



---

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

---

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 7320

# **Wärmeübergang von Wasser in vertikalen Rohrströmungen bei überkritischem Druck**

**M. F. Löwenberg**

Institut für Kern- und Energietechnik

**Mai 2007**



**Forschungszentrum Karlsruhe**

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7320

Wärmeübergang von Wasser in vertikalen  
Rohrströmungen bei überkritischem Druck

Matthias Ferdinand Löwenberg

Institut für Kern- und Energietechnik

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart  
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2007

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft  
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-073204

# **Wärmeübergang von Wasser in vertikalen Rohrströmungen bei überkritischem Druck**

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktors der  
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von  
Dipl.-Ing. Matthias Ferdinand Löwenberg  
aus Mainz

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien  
Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg  
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH

Datum der mündlichen Prüfung: 2. Mai 2007

Universität Stuttgart  
Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE)  
Abteilung Thermofluidynamik (TFD)

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)

2007



# Vorwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien, dem Leiter der Abteilung Thermofluidodynamik am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart, für die Übernahme des Hauptberichters sowie der fachlichen Betreuung.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg, Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe, danke ich herzlich für die Übernahme des Mitberichters sowie für die Möglichkeit diese Arbeit am Forschungszentrum Karlsruhe durchzuführen. Durch seine stets vorhandene Diskussionsbereitschaft und seinen fachlichen Rat trug er wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Mein aufrichtiger Dank gilt der Firma RWE Power AG für die finanzielle Unterstützung, wodurch diese Arbeit erst möglich wurde.

Besonders möchte ich mich bei Dr.-Ing. Jörg Starflinger und Dr.-Ing. habil. Andreas Class für die vielen hilfreichen Anregungen und Vorschläge während meiner Zeit am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe bedanken.

Bei allen meinen Kollegen der *HPLWR*-Gruppe möchte ich mich herzlich für die gute Zusammenarbeit und angenehme Atmosphäre bedanken.

Karlsruhe, im Mai 2007

Matthias Löwenberg





# Zusammenfassung

Ein neues Konzept eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfzuständen wird derzeit im Rahmen des europäischen Projektes „High Performance Light Water Reactor“ (HPLWR) untersucht. Kennzeichnend für diesen Reaktor ist, dass sich der Systemdruck und die Kernaustrittstemperatur oberhalb des kritischen Punktes von Wasser befinden. Wasser wird in diesem überkritischen Zustand als einphasig betrachtet und weist eine hohe Energiedichte auf, diese Vorteile sollen technisch genutzt werden. Dadurch ergeben sich im Vergleich zur heutigen Generation von Kernkraftwerken einige konstruktive Einsparungen. So können beispielsweise gegenüber Siedewasserreaktoren Dampftrockner oder Wasserabscheider vermieden werden. Ein thermischer Wirkungsgrad von etwa 44% kann durch die Aufheizung des Wassers, bei einem Systemdruck von 25MPa, von 280°C auf etwa 510°C erreicht werden. Zur Gewährleistung dieses großen Temperaturanstiegs innerhalb des Reaktorkerns sind zuverlässige Vorhersagen bezüglich der Wärmeübertragung notwendig. Das Arbeitsmedium Wasser ändert seine Stoffeigenschaften gravierend während der Aufheizung im Kern, so nimmt beispielsweise die Dichte etwa um den Faktor sieben ab. Die Motivation, eine Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser zu entwickeln, liegt in der besonderen Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften von Wasser in diesem Bereich.

