zu untersuchen, wurden auch numerische Berechnungen für eine horizontale Ausführung durchgeführt.

7.3.1 Dichteschichtung im horizontalen Rohr

Auf der linken Seite von Abb. 7-13 ist der Verlauf der spezifischen Wärmekapazität im Querschnitt eines horizontalen HPLWR Zwischenüberrohres dargestellt. Die ersten 7,5 m des Rohrs sind nicht dargestellt, da sich die spez. Wärmekapazität hierin nur geringfügig ändert. Der Durchgang durch den pseudo-kritischen Punkt befindet sich im letzten Drittel der in Abb. 7-13 dargestellten Hälfte des HPLWR Zwischenüberhitzerrohrs. Auf der rechten Seite von Abb. 7-13 ist die Dichte für den Kreisquerschnitt im Bereich des pseudo-kritischen Punkts dargestellt. Auftriebseffekte sind im Verlauf der Dichte zu erkennen. In einer radialen Zellschicht kommen Dichten oberhalb und unterhalb der Dichte am pseudokritischen Punkt vor (Pseudo-kritischer Punkt 25 MPa und 384,87°C: 317.22 kg/m³). Das Fluid kühlt sich an der Rohrwand ab und sammelt sich im unteren Bereich des Rohrs. Die Simulationen wurden für stationäre Vollastbedingungen des HPLWR Zwischenüberhitzers und unter den bereits in Kap. 5.3.1 beschriebenen Randbedingungen durchgeführt.

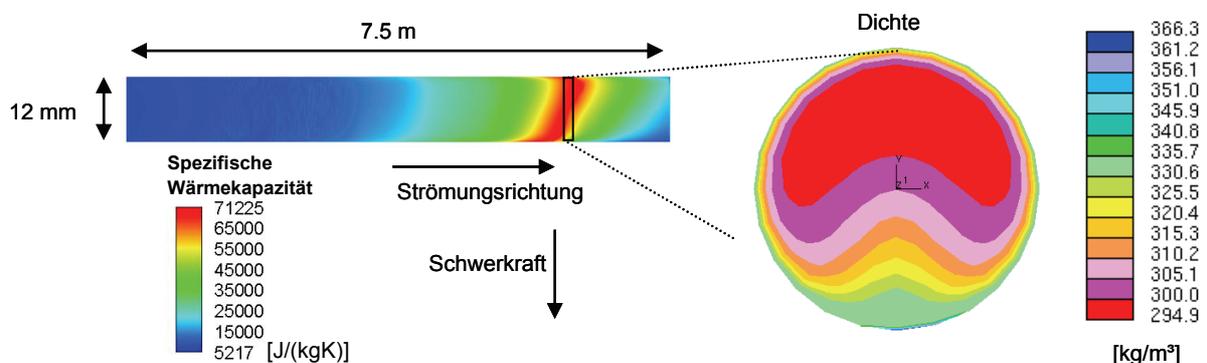


Abb. 7-13 Horizontale Anordnung des HPLWR Zwischenüberhitzers, linke Seite: Verlauf der spezifischen Wärmekapazität (1. Hälfte der axialen Länge nicht dargestellt), rechte Seite: Dichteverteilung im Kreisquerschnitt (pseudo-kritischer Punkt H₂O, 25 MPa, 384,87°C, 317.22 kg/m³)

7.3.2 Ergebnisse der zeitabhängigen Simulationen

Motiviert durch das Auftreten einer geschichteten Strömung für eine horizontale Rohranordnung im HPLWR Zwischenüberhitzer wurden zeitabhängige Simulationen durchgeführt. Abb. 7-14 zeigt die Dichteverteilung im HPLWR Zwischenüberhitzerrohr für fünf Zeitschritte im Abstand von 1 Sek. Ein Längenabschnitt von 900 mm wurde gewählt, so dass stets die ge-

samte pseudo-Phasengrenzfläche dargestellt ist. Die Dichten größer als die Dichte am pseudo-kritischen Punkt wurden dunkel eingefärbt, und die Dichten kleiner als die am pseudo-kritischen Punkt wurden hell eingefärbt. Die pseudo-Grenzfläche ist schräg geneigt gegenüber der horizontalen Achse. Position und Form der Grenzfläche verändern sich mit der Zeit. Auf der schräg geneigten Grenzfläche sind Wellenbewegungen zu erkennen. Das Strömungsgebiet ist um einen Faktor 8 gestaucht. Um die Rechenzeit zu minimieren wurde für diese Simulation ein „high-Reynolds“ Ansatz verwendet. Die Temperatur auf der Sekundärseite wurde abschnittsweise als Randbedingung implementiert.

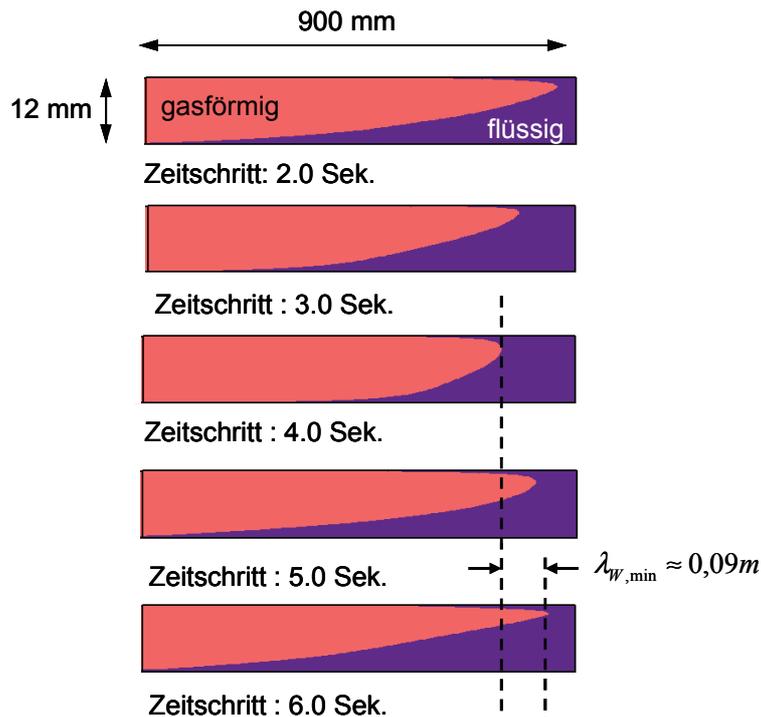


Abb. 7-14 Dichteschichtung im HPLWR Zwischenüberhitzerrohr, Dichte oberhalb des pseudo-kritischen Punkts dunkel eingefärbt, unterhalb hell eingefärbt (pseudo-kritischer Punkt H_2O , 25 MPa, 384,87°C, 317.22 kg/m³)

Instabilitäten in zwei horizontalen, geschichteten Strömungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten sind in der Literatur bekannt als Kelvin-Helmholtz Instabilität (vgl. Kap. 1.4.3). Das Kriterium für die Wellenanregung, vgl. Gleichung (1.1), beinhaltet nur die Dichteunterschiede und die Geschwindigkeitsunterschiede der beiden Phasen. Ein überkritisches Fluid, wie in den HPLWR Zwischenüberhitzerrohren ist einphasig und hat somit keine Phasengrenzfläche. Deswegen soll im Folgenden die Dichte am pseudo-kritischen Punkt als pseudo-Phasengrenzfläche definiert werden.

Um den Einfluss der Wellenbewegungen auf den Wärmeübergang genauer zu untersuchen, wurde für einen kürzeren Zeitraum eine Simulation mit einem low-Reynolds Ansatz durchgeführt. Abb. 7-15 zeigt die Dichte- und die Geschwindigkeitsverteilung im HPLWR Zwischenüberhitzerrohr für einen zufällig gewählten Zeitschritt. Der Ausschnitt ist wie in Abb. 7-14 auch begrenzt auf 900 mm axiale Länge und zeigt den Bereich höchster spezifischer Wärmekapazität. Der Verlauf der Dichte am pseudo-kritischen Punkt ist mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet. Für den Temperaturbereich oberhalb und unterhalb der pseudo-

kritischen Temperatur wurden jeweils eine mittlere Dichte und eine mittlere Geschwindigkeit ermittelt. In den Legenden von Abb. 7-15 sind diese durch einen roten Kasten dargestellt. Diese mittleren Dichten und mittleren Geschwindigkeiten für die beiden pseudo-Phasen können nun in das Instabilitätskriterium nach Kelvin-Helmholtz eingesetzt und eine minimale Wellenzahl a_{\min} bestimmt werden. Daraus berechnet sich die minimale Wellenlänge $\lambda_{w,\min}$ zu:

$$a_{\min} = 60,2 \frac{1}{m} \text{ und } \lambda_{w,\min} < 0,1m. \quad (7.3)$$

Diese ist im Bereich der in Abb. 7-14 zu erkennenden Wellenbewegungen auf der pseudo-Grenzfläche.