Durch das systematische Zusammenführen von experimentellen Daten und die Weiterentwicklung von Methoden zur Erstellung von Vorhersagetabellen konnte eine Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser in vertikalen Rohrströmungen erarbeitet werden. Die Wärmeübergangstabelle beschreibt für verschiedene Randbedingungen (Bsp. Druck oder Wärmestromdichte) die Wärmeübertragung durch tabellierte Werte. Sie tabelliert Wandtemperaturen für vollentwickelte turbulente Strömungen und kann durch Verwenden hydraulischer Durchmesser auf verschiedene Geometrien angewendet werden. Mittels der Wärmeübergangstabelle entfällt die schwierige Auswahl aus der Vielzahl vorhandener Korrelationen, die Schwächen bei starken Gradienten der Stoffeigenschaften aufweisen. Die starken Gradienten können gekoppelt mit einer hohen Wärmestromdichte zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führen, wodurch sich die Wandtemperatur stark erhöht und kritische Werte annehmen kann. Das entwickelte Verständnis der Mechanismen, die zu dieser Verschlechterung des Wärmeübergangs führen, wurde verwendet, um sichere Bereiche zu identifizieren und diese in der Wärmeübergangstabelle zu berücksichtigen. Vergleiche der Wärmeübergangstabelle mit experimentellen Daten zeigen, dass Wandtemperaturen mit einem mittleren Fehler von 4% und einer Standardabweichung von 17% wiedergegeben werden können. Durch die jetzt vorliegende Wärmeübergangstabelle kann die Wandtemperatur in überkritischem Wasser mit einer hohen Genauigkeit in einem weiten Parameterbereich berechnet werden.



# Abstract

## Heat Transfer in Vertical Pipe Flow at Supercritical Pressures of Water

A new reactor concept with light water at supercritical conditions is investigated in the framework of the European project „High Performance Light Water Reactor“ (*HPLWR*). Characteristics of this reactor are the system pressure and the coolant outlet temperature above the critical point of water. Water is regarded as a single phase fluid under these conditions with a high energy density. This high energy density should be utilized in a technical application. Therefore in comparison with up to date nuclear power plants some constructive savings are possible. For instance, steam dryers or steam separators can be avoided in contrast to boiling water reactors. A thermal efficiency of about 44% can be accomplished at a system pressure of 25MPa through a water heat-up from 280°C to 510°C. To ensure this heat-up within the core reliable predictions of the heat transfer are necessary. Water as the working fluid changes its fluid properties dramatically during the heat up in the core. As such; the density in the core varies by the factor of seven. The motivation to develop a look-up table for heat transfer predications in supercritical water is due to the significant temperature dependence of the fluid properties of water.

A systematic consolidation of experimental data was performed. Together with further developments of the methods to derive a look-up table made it possible to develop a look-up table for heat transfer in supercritical water in vertical flows. A look-up table predicts the heat transfer for different boundary conditions (e.g. pressure or heat flux) with tabulated data. The tabulated wall temperatures for fully developed turbulent flows can be utilized for different geometries by applying hydraulic diameters. With the developed look-up table the difficulty of choosing one of the many published correlations can be avoided. In general, the correlations have problems with strong fluid property variations. Strong property variations combined with high heat fluxes can lead to deterioration of heat transfer. This results in high wall temperatures which can reach critical values. Due to the developed understanding of the mechanisms involved in the deterioration of heat transfer, it became possible to exclude these unsafe areas for the look-up table. Comparisons of the look-up table with experimental data demonstrated a predication that exhibits a mean error of 4% with a standard deviation of 17%. The predictions of wall temperatures in supercritical water can be accurately achieved over a wide range of parameters.