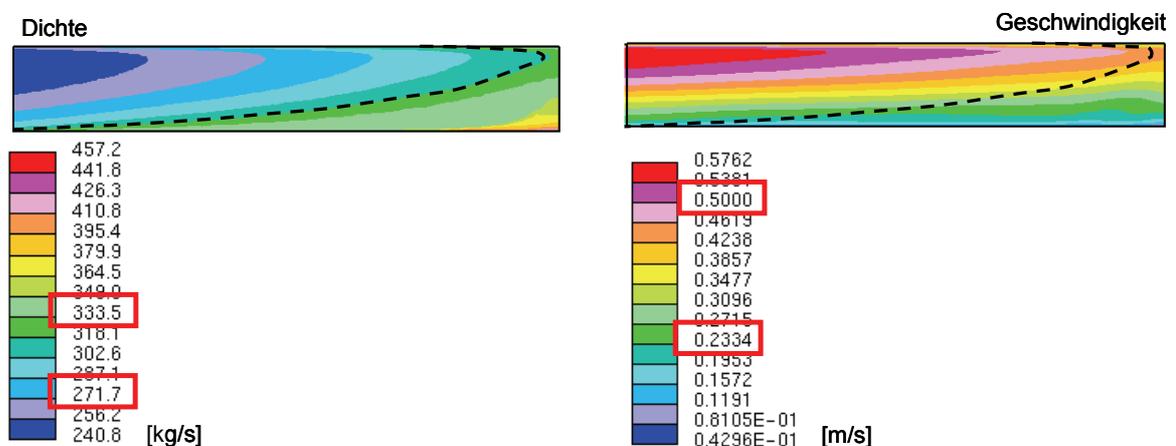


Abb. 7-15 Geschichtete Strömung mit überkritischem Wasser im HPLWR Zwischenüberhitzer, bei stationären Vollastbedingungen, horizontales Anordnung, 25 MPa

7.3.3 Zeitabhängiger Wärmeübergang

Da die Dichteschichtung im horizontalen HPLWR Zwischenüberhitzerrohr nicht stabil ist, wurde der zeitliche und örtliche Verlauf der Wandtemperatur ausgewertet. Abb. 7-16 zeigt den axialen Wandtemperaturverlauf eines horizontal angeordneten Zwischenüberhitzerrohrs. Die Temperatur wurde auf der Wandinnenseite, oben und unten, ausgewertet für die Zeitschritte maximaler und minimaler axialer Ausdehnung der pseudo-dampfförmigen Phase. Die Wandinnentemperatur auf der Oberseite des Rohrs liegt oberhalb der Temperatur auf Unterseite des Rohrs. Durch die Auftriebseffekte sammelt sich das pseudo-kondensierte Fluid auf der Unterseite des Rohrs. Im Bereich der pseudo-kritischen Temperatur nähern sich die Temperaturen auf der Ober- und Unterseite des Rohrs an. Für die beiden ausgewerteten Zeitschritte ändern sich die Wandtemperaturen nur geringfügig. Lediglich am Austritt des Rohrs weicht die Wandtemperatur auf der Unterseite um ca. 9 K ab. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die zeitabhängige Dichteschichtung im horizontalen HPLWR Zwischenüberhitzerrohr keinen Einfluss auf den Wärmeübergang hat. Dahingegen unterscheidet sich Wandtemperatur auf der Ober- und Unterseite des Rohrs am Austritt um bis zu 50 K. Die mittlere Fluidtemperatur auf der Mantelseite und die Fluidtemperatur in der Rohrmitte begrenzen die Wandtemperaturen nach unten und oben.

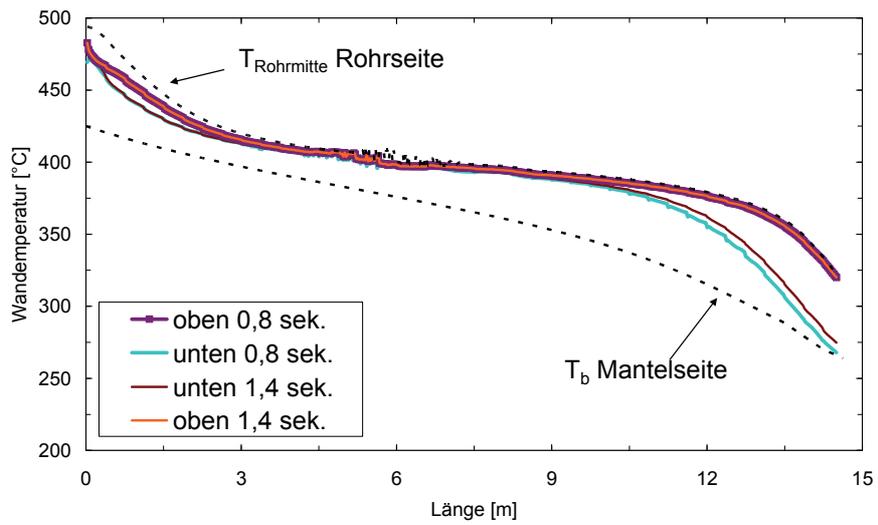


Abb. 7-16 Wandtemperatur über der axialen Länge eines horizontal angeordneten Zwischenüberhitzerrohrs, Zeitschritte maximaler und minimaler axialer Ausdehnung der pseudo-dampfförmigen Phase, H₂O, 25 MPa

8 Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wird erstmalig eine thermohydraulische Auslegung eines Zwischenüberhitzers für das innovative Konzept eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfstufen (High Performance Light Water Reactor – HPLWR) vorgestellt. Dazu wurde der Druck vor der Zwischenüberhitzung und die Temperatur nach der Überhitzung variiert und hinsichtlich des Wirkungsgrads des Gesamtprozesses optimiert. Es konnte ein volltouriger Turbosatz ausgelegt werden, was eine Kostenersparnis von 30% -40% [50] im Vergleich zu den halbtourigen Turbinen, die in heutigen Siedewasserreaktoren hauptsächlich verbaut sind, bedeutet. Ein Geradrohrwärmetauscher, in dem überkritisches Wasser bei einem Druck von 25 MPa den mantelseitig strömenden gesättigten Dampf überhitzt, wurde für die Zwischenüberhitzung dimensioniert und optimiert.

Der Wärmeübergang von überkritischen Fluiden in gekühlten Rohrströmungen wurde mit dreidimensionalen CFD-Methoden untersucht. Ein aus der Literatur ausgewähltes Validierungsexperiment [21] einer gekühlten, abwärtsgerichteten Rohrströmung mit überkritischem CO₂ bei 8 MPa wurde mit der kommerziellen Software STAR-CD 3.26 simuliert. Dabei wurden die folgenden Erkenntnisse gewonnen:

- Auftriebseffekte beeinflussen das Geschwindigkeitsprofil. An der inneren Rohrwand wird das abgekühlte überkritische Fluid in Richtung Rohraustritt beschleunigt und es bildet sich ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil. Der Geschwindigkeitsgradient zwischen laminarer Unterschicht an der Rohrwand und der mittleren Geschwindigkeit im Kern der Strömung verringert sich. Dadurch verringert sich die Turbulenzproduktion. Bis zu einer Reynolds-Zahl von ca. 20.000 stimmen die experimentell bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten gut mit laminaren Simulationen überein (Abweichung: 3% für $Re=15.017$ und 37% für $Re=21.463$). Hingegen zeigen turbulente Simulationen in diesem Bereich eine Abweichung von bis zu 400%. Mit steigender Reynolds-Zahl wächst die Abweichung der laminaren Simulationen, dafür sinkt die Abweichung der turbulenten Berechnungen zu den experimentell bestimmten Ergebnissen auf 20%.
- Die experimentellen Ergebnisse wurden in eine bestehende Strömungskarte [78] in Abhängigkeit von Rayleigh-Zahl und Reynolds-Zahl eingezeichnet. Diese Strömungskarte beschreibt die Bereiche Zwangskonvektion, freie Konvektion und Mischkonvektion für auftriebsbehaftete Strömungen. Die laminaren Simulationsergebnisse liegen im Bereich turbulenter Mischkonvektion. Jedoch fehlt in der Strömungskarte nach Metais und Eckert [78] der laminar-turbulente Umschlag für hohe Rayleigh-Zahlen und hohe Reynolds-Zahlen. Für Plattenströmungen finden sich in der Literatur Hinweise, dass der Umschlag für stark auftriebsbehaftete Strömungen zu höheren Reynolds-Zahlen verschoben wird [45]. Daher wird, basierend auf den numerischen Ergebnissen, davon ausgegangen, dass dies auch für Rohrströmungen gilt.
- Die experimentellen Ergebnisse nach Bruch et al. [21] wurden mit verschiedenen Wärmeübergangskorrelationen verglichen. Dabei stellte sich heraus, dass die Experimente mit Reynolds-Zahlen zwischen 15.000 und 20.000 gut mit Nusselt-

Korrelationen für laminare, auftriebsbehaftete Strömungen übereinstimmen. Hierbei zeigt die Gleichung nach Behzadmehr [12] die beste Übereinstimmung (rel. Fehler 3-23%). Die Wärmeübergangskoeffizienten, bestimmt aus den Experimenten mit höheren Reynolds-Zahlen, weisen eine gute Übereinstimmung mit den Wärmeübergangskoeffizienten, korreliert aus Gleichungen für turbulente Strömungen, auf. Somit wird die Annahme, dass der laminar-turbulente Umschlag einer Rohrströmung mit hohen Rayleigh-Zahlen zu höheren Reynolds-Zahlen verschoben wird, bestätigt. Unter den turbulenten Nusselt-Korrelationen hat die Dittus-Boelter [27] Korrelation die geringste Abweichung, da gekühlte Rohrströmungen bei den hier betrachteten geringen Wärmeströmen ein geringes radiales Temperaturgefälle aufweisen.

- Der Vergleich des Wärmeübergangs im HPLWR Zwischenüberhitzer aus der Vordimensionierung mit den Ergebnissen der CFD-Simulation zeigt, dass Reynolds-Zahlen unterhalb 20.000 vermieden werden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass ein verschlechterter Wärmeübergang aufgrund von Auftriebseffekten, wie in dem Experiment nach Bruch [21], nicht auftritt. Des Weiteren zeigen die CFD Simulationen, dass eine feine Diskretisierung besonders um den pseudo-kritischen Punkt notwendig ist. Die Dittus-Boelter [27] Korrelation kann für die Berechnung des Wärmeübergangs im Zwischenüberhitzer eines HPLWRs empfohlen werden.

Angeregt von bisherigen Arbeiten über Instabilitäten bei beheizten Rohrströmungen mit unterkritischen und überkritischen Fluiden wurden in der vorliegenden Arbeit numerische Untersuchungen über das Auftreten verschiedener Instabilitäten in gekühlten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden durchgeführt.

- Die Auswertung stationärer Zustandsgleichungen für den Druckverlust in den Rohren bei unterschiedlichen Massenströmen zeigt, dass Ledinegg Instabilitäten oder Massenstromfehlverteilungen bei abwärtsgerichteten oder horizontalen Rohren mit gekühltem überkritischen Wasser bei 25 MPa nicht zu erwarten sind. Erst bei nach oben geneigten Rohren nimmt der geodätische Druckverlust positive Werte an und es ergibt sich für kleine Massenströme ein Druckgewinn über der axialen Länge des Rohrs. Somit sind bei gekühlten, aufwärts gerichteten Rohrströmungen mit überkritischen Fluiden statische Instabilitäten zu erwarten.
- Das Experiment von Goodykoontz et al. [41] einer abwärtsgerichteten Dampfkondensation wurde ausgewählt, um die kommerziellen Software APROS 5.09 zu validieren und den bisher nicht bekannten Mechanismus der experimentell beobachteten Instabilität zu erklären. Die Auswertung der numerischen Simulationen zeigen, dass die Druckoszillationen aus einer nicht isentropen Kompression der Dampfphase sowie einem periodisch auftretendem Wasserhammer, ausgelöst durch die Begrenzung des Zweiphasenmassenstrom durch die lokale Schallgeschwindigkeit, hervorgerufen werden. Die lokale Zusammensetzung und damit auch die lokale Schallgeschwindigkeit ändern sich stark durch die hochgradig instationären Vorgänge. Die Übertragung dieses Mechanismus einer Instabilität auf überkritische Druckzustände zeigt, dass die minimale Schallgeschwindigkeit von überkritischem Wasser wesentlich höher liegt als die eines Wasser-Dampf-Gemisches bei unterkritischen Druckzuständen. Periodische Druckschwingungen in gekühlten, abwärtsgerichteten Rohrströmungen mit

überkritischem Wasser wären erst ab einer Massenstromdichte von ca. 113.000 kg/(m²s) zu erwarten.

- Für zukünftige Optionen wurde die geschichtete Strömung in gekühlten, horizontalen Rohren mit überkritischem Wasser (25 MPa) numerisch untersucht. Die zeitabhängigen Berechnungen mit der kommerziellen Software STAR-CD 3.26 zeigen, dass die geschichtete Strömung im horizontalen Zwischenüberhitzerrohr instabil ist. Obwohl für den überkritischen Druckbereich keine Phasengrenzfläche vorhanden ist, verändert sich der radiale Dichtegradient mit der Zeit. Die Dichte am pseudo-kritischen Punkt wurde als pseudo-Phasengrenzfläche definiert und die Instabilitätsbedingung nach Kelvin-Helmholtz angewendet. Die numerisch beobachteten Dichteoszillationen lagen im Bereich des berechneten Wertes. Des Weiteren wurde der Wärmeübergang der transienten Simulationen ausgewertet. Die Wandtemperatur auf der Oberseite des Rohrs liegt stellenweise um bis zu 50 K oberhalb der Wandtemperatur auf der Unterseite des Rohrs, aufgrund der unterschiedlichen Wärmestromdichten entlang der axialen Länge des Rohrs. Jedoch beeinflussen die transienten Dichtewellen den Wärmeübergang kaum (< 9 K).
- Für den in dieser Arbeit vorgestellten vertikalen Zwischenüberhitzer eines HPLWR sind keine statischen Instabilitäten, wie z.B. Ledinegg Instabilitäten, zu erwarten. Die Massenstromdichte in einem Rohr liegt bei stationären Vollastbedingungen bei 127 kg/(m²s) und somit mehr als 800-mal niedriger als die berechnete Grenze für periodische Druckoszillationen, die für eine unterkritische Dampfkondensation von Goo-koontz et al. [41] experimentell beobachtet wurden.

In der vorliegenden Arbeit wurden die strömungsmechanischen Grundlagen zur Auslegung eines HPLWR Zwischenüberhitzers vorgestellt. Diese sind allgemein gültig und können für jeden Rohrbündelwärmeüberträger mit einem gekühltem, überkritischem Fluid auf der Rohrseite verwendet werden.

9 Nomenklatur

Lateinische Symbole	Bezeichnung	Einheit
a	Wellenzahl	$[\text{cm}^{-1}]$
a_s	Schallgeschwindigkeit	$[\text{m/s}]$
A	Fläche	$[\text{m}^2]$
c_1	Zuschlag Wanddickenunterschreitung	-
c_2	Zuschlag Abnutzung	-
c_p	Spezifische Wärmekapazität	$[\text{J}/(\text{kg K})]$
$c_{\text{SST}}, c_{1,\text{SST}}, c_{2,\text{SST}}$	Konstanten des SST Turbulenzmodells	-
C	Berechnungsbeiwert für Rohrplatte, abhängig von der Art der Verankerung Rohrplatte Mantel	-
C_D	Druckverlustbeiwert des Tropfens	-
C_k	Konstante	-
C_μ	Konstante	-
$C_{\varepsilon 3}$	Konstante	-
d	Rohrdurchmesser	$[\text{m}]$
d_a	Außendurchmesser	$[\text{m}]$
D_1	Berechnungsdurchmesser für Rohrplatte, berücksichtigt zusätzlichen Raum für Montage	$[\text{m}]$
D_a	Blattspitzendurchmesser	$[\text{m}]$
D_H	Hydraulischer Durchmesser	$[\text{m}]$
e	Verschwächungsbeiwert abhängig von der Rohrteilung	-
E	Exergie	$[\text{J}]$
E_c	Erosionskennzahl	-
E_T	Parameter für den Tröpfchenmitriss in APROS	-
f	Berechnungsspannung	$[\text{MPa}]$
f_G	Druckverlustbeiwert gasförmige Phase	-
f_L	Druckverlustbeiwert flüssige Phase	-
f_R	Rohrreibungszahl	-
F	Korrekturterm	-
F_i	Reibungskraft an der Phasengrenzfläche auf ein Volumenelement bezogen	$[\text{N}/\text{m}^3]$

F_{ia}	Reibungskraft an der Phasengrenzfläche für Rindströmung auf ein Volumenelement bezogen	[N/m ³]
F_{ib}	Reibungskraft an der Phasengrenzfläche für Blasenströmung auf ein Volumenelement bezogen	[N/m ³]
F_{id}	Reibungskraft an der Phasengrenzfläche für Tröpfchenströmung auf ein Volumenelement bezogen	[N/m ³]
F_{is}	Reibungskraft an der Phasengrenzfläche für Schichtenströmung auf ein Volumenelement bezogen	[N/m ³]
F_1, F_2	Korrekturterme nach Cheng [25]	-
F_x, F_y, F_z	Volumenkräfte in die x, y und z-Richtung	[N/m ²]
g	Gravitationskonstante	[N/kg]
G	Massenstromdichte	[kg/s m ²]
Gr	Grashof-Zahl $\frac{(\rho_b - \bar{\rho}) \cdot \rho_b \cdot g \cdot d^3}{\mu_b^2}$, basierend auf der radialen Dichteverteilung	-
Gr^*	Grashof-Zahl $\frac{g \cdot \beta \cdot d^4 \cdot q}{\lambda \cdot \nu^2}$, basierend auf der Wärmestromdichte	-
h	Spez. Enthalpie	[J/kg]
h'	Turbulente Fluktuation der spez. Enthalpie	[J/kg]
h''	Massengemittelte turbulente Fluktuationen der spezifischen Enthalpie	[J/kg]
\tilde{h}	Favre gemittelte Enthalpie	[J/kg]
\bar{h}	Reynolds gemittelte spez. Enthalpie	[J/kg]
h_{LG}	Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
H	Enthalpie	[J]
i	Konstante	-
I	Parameter, gemäß [107] $I = \frac{u_G \cdot \mu_G}{\sigma} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}$	-
j	Konstante	-
k	Turbulente kinetische Energie	[m ² /s ²]
k_{il}	Wärmeübergangskoeffizient von der flüssigen an die dampfförmige Phase	[W/(m ² K)]