# Inhaltsverzeichnis

<b>VORWORT .....</b>	<b>I</b>
<b>ZUSAMMENFASSUNG.....</b>	<b>III</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>V</b>
<b>1 EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
1.1 KERNKRAFTWERKE DER NÄCHSTEN GENERATION MIT ÜBERKRITISCHEM ARBEITSMEDIUM .....	1
1.2 STAND DER FORSCHUNG .....	4
1.2.1 <i>Übersicht der experimentellen Daten der Referenzen.....</i>	<i>17</i>
1.2.2 <i>Übersicht der dimensionslosen Korrelationen .....</i>	<i>18</i>
1.3 ZIELSETZUNG DER ARBEIT.....	19
<b>2 VORHERSAGE DES WÄRMEÜBERGANGS DURCH EINE WÄRMEÜBERGANGSTABELLE 21</b>	<b>21</b>
2.1 WÄRMEÜBERGANGSTABELLE .....	21
2.2 DIMENSIONSANALYSE DER WÄRMEÜBERTRAGUNG IN ÜBERKRITISCHEM WASSER .....	22
2.2.1 <i>Wärmeübertragung bei konstanten Stoffdaten .....</i>	<i>24</i>
2.2.2 <i>Wärmeübertragung bei variablen Stoffdaten .....</i>	<i>26</i>
2.3 PARAMETER DER WÄRMEÜBERGANGSTABELLE .....	31
2.4 LOKALE BETRACHTUNG DES WÄRMEÜBERGANGS .....	33
<b>3 WÄRMEÜBERTRAGUNG IN FLUIDEN .....</b>	<b>37</b>
3.1 MATHEMATISCHE FORMULIERUNG .....	37
3.2 PHÄNOMENE DURCH VARIABLE DICHTE.....	40
3.3 VERGLEICH ZWISCHEN AUFTRIEB- UND BESCHLEUNIGUNGSEFFEKT .....	42
3.4 EMPIRISCHE METHODE FÜR VARIABLE STOFFEIGENSCHAFTEN .....	45
<b>4 VERSCHLECHTERUNG DES WÄRMEÜBERGANGS .....</b>	<b>47</b>
4.1 TERMINOLOGIE.....	47
4.2 THERMO-AKUSTISCHE OSZILLATIONEN BEI VERSCHLECHTERTEM WÄRMEÜBERGANG .....	54
4.3 GESCHWINDIGKEITS- UND SCHUBSPANNUNGSPROFIL BEI VERSCHLECHTERTEM WÄRMEÜBERGANG..	55
4.4 KONSTRUKTIVE MAßNAHMEN ZUR VERMEIDUNG DES VERSCHLECHTERTEM WÄRMEÜBERGANGS .....	60
4.5 VORHERSAGE VON VERSCHLECHTERTEM WÄRMEÜBERGANG .....	61
<b>5 ERSTELLEN DER WÄRMEÜBERGANGSTABELLE .....</b>	<b>67</b>
5.1 AUSWAHL DER EXPERIMENTELLEN DATEN .....	68
5.2 GLÄTTALGORITHMUS .....	72
5.3 TABELLENAUFBAU.....	76
5.4 VERVOLLSTÄNDIGEN DER TABELLENMATRIX .....	76
5.5 RANDBEREICHE DER WÄRMEÜBERGANGSTABELLE .....	83
5.6 FEHLERRECHNUNG .....	85
5.6.1 <i>Betrachtete Einzelfehler .....</i>	<i>85</i>
5.6.2 <i>Gesamtfehler der tabellierten Wandtemperaturen.....</i>	<i>90</i>

## Inhaltsverzeichnis

---

5.7	AUSSCHNITT DER WÄRMEÜBERGANGSTABELLE .....	91
5.8	VERIFIKATION DER WÄRMEÜBERGANGSTABELLE FÜR KLEINE ROHRDURCHMESSER .....	92
<b>6</b>	<b>ERGEBNISSE FÜR ROHRSTRÖMUNGEN UND ERSTE HPLWR ANWENDUNGEN.....</b>	<b>95</b>
6.1	VERGLEICH DER TABELLE MIT KORRELATIONEN FÜR ROHRSTRÖMUNGEN .....	95
6.1.1	<i>Vergleich mit einzelnen Experimenten.....</i>	<i>95</i>
6.1.2	<i>Zuverlässigkeit der Wärmeübergangstabelle .....</i>	<i>102</i>
6.2	ANWENDUNG FÜR DEN HPLWR.....	107
<b>7</b>	<b>SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK.....</b>	<b>111</b>
	<b>NOMENKLATUR .....</b>	<b>114</b>
	<b>ANHANG A. STOFFEIGENSCHAFTEN VON WASSER.....</b>	<b>118</b>
	<b>ANHANG B. ERGÄNZENDE AUSFÜHRUNGEN ZUM STAND DER FORSCHUNG BEI ÜBERKRITISCHEM DRUCK.....</b>	<b>122</b>
B.1.	GOLDMANN 1961 .....	122
B.2.	PETUKHOV, KRASNOSCHEKOV UND PROTOPOPOV 1961.....	122
B.3.	SHITSMAN 1963 .....	124
B.4.	SWENSON, CARVER UND KAKARALA 1965 .....	125
B.5.	BISHOP, SANDBERG UND TONG 1965 .....	126
B.6.	VIKHREV, BARULIN UND KONKOV 1967 .....	127
B.7.	HERKENRATH, MÖRK-MÖRKENSTEIN, JUNG UND WECKERMANN 1967.....	128
B.8.	SHITSMAN 1968.....	128
B.9.	ALFEROV, RYBIN UND BALUNOV 1969 .....	131
B.10.	ACKERMAN 1970.....	131
B.11.	GRASS, HERKENRATH UND HUFSCHMIDT 1971.....	132
B.12.	ORNATSKII, GLUSHCHENKO UND KALACHEV 1971.....	133
B.13.	GLUSHCHENKO, KALACHEV UND GANDZYUK 1972 .....	134
B.14.	YAMAGATA, NISHIKAWA, HASEGAWA, FUJII UND YOSHIDA 1972.....	134
B.15.	LEE UND HALLER 1974.....	135
B.16.	JACKSON UND HALL 1979.....	136
B.17.	WATTS UND CHOU 1982.....	137
B.18.	RAZUMOVSKIY, ORNATSKIY UND MAYEVSKIY 1990.....	138
B.19.	GRIEM 1995.....	139
B.20.	GRIEM 1996.....	139
B.21.	KIRILLOV, POMETKO, SMIRNOV UND GRABEZHNAIA 2003 .....	140
B.22.	KIRILLOV, POMETKO, SMIRNOV UND GRABEZHNAIA 2005 .....	140
	<b>ANHANG C. WÄRMEÜBERGANGSTABELLE FÜR ÜBERKRITISCHES WASSER IN VERTIKALEN ROHREN .....</b>	<b>141</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>154</b>