$k_{il,e}$	Wärmeübergangskoeffizient von der flüssigen an die dampfförmige Phase für Strömung mit Entrainment	[W/(m ² K)]
$k_{il,ne}$	Wärmeübergangskoeffizient von der flüssigen an die dampfförmige Phase für Strömung ohne Entrainment	[W/(m ² K)]
$k_{il,s}$	Wärmeübergangskoeffizient von der flüssigen an die dampfförmige Phase für geschichtete Strömung	[W/(m ² K)]
l	Länge	[m]
L	Länge	[m]
\dot{M}	Massenstrom	[kg/s]
n	Drehzahl	[1/s]
Nu	Nusselt-Zahl $\frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$	-
p	Druck	[Pa]
p^*	Kritische Druck am engsten Querschnitt	[Pa]
\bar{p}	Reynolds gemittelter Druck	[Pa]
p'	Turbulente Fluktuation des Drucks	[Pa]
p_{max}	Maximal auftretender Druck in zyl. Bauteilen	[Pa]
p_s	Druckverringerng im Rohrstutzen aufgrund von Querschnittsänderung	[Pa]
P	Turbulenzproduktion durch Schubspannungseffekte	-
P_B	Turbulenzproduktion durch Auftriebseffekte	-
P_i	Umfang der Phasengrenzfläche	[m]
$P_{G,L}$	Durch Gas- oder Flüssigkeitsphase benetzter Umfang	[m]
P_R	Rohrumfang	[m]
Pr	Prandtl-Zahl $\frac{\mu \cdot c_p}{\lambda}$	-
Pr_t	Turbulente Prandtl-Zahl	-
q	Wärmestromdichte	[W/m ²]
q_{iG}	Wärmestromdichte der gasförmigen Phase an der Phasengrenzfläche	[W/m ²]
q_{iL}	Wärmestromdichte der flüssigen Phase an der Phasengrenzfläche	[W/m ²]

q_{wG}	Wärmestromdichte der gasförmigen Phase an der Wände	[W/m ²]
q_{wL}	Wärmestromdichte der flüssigen Phase an der Wände	[W/m ²]
Q	Wärme	[W/kg]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
R, R ₁ , R ₂	Schichtenströmungsparameter in APROS	-
R _G	Spez. Gaskonstante	[J/(kg K)]
Re	Reynolds-Zahl $\frac{\rho \cdot u \cdot d}{\mu}$	-
Re _d	Reynolds-Zahl des Tropfens	-
S	Entropie	[J/kg]
S _B	Sicherheitsbeiwert	-
S _S	Schlupf	-
s _R	Wandstärke, zylindrische Bauteile	[m]
S _{RP}	Wandstärke Rohrplatte Wärmeüberträger	[m]
t	Zeit	[s]
t _R	Rohrteilung	-
T	Temperatur	[°C]
\bar{T}	Mittlere Temperatur $\bar{T} = \frac{T_{aus} + T_{ein}}{2}$	[°C]
T _t	Zeitschritt	[s]
T _R	Reflexionszeit	[s]
u ₀	Anfangsgeschwindigkeit (stationär)	[m/s]
U	Geschwindigkeit	[m/s]
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in die x,y,z-Richtung	[m/s]
u', v', w'	Turbulente Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
u'', v'', w''	Massengemittelte turbulente Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
$\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$	Favre gemittelten Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	Reynolds gemittelte Geschwindigkeitskomponenten	[m/s]
u _i	Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche	[m/s]
u _{i,j}	Geschwindigkeitskomponenten in die x,y Richtung	[m/s]
w _S	Geschwindigkeit auf der Mantelseite	[m/s]
x	Dampfgehalt	-

x_m	Maschenweite	[m]
y^+	Dimensionsloser Abstand	-
y_c	Abstand Zellmittelpunkt zur Wand	[m]
z	Verschwächungsbeiwert für Schweißnähte	-

Griechische Symbole	Beschreibung	Einheit
α	Flächenanteil A_g / A_{ges}	-
α_{HT}	Wärmeübergangskoeffizient $q_w / (T_w - T_b)$	[W/(m ² K)]
α_{SST}	Funktion im SST Turbulenzmodell	-
β	Temperaturausdehnungskoeffizient	[1/K]
Γ_G	Massenzu- oder abfuhr durch Kondensation oder Verdampfen	[kg/(m ³ s)]
δ	Tropfendurchmesser	[m]
ε	Dissipation	[m ² /s ³]
η_{ex}	Exergetischer Wirkungsgrad	-
κ	Isentropenexponent	-
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/(m K)]
λ_w	Wellenlänge	[m]
μ	Dynamische Viskosität	[kg/(sm)]
μ_t	Turbulente Viskosität	[kg/(m s)]
ν	Kinematische Viskosität	[m ² /s]
ξ_S	Druckverlustbeiwert	-
π_A	Beschleunigungsfaktor	-
ρ	Dichte	[kg/m ³]
$\bar{\rho}$	Reynolds gemittelte Dichte	[kg/m ³]
ρ'	Turbulente Fluktuation der Dichte	[kg/m ³]
ρ_G	Dichte der gasförmigen Phase	[kg/m ³]
ρ_H	Dichte des Gemisches aus Wasser und Wasserdampf, für Schlupf $S_S=1$	[kg/m ³]
ρ_L	Dichte der flüssigen Phase	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung des Fluids	[N/mm ²]

$\sigma_k^\omega, \sigma_k^\omega, \beta_{SST}, \beta^*$	Koeffizienten für das SST-Turbulenzmodell	-
τ	Schubspannung	[MPa]
τ_W	Wandschubspannung	[MPa]
τ'	Tensor der turbulenten Schubspannungen	[N/m ²]
τ_i	Schubspannungen an der Phasengrenzfläche	[MPa]
τ_{iG}	Schubspannungen der Gasphase an der Phasengrenzfläche	[MPa]
τ_{wG}	Schubspannungen der Gasphase an der Wand	[MPa]
τ_{wL}	Schubspannungen der flüssigen Phase an der Wand	[MPa]
φ	Winkel zur horizontalen Achse	[°]
Φ	Zweiphasenmultiplikator	-
ω	Turbulente Frequenz	[1/s]
Ω	Wirbelstärke	[1/s]

Indizes	Beschreibung
1	Fluid 1
2	Fluid 2
aus	Außen-
b	Mittlere Werte, engl.: bulk
CFL	Courant-Friedrich-Levi Zahl
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
e	Strömung mit Entrainment
ein	Eintritt
ges	Gesamt
G	Gasförmige Phase
i	Phasengrenzfläche
ia	Ringströmung
ib	Blasenströmung
id	Tröpfchenströmung
in	Innen-
is	Schichtenströmung
L	Flüssige Phase
max	Maximal

min	Minimal
ne	Strömung ohne Entrainment
pc	Pseudo-kritischer Punkt
s	Geschichtete Strömung
U	Umgebungszustand, im Kraftwerk Zustand im Kondensator
w	Wand
Wasser	Wasser

Abkürzungen**Beschreibung**

DWR	Druckwasserreaktor
FFKW	Fossilbefeuertes Kraftwerk
HD	Hochdruck-
HPLWR	Engl.: High Performance Light Water Reactor
LWR	Leichtwasserreaktor
MD	Mitteldruck-
ND	Niederdruck-
SCWR	Reaktor mit überkritischen Dampfzuständen (engl.: Supercritical Water Cooled Reactor)
SWR	Siedewasserreaktor
ZÜ	Zwischenüberhitzer

10 Literatur

- [1] Aicher T., Martin H., New Correlation for Mixed Turbulent Natural and Forced Convection Heat Transfer in Vertical Tubes, Vol. 40, No. 15, 3617-3626, 1997
- [2] Allen T.R., Tan L., Chen Y., Ren X., Sridharan K., Was G.S., Gupta G., Ampornrat P., Corrosion of Ferritic-Martensitic Alloys in Supercritical Water for GenIV Application, in Proc. Global 05, Tsukuba, Japan, 9.-13. Okt., Paper 419, 2005
- [3] Ambrosini W., On the Analogies in the Dynamic Behaviour of Heated Channels with Boiling and Supercritical Fluids, Nuclear Engineering and Design, 237, 1164-1174, 2007
- [4] Anglart H., Laurien E., Schulenberg T., International Students Workshop on Innovative Light Water Reactors, International Journal for Nuclear Power, 6, 390-385, 2008
- [5] Arbeitsgemeinschaft Druckbehälter (AD) 2000-Merkblatt, Herausgeber Verband TÜV e.V., Berlin, 2007
- [6] Bae J.H., Yoo J.Y., Direct Numerical Simulations of Turbulent Supercritical Flows with Heat Transfer, Phys. Fluids, 17, 1-24, 2005
- [7] Baehr H.D. Thermodynamik - Grundlagen und technische Anwendung, Springer Verlag, 2005
- [8] Baily F.G., Miller E.H., Modern Turbine Designs for Water Cooled Reactors, Nuclear Engineering, 12, 29-32, 1967
- [9] Bare F., Bernard M., The CATHARE Code Strategy and Assessment, Nuclear Engineering and Design, 124, 247-256, 1990
- [10] Bargel H.-J., Hilbrans H., Werkstoffkunde, Springer Verlag, S. 275, 2008
- [11] Behnke L., persönliche Mitteilung, Juli 2010
- [12] Behzadmehr A., Galanis N., Laneville A., Low Reynolds Number Mixed Convection in Vertical Tubes with Uniform Wall Heat Flux, International Journal of Heat and Mass Transfer, 46(25), 4823-4835, 2003
- [13] Bergles A.E., Collier J.G., Delhaye J.M., Hewitt G.F., Mayinger F., Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries, McGraw-Hill Inc., USA, 404f, 1981
- [14] Bestion D., Recent Developments on Interfacial Friction Models, European Two Phase Flow Group Meeting, Varese, 21.-24. Mai, 1990

- [15] Bestion D., The Physical Closure Laws in the CATHARE Code, Nuclear Engineering and Design, 124, 229-245, 1990
- [16] Bitterman D., Starflinger J., Schulenberg T., Turbine Technologies for High Performance Light Water Reactors, in Proc. ICAPP04, 13.-17. Juni, Pittsburgh, PA, USA, Paper 4195, 2004
- [17] Bogoslovskaya G.P., Abdulkadyrov, Estimation of One-through Direct Thermodynamic Cycle Parameters for Supercritical Water Cooled Reactors, NUTHOS-8, Paper 163, 10.-14. Okt., Shanghai, China, 2010
- [18] Boure J., Bergles A., Tong L.S., Review of Two-Phase Flow Instability, Nuclear Engineering and Design, Volume 25, 165-192, 1973
- [19] Brandauer M., Schlagenhauser M., Schulenberg T., Steam Cycle Optimization for the HPLWR, in Proc. 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, 8. - 11. März, Heidelberg, Deutschland, 2009
- [20] Brennen B.E., Fundamentals of Multiphase Flows, Cambridge University Press, 2005
- [21] Bruch A., Bontemps A., Colosson S., Experimental Investigations of Heat Transfer of Supercritical Carbon Dioxide Flowing in a Cooled Vertical Pipe, International Journal of Heat and Mass Transfer, 52, 2589-2598, 2009
- [22] Bruch A., Caractérisation des transferts de chaleur convectifs d'un écoulement refroidi de dioxyde de carbone supercritique, Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, France, 2006
- [23] CD-ADAPCO: Methodology -STAR-CD Version 3.26, 2005
- [24] Chen S.L., Gerner F.M., Tien C.L., General Film Condensation Correlations, Experimental Heat Transfer, 1, 93-107, 1987
- [25] Cheng X., Yang Y. H., Huang S.F., A Simplified Method for Heat Transfer Prediction of Supercritical Fluids in Circular Tubes, Annals of Nuclear Energy, Vol. 36, 1120-1128, 2009
- [26] Dang C., Hihara E., In-tube Cooling Heat Transfer of supercritical carbon dioxide. Part 1 Experimental Measurement & Part 2 Comparison of Numerical Calculations with Different Turbulence Models, Int. Journal of Refrigeration, Vol. 27, 736-760, 2004
- [27] Dittus F.W., Boelter L.M.K., Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type, Univ. Calif. Publ. Eng., 2, 433-461, 1930

-
- [28] Dobashi K., Oka Y., Koshizuka S., Core and Plant Design of the Power Reactor Cooled and Moderated with Supercritical Light Water with Single Tube Water Rods, *Ann. Nucl. Energy*, Vol. 24, No. 16, 1281-1300, 1997
- [29] Dobashi K., Oka Y., Koshizuka S., Conceptual Design of a High Temperature Power Reactor Cooled and Moderated by Supercritical Light Water, in *Proc. ICONE-6*, 10.-15. Mai, NY, USA, 1998
- [30] Drouin J., Herbell H., Schulenberg T., Rückströmbegrenzer des High Performance Light Water Reactor, VDM Verlag, 2009
- [31] Duffey R.B., Piroo I., Zhou X., Zirn U., Kuran S., Khartabil H., Naidin M., Supercritical Water-Cooled Nuclear Reactors (SCWRs): Current and Future Concepts - Steam Cycle Options, in *Proc. ICONE-16*, 11.-15. Mai, Orlando, Florida, USA, 2008
- [32] El-Wakil M.M., *Powerplant Technology*, McGraw-Hill Book Company, New York, USA, 1984
- [33] Epple B., Leithner R., Linzer W., Walter H., *Simulation von Kraftwerken und wärmetechnischen Anlagen*, Springer Verlag, 2009
- [34] Extended IF97-IAPWS, International Association for the Properties of Water and Steam, 2006
- [35] Fischer K., Laurien E., Class A.G., Schulenberg T., Design and Optimization of a Backflow Limiter for the High Performance Light Water Reactor, in *Proc. Global*, Boise, Idaho, USA, 9.-13. Sep., Paper 961, 2007
- [36] Fischer K., Schneider T., Redon T., Schulenberg T., Starflinger J., Mechanical Design of Core Components for a High Performance Light Water Reactor with a Three Pass Core, in *Proc. GLOBAL 2007*, 9.-13. Sep., Boise, Idaho, USA, 2007
- [37] Fischer K., Starflinger J., Schulenberg T., Conceptual Design of a Pressure Vessel and its Internals for a HPLWR, in *Proc. ICAPP*, Reno, NV, USA, 4.-8 Juni, Paper 6098, 2006
- [38] Framatome ANP, *Technology of European Pressurized Water Reactor (EPR)*, tech. report, Framatome ANP, Paris, Frankreich, 2005
- [39] Fujii T., Akagawa K., Water Hammer Phenomena in a One-Component Two-Phase Bubbly Flow, *Nuclear Engineering and Design*, 141, 101-110, 1993
- [40] Gnielinski V., New Equations for Heat and Mass Transfer in Turbulent Pipe and Channel Flow, *Int. Chem. Engineering*, 16 (2), 359-368, 1976

- [41] Goodykoontz J.H., Dorsch R.G., Local Heat-Transfer Coefficients and Static Pressures for Condensation of High-Velocity Steam within a Tube, NASA Lewis Research Center, D-3953, 1967
- [42] Grote k.H., Feldhusen J., Dubbel, Taschenbuch für den Maschinenbau, Springer Verlag, 2005
- [43] Hänninen M., Kurki J., Simulation of Flows at Supercritical Pressures with a Two-Fluid Code, in Proc. NUTHOS-7, Seoul, Korea, 5.-9. Okt., 2008
- [44] Hänninen M., Ylijoki J., The Constitutive Equations of the APROS Six-Equation Model, VTT Finland and Fortum, APROS Version 5.08, 2007
- [45] Hattori Y., Tsuji T., Nagano Y., Tanaka N., Characteristics of Turbulent Combined-Convection Boundary Layer along a Vertical Heated Plate, International Journal of Heat and Fluid Flow, 21, 520-525, 2000
- [46] Heitmüller R.J., Kather A., Thermal and Fuel Engineering Concept of the Steam Boiler for the BoA Unit Niederaussem K, Germany, VGB Kraftwerkstechnik, 79 (5), 1999
- [47] Henry R., Fauske H., Two-Phase Critical Flow of One-Component Mixtures in Nozzles, Orifices and Short Tubes, Trans. ASME, J. Heat Transfer, 95, 179-187, 1971
- [48] Herbell H., Himmel S., Schulenberg T., Mechanical Analysis of an Assembly Box with Honeycomb Structure, in Proc. 16PBNC, 13.-18. Okt., Aomori, Japan, Paper 1150, 2008
- [49] Herbell H., Schulenberg T., Reheater Design Concept for the High Performance Light Water Reactor, in Proc. GLOBAL, Paris, Frankreich, 6.-11. Sep., Paper 9345, 2009
- [50] Herbell H., Wechsung M., Schulenberg T., A Turbine Design Concept for the High Performance Light Water Reactor, in: Proc. 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, Heidelberg Deutschland, Paper 76, 8.-11. März, 2009
- [51] Himmel S., Class A., Laurien E., Schulenberg T., Flow in a HPLWR Fuel Assembly with Wire Wrap Spacers, in Proc. ANS/ ENS Winter Meeting '07, Washington D.C., USA, 11.-15. Nov., 2007
- [52] Hofmeister J., Schulenberg T., Starflinger J., Optimization of a Fuel Assembly for a HPLWR, in Proc. ICAPP 05, 15.-19. Mai, Seoul, Korea, 5077, 2005
- [53] Horlacher H.B., Lüdecke H.J., Strömungsberechnung für Rohrsysteme, expert Verlag, 2006
- [54] http://www.balcke-duerr.de/download/broschueren/brochure_de_55.pdf, Okt. 2010

- [55] <http://www.toshiba.co.jp/nuclearenergy/english/business/reactor/abwr01.htm>, Okt. 2010
- [56] Jackson J.D., Cotton M.A., Axcell B.P., Studies of Mixed Convection in Vertical Tubes, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 10(1), 2-15, 1989
- [57] Jackson J.D., Hall W.B., Forced Convection Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressure, in: *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles*, Hemisphere, New York, Vol. 2, 563-611, 1979
- [58] Jackson J.D., Hall W.B., Influence of Buoyancy on Heat Transfer of Fluids Flowing in Vertical Tubes under Turbulent Conditions, in Kakac S., Spalding D.B. (Eds.), *Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles*, Vol. 2, Hemisphere, Washington, 613-640, 1979
- [59] Jolk S., Bewertung von Experimenten und Modellen zum Ausströmen von Dampf und Heißwasser, Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, Deutschland, 2010
- [60] Joukowsky, Über den hydraulischen Stoß in Wasserleitungsrohren, Voß, Petersburg und Leipzig, 1900
- [61] Kang H., Bae Y., Conceptual Design of a Supercritical Water-Cooled Reactor with an Internal Recirculating Flow, in Proc. GENES4/ANP2003, Paper 1023, 15.-19. Sep., Kyoto, Japan, 2003
- [62] Karplus H.B., Propagation of a Pressure Wave in a Mixture of Water and Steam, *Armour Res. Found. Illinois Institute of Technology*, Report, 4132, 1961
- [63] Koehly C., Meier W., Starflinger J., Integration of In-Core Instrumentation into HPLWR, in Proc. ICAPP'10, San Diego, CA, USA, 13.-17. Juni, Paper 10167, 2010
- [64] Koehly C., Schulenberg T., Starflinger J., Design Concept of the HPLWR Moderator Flow Path, in Proc. ICAPP'09, 10.-14. Mai, Tokyo, Japan, Paper 9187, 2009
- [65] Koehly C., Starflinger J., Schulenberg T., Brandauer M., Lemasson D., Velluet R., Herbell H., Draft Layout of the HPLWR Power Plant, in Proc. ISSCWR-5, Vancouver BC, Kanada, 13.-16. März, 2011
- [66] Kruiuzenga A., Li H., Anderson M., Corradini M., Investigations of Heat Transfer Behaviour in Turbulent, Horizontal Flows near the Critical Pressure, in Proc. of the Technical Meeting on Heat Transfer, Thermal-Hydraulics and System Design for Super-Critical Water-Cooled Reactors, Pisa, Italien, 5.-8. Juli, 2010
- [67] Krümmel W., Technische Strömungsmechanik, Teubner Verlag, Wiesbaden, Deutschland, 2007