# 1 Einleitung

## 1.1 Kernkraftwerke der nächsten Generation mit überkritischem Arbeitsmedium

Nach Berechnungen der Vereinten Nationen ist die Weltbevölkerung kontinuierlich zwischen den Jahren 2000 und 2005 um jährlich 76 Millionen gestiegen [1]. Prognosen der Vereinten Nationen gehen derzeit von einer Weltbevölkerung im Jahre 2050 von 8,5 Milliarden aus. Um den damit verbundenen stetig steigenden Energiebedarf zu decken, ergeben sich für die Energiewirtschaft große Herausforderungen. Der weltweite Primärenergiekonsum ist zwischen den Jahren 2000 und 2004 um 11% auf  $463 \times 10^6$  Terajoule gestiegen [2]. Dies entspricht einem Wachstum pro Kopf in den *OECD*<sup>a</sup>-Ländern von 60MJ [3]. Mit der zunehmenden Industrialisierung der Entwicklungsländer, in denen 95% der Zuwachsraten zur Weltbevölkerung stattfinden, ist ein weiterer starker Anstieg des Primärkonsums zu erwarten.

Wird das Stromaufkommen in Deutschland im oben genannten Zeitraum betrachtet, so ist es trotz Energiesparmaßnahmen und Effizienzsteigerungen um 5% gestiegen. In Deutschland setzte sich die Stromerzeugung im Jahre 2005 aus 32,8% Kernenergie, 27,5% Braunkohle, 21,8% Steinkohle, 11,2% Gas, 3,1% erneuerbaren Energien und 3,6% durch übrige Energieträger (z.B. Mineralöl) zusammen [4].

Ein nachhaltiger Umgang mit Ressourcen ist für die langfristige Energiebereitstellung notwendig. Dazu gehört eine umweltbewusste Politik, die Risiken und Nutzen verschiedener Energieträger abwägt. Viele der heutigen Primärenergieträger, wie Steinkohle, Braunkohle, Mineralöl und Gas emittieren in der Energieproduktion Kohlendioxid ( $CO_2$ ). Emissionen von  $CO_2$  in die Atmosphäre beispielsweise durch die Verbrennung fossiler Energieträger gelten mit als Ursache der globalen Erwärmung. Diese anthropogenen Emissionen tragen zur Veränderungen des Weltklimas bei, dessen Wandel heute schon vielfach wahrzunehmen ist. Das Abschmelzen der Polkappen, steigende Meeresspiegel oder das Ausbreiten von Wüsten sind nur einige Folgen dieser Veränderungen. Zur Eindämmung der globalen Erwärmung wurden gemeinsame Klimaschutzziele im Rahmen des Kyoto-Protokolls von derzeit 168 Ländern weltweit unterzeichnet [5]. In diesem verbindlichen Abkommen ist eine Reduzierung der Kohlendioxid- und anderer Treibhausgasemissionen festgesetzt. Das größte Einsparpotential liegt in den Industrienationen, in denen der Großteil dieser Emissionen stattfindet.