- [68] KTA-Geschäftsstelle c/o Bundesamt für Strahlenschutz (BfS), KTA 3211.2 Druck- und aktivitätsführende Komponenten von Systemen außerhalb des Primärkreises; Teil 2: Auslegung, Konstruktion und Berechnung, 1994
- [69] Kuhlmann K.C, Strömungsmechanik, Pearsib Studium Verlag, München, Deutschland, 2007
- [70] Kunik C., Vogt B., Schulenberg T., Flow Phenomena in the Gap Volume Between Assembly Boxes, 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, 8.-11. März, Heidelberg, Deutschland, Paper 4, 2009
- [71] Lahey R.T. jr., Podowski, M.Z., Analysis of Various Instabilities in Two-Phase Flows, in Multiphase Science and Technology, Volume 4, Hewitt G.F. (Hrsg.), Delhaye J.M. (Hrsg.), Zuber N. (Hrsg.), Hemisphere Publishing Corporation, 183-370, 1989
- [72] Laurien E., Oertel H., Numerische Strömungsmechanik, F. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 2009
- [73] Laurien E., Rashid M., Prediction of Overheated Zones Along the Wall of Strongly Heated Quasi-fully Developed Pipe Flow at Supercritical Pressure, ICAPP, Anaheim, CA, 8.-12. Juni, 2008, Paper 8078
- [74] Ledinegg M., Unstabilität der Strömung bei natürlichem und Zwangsumlauf, die Wärme, 61, 891-898, 1938
- [75] Lockhart R.W., Martinelli R.C., Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes, Chemical Engineering and Progress, 45, 39-48, 1949
- [76] Marek R., Nitsche K., Praxis der Wärmeübertragung, Fachbuchverlag Leipzig, 2007
- [77] Menter F.R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAAJournal, Vol. 32, No 8, p. 1598, 1994
- [78] Metais B., Eckert E. R. G., Forced, mixed and free convection regimes, Journal of Heat Transfer, 86, 295-296, 1964
- [79] Monti L., Starflinger J., Schulenberg T., Effectiveness of an Insulated Fuel Assembly to Improve HPLWR Core Performance, in Proc. 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, 8.-11. März, Heidelberg, Deutschland, Paper 46, 2009
- [80] Moody F.J., Maximum Flow Rate of a Single-Component, Two-Phase Mixture, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer, 87, 134-142, 1965

-
- [81] NIST: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties - REFPROP, Version 8.0, Boulder, Colorado (USA), National Institute of Standards and Technology, 2007
- [82] Oertel H. jr., Boehle M., Strömungsmechanik, F. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig, 2004
- [83] Oertel H., Prandtl's Essentials of Fluid Mechanics, Springer Verlag, 2004
- [84] Oka Y., Koshizuka S., Design Concepts of Once-Through Cycle Supercritical-Pressure Light Water Cooled Reactors, in Proc. SCR 2000, 6.-8. Nov., Tokyo, Japan, 2000
- [85] Oka Y., Koshizuka S., Ishiwatari Y., Yamaji A., Super Light Water Reactors and Super Fast Reactors, Springer Verlag, 2010
- [86] Oka Y., Review of High Temperature Water and Steam Cooled Reactor Concepts, in Proc. SCR 2000, 6.-8. Nov., Tokyo, Japan, 2000
- [87] Open Foam: User Guide Version 1.6, 2009
- [88] Ortega Gómez T., Class A., Lahey R.jr., Schulenberg T., Stability Analysis of a Uniformly Heated Channel with Supercritical Water, Nuclear Engineering and Design, 238, 1930-1939, 2008
- [89] Palko D., Anglart H., Investigation of the onset of heat transfer deterioration to supercritical water, in Proc. 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, 8.-11. März, Heidelberg, Deutschland, Paper 19, 2009
- [90] Palko D., Anglart H., Numerical Study of Heat Transfer Deterioration, International Student Workshop on High Performance Light Water Reactors, Karlsruhe, Deutschland, 31. März - 3. April, 2008
- [91] Pflugbeil M., BoA Niederaussem - der 950 MW Braunkohlekraftwerksblock mit optimierter Anlagentechnik", VDI Berichte 1456, 1999
- [92] Pioro I.L., Duffey R.B., Heat Transfer and Hydraulic Resistance at Supercritical Pressures in Power Engineering Applications, ASME Press, New York, NY, USA, 2007
- [93] Rohsenow W.M., Hartnett J.P., Ganic E.N., Handbook of Heat Transfer Application, McGraw-Hill Book Company, 1985
- [94] Schlagenhauser M., Starflinger J., Schulenberg T., Steam Cycle Analysis for an HPLWR, in Proc. International Students Workshop on High Performance Light Water Reactors, 31. März - 3. April, Karlsruhe, Deutschland, 2008

- [95] Schlagenhauser M., Vogt B., Schulenberg T., Reactivity Control Mechanism for a HPLWR Fuel Assembly, in Proc. Global 2007, 9.-13. Sep., Boise, Idaho, 2007
- [96] Schulenberg T., Müller U., Janssens-Maenhout G., Zweiphasenströmung mit Wärmeübergang, Vorlesungsmanuskript, Karlsruhe, 2003
- [97] Schulenberg T., Starflinger J., Heinecke J., Three Pass Core Design Proposal for a High Performance Light Water Reactor, in Proc. COE-INES-2, Yokohama, Japan, 26.-30. Nov., 2006
- [98] Siikonen T., Numerical Method for One-Dimensional Two-Phase Flow, Numerical Heat Transfer, 12, 1-18, 1987
- [99] Smidt D., Reaktortechnik, Band 2, G. Braun, Karlsruhe, Deutschland, 1971
- [100] Sozzi, G.L., Sutherland W.A., Critical Flow of Saturated and Subcooled Water at High Pressure, General Electric Company, San José, USA, NEDO-13418, 1975
- [101] Streeton D.F., Evaluation of a Saturated Steam Cycle for a Nuclear Power Plant, Nuclear Engineering, 11, 802-805, 1966
- [102] Traupel W., Thermische Turbomaschinen, Erster Band Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung, Springer Verlag, Berlin, 1988
- [103] U.S. DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and Generation IV International Forum, A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy System (GIF+002-00), 2002
- [104] Venkateswarlu D., Krishna P.M., Pressure Drop in Heat Exchangers, Chemical & Process Engineering, 54-85, 1956
- [105] VGB PowerTech e.V. (HRSG.), Konzeptstudie Referenzkraftwerk Nordrhein-Westfalen (RWK NRW), VGB PowerTech Service GmbH, 2004
- [106] Wallis G.B., Critical Two-Phase Flow, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 6, 97-112, 1980
- [107] Wallis G.B., One-Dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, Inc., New York, 1969
- [108] Wallis G.B., Phenomena of Liquid Transfer in Two-Phase Dispersed Annular Flow, International Journal of Heat and Mass Transfer, 11, 783-785, 1968
- [109] Wallis G.B., Dobson J.E., The Onset of Slugging in Horizontal Stratified Air-Water Flow, International Journal of Multiphase Flow, 1, 173-195, 1973
- [110] Wank A., Fluid Dynamic Design of Complex Mixing Chambers, Forschungszentrum Karlsruhe, Forschungsbericht 7520, 2009

-
- [111] Wank A., Schulenberg T., Laurien E., Mixing of Cooling Water at Supercritical Pressure in the HPLWR - Three Pass Core, in Proc. NURETH-13, 27. Sep. - 2. Okt., Kanazawa, Japan, Paper No 1003, 2009
- [112] Yamada K., Sakurai S., Asanuma Y., Hamazaki R., Ishiwatari Y., Kitoh K., Overview of the Japanese SCWR Concept Developed under the GIF Collaboration, in Proc. 5th Int. Sym. SCWR (ISSCWR-5), Vancouver, BC, Kanada, 13.-16. März, Paper 31, 2011
- [113] Zahoransky R.A., Energietechnik, Vieweg Verlag, 2007
- [114] Zhu Y., Laurien E., Prediction of Heat Transfer of Upward Flow in Annular Channel at Supercritical Pressure - Water and CO₂, 4th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, Heidelberg, Deutschland, 8.-11. März, 2009, Paper 35
- [115] Zierep J., Grundzüge der Strömungslehre, Springer Verlag, Berlin, Deutschland, 1990

Anhang A Tabelle Messstellen und Daten

Testlauf 163 [41]

Axiale [m]	Position	Statischer Druck [kPa]	Wandtemperatur [°C]
0,02		115,487	-
0,04		112,040	91,67
0,30		107,903	87,22
0,40		-	83,89
0,50		-	83,33
0,60		107,834	82,78
0,70		-	79,44
0,80		-	76,67
0,91		109,213	75,00
1,01		-	72,22
1,11		-	62,78
1,21		108,524	54,44
1,31		-	43,89
1,41		-	34,44
1,52		107,558	30,00
1,62		-	28,89
1,67		107,627	-
1,72		-	28,33
1,82		107,489	27,78
1,92		-	25,56
1,98		108,455	-
2,02		-	26,67
2,13		108,110	-
2,23		-	26,11
2,30		108,110	25,56
2,46		115,487	25,56

Anhang B Implementierung der Stoffeigenschaften von CO₂ bei 7,95 MPa in Star CD

$$g_1(T) = 992,01 + (798,8 - 922,01)/(296,15 - 280,15) \cdot (T - 280,15)$$

$$g_2(T) = 260,13 + (198,5 - 260,13)/(330,15 - 315,15) \cdot (T - 315,15)$$

$$f = \frac{1}{1 + e^{-\frac{T - T_{pc}}{1}}}$$

$$\rho = g_1 \cdot f + g_2 \cdot ((1 - f)^{1,75})$$

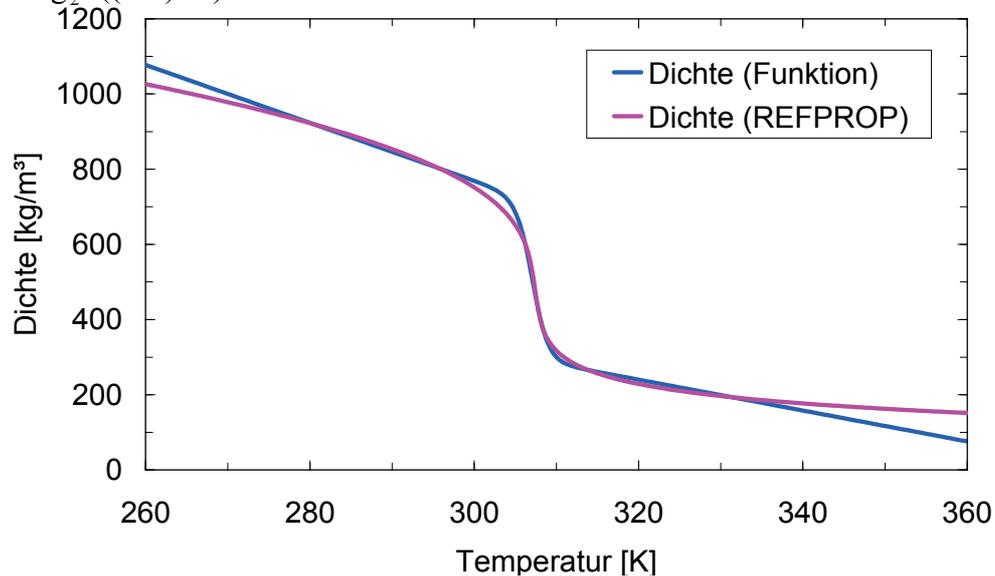


Abb. 10-1 Dichte von CO₂ bei 7,95 MPa; Vergleich Referenzdaten aus REFPROP [81] und in Star CD implementierte Funktion

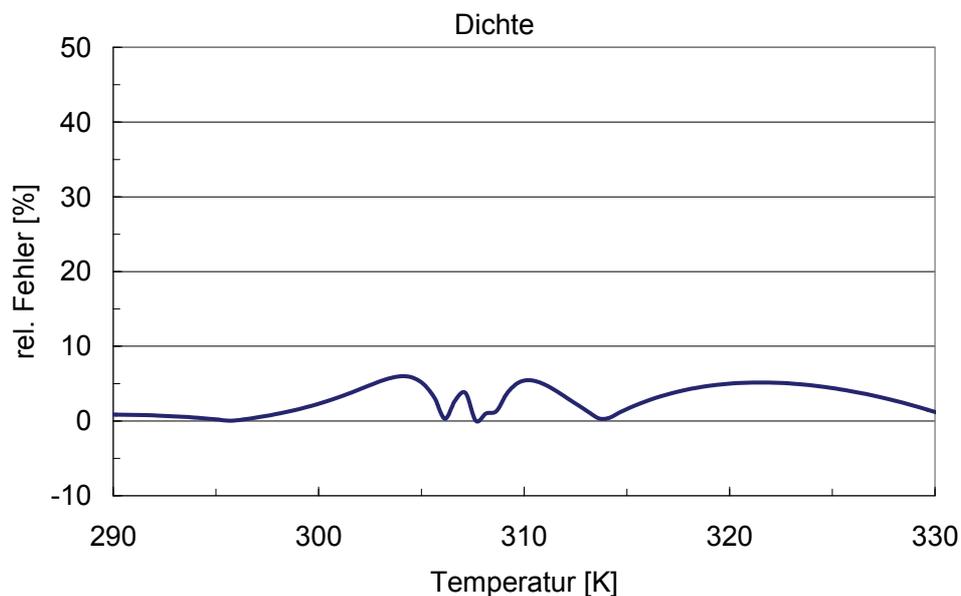


Abb. 10-2 Relativer Fehler zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion

$$g_1 = 0,14529 + (0,089816 - 0,14529)/(295,15 - 250) \cdot (T - 250)$$

$$g_2 = 0,028608 + (0,0281 - 0,028608)/(360,65 - 340,15) \cdot (T - 340,15)$$

$$f_1 = \frac{1}{1 + e^{\frac{T - T_{pc}}{3,5}}}$$

$$f_2 = 0,04 \cdot e^{-0,49|T - T_{pc}|^{0,65}}$$

$$\lambda = g_1 \cdot f + g_2 \cdot (1 - f_1) + f_2$$

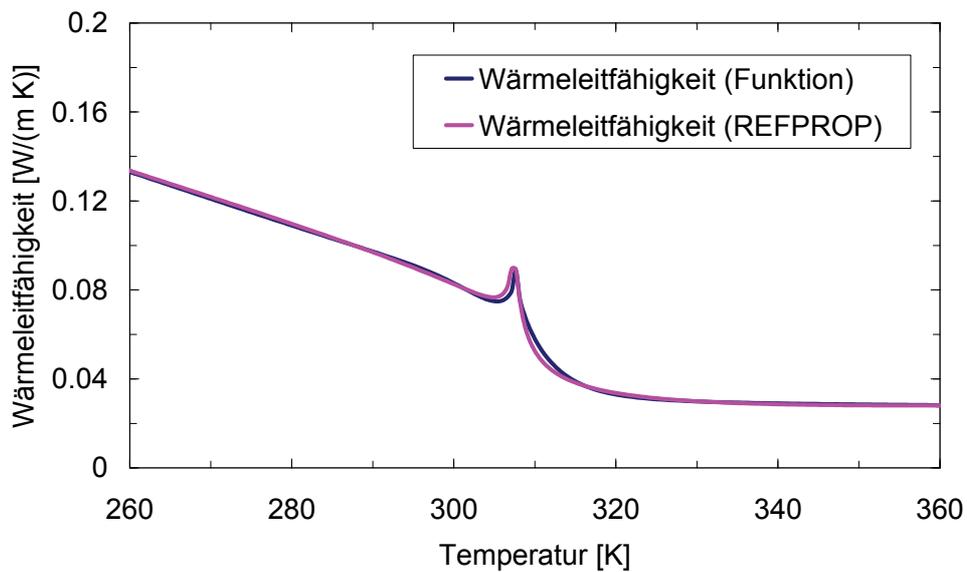


Abb. 10-3 Wärmeleitfähigkeit von CO₂ bei 7,95 MPa; Vergleich Referenzdaten aus REFPROP [81] und in Star CD implementierte Funktion

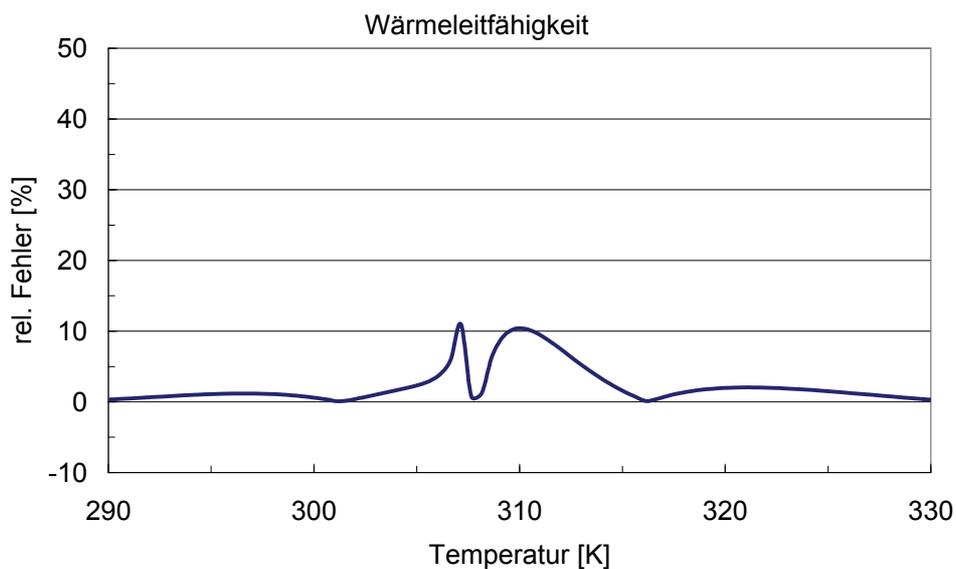


Abb. 10-4 Relativer Fehler zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion

$$g_1 = 0,00013545 + (0,000079951 - 0,00013545)/(290,65 - 260,15) \cdot (T - 260,15)$$

$$g_2 = 0,000021229 + (0,000020996 - 0,000021229)/(390,65 - 317,15) \cdot (T - 317,15)$$

$$f = \frac{1}{1 + e^{-\frac{T - T_{pc}}{1}}}$$

$$\mu = g_1 \cdot f + g_2 \cdot (1 - f)$$

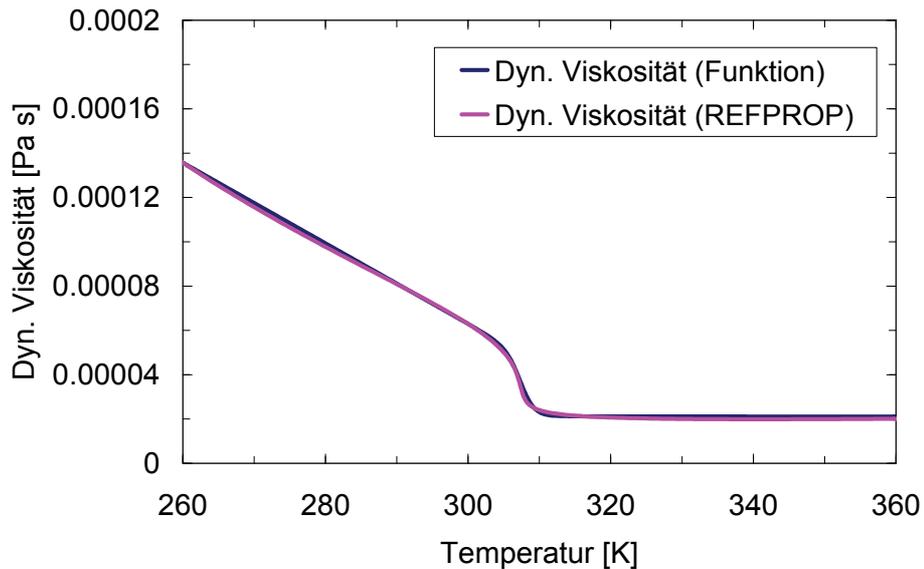


Abb. 10-5 Dynamische Viskosität von CO₂ bei 7,95 MPa; Vergleich Referenzdaten aus REFPROP [81] und in Star CD implementierte Funktion

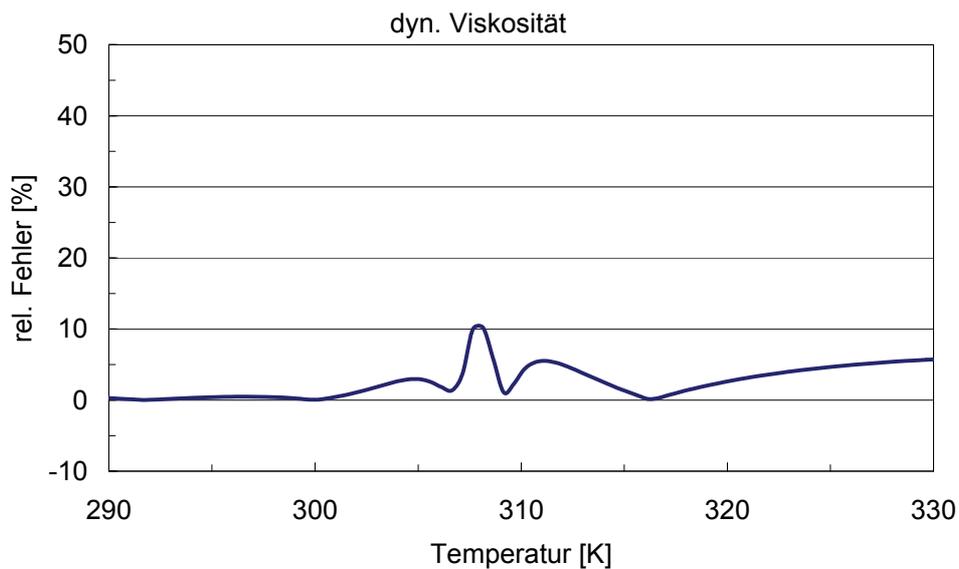


Abb. 10-6 Relativer Fehler zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion

$$g_1 = 127,880 + (238,410 - 127,880)/(290,15 - 240,15) \cdot (T - 240,15)$$

$$g_2 = 442,130 + (521,610 - 442,130)/(374,15 - 325,15) \cdot (T - 325,15)$$

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{T - T_{pc}}{2,5}}}$$

$$h = g_1 \cdot f + g_2 \cdot (1 - f)$$

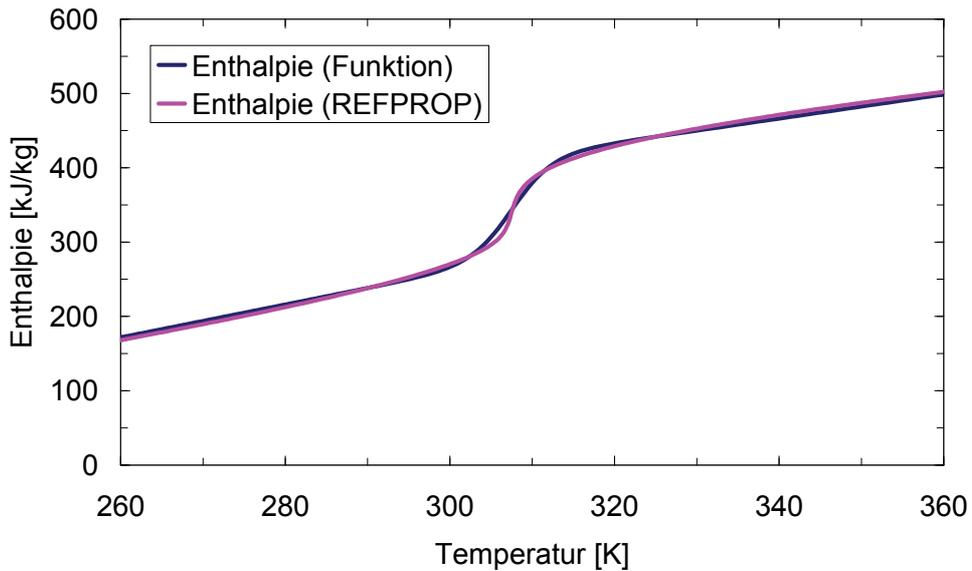


Abb. 10-7 Enthalpie von CO₂ bei 7,95 MPa; Vergleich Referenzdaten aus REFPROP [81] und in Star CD implementierte Funktion

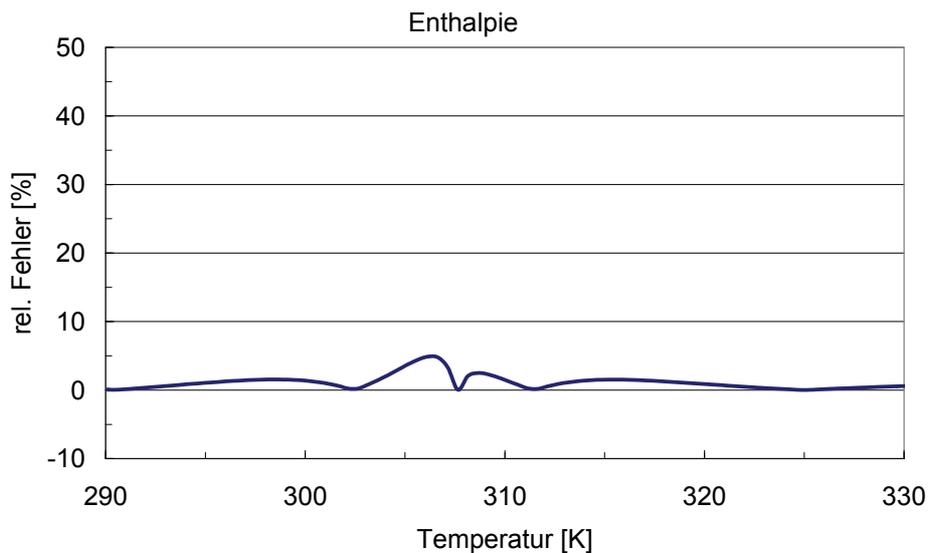
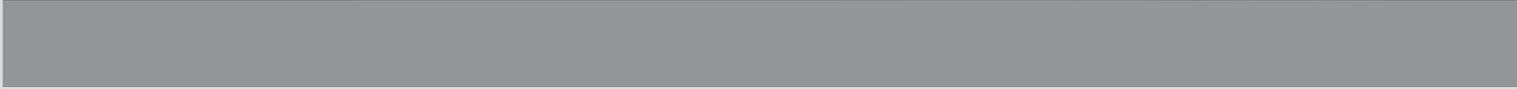


Abb. 10-8 Relativer Fehler zwischen den Referenzwerten und der implementierten Funktion



ISSN 1869-9669
ISBN 978-3-86644-702-8