Unter der Federführung des Department of Energy (*DOE*) der USA schlossen sich 9 Nationen (Argentinien, Brasilien, Frankreich, Japan, Kanada, Schweiz, Südafrika, Südkorea, und die USA) zu einem internationalen Verbund zusammen, um gemeinsam nach neuen Wegen in der

---

<sup>a</sup> Organisation für wirtschaftliche Zusammenarbeit und Entwicklung (*OECD*)

$CO_2$ -freien Energieproduktion zu forschen [6]. In einer 2002 veröffentlichten „Technology Roadmap“ sind dafür sechs Reaktorkonzepte ausgewählt, die sich durch Verbesserungen in Nachhaltigkeit, Sicherheit und Zuverlässigkeit sowie wirtschaftlicher Aspekte von der heutigen Generation der Kernkraftwerke unterscheiden. Im Jahre 2003 schloss sich die europäische Atomgemeinschaft (Euratom) diesem unter dem Titel „Generation IV“ bekannten Projekt an [7].

Eines dieser Konzepte ist ein Leichtwasserreaktor (*LWR*) mit überkritischen Dampfzuständen. Im fünften Rahmenprogramm der europäischen Kommission wurden dazu erste Untersuchungen unter der Bezeichnung „High Performance Light Water Reactor“ (*HPLWR*) durchgeführt [8]. Wasser oberhalb des thermodynamischen kritischen Punktes wird als überkritisch bezeichnet. Dieser Punkt ist für jede reine Substanz einmalig und wird für Wasser durch die kritische Temperatur  $T_c=374^\circ C$  und dem kritischen Druck  $p_c=22,1MPa$  beschrieben [9]. Wasser wird in diesem Bereich als einphasig betrachtet und zeichnet sich durch eine hohe Energiedichte aus. Im Vergleich zu aktuellen Leichtwasserreaktoren sind beim *HPLWR* ein höherer Systemdruck und höhere Kernaustrittstemperaturen vorgesehen [10].

Durch die Verwendung von überkritischem Wasser ergeben sich im Vergleich zu heutigen Reaktoren konstruktive Einsparungen. Dampftrockner, Wasserabscheider und Rezirkulationspumpen sind, wie in Siedewasserreaktoren (*SWR*) notwendig, durch den einphasigen Zustand des Wassers nicht erforderlich. Durch die hohe Energiedichte können kompaktere Anlagen realisiert werden, was zusammen mit den konstruktiven Einsparungen zu einer Reduzierung der Kapitalkosten beiträgt. Erfahrungen mit überkritischem Wasser in Turbinen zur Stromerzeugung sind bei fossil gefeuerten Kraftwerken vorhanden und tragen zu Einsparungen bei Entwicklungskosten bei.

Das Wasser wird, bei einem Systemdruck von 25MPa im Reaktorkern, von  $280^\circ C$  am Druckbehältereintritt auf  $508^\circ C$  am Austritt aufgeheizt. Das Wasser durchströmt die Brennelemente in einer Aufwärtsströmung, wie dies in einem ersten Designentwurf (Abb. 1-1) nach Fischer et al. [11] eines *HPLWR* Druckbehälters dargestellt ist. Durch den hohen Temperaturanstieg des Fluids um zirka  $230^\circ C$  zwischen Ein- und Austritt variiert die Dichte im Reaktorkern um zirka den Faktor sieben. Mit dieser hohen Austrittstemperatur und dem hohen Systemdruck ergeben sich für den *HPLWR* thermische Wirkungsgrade von 44% [12]. Wirtschaftlichkeitsanalysen von Bittermann et al. [13] für einen *HPLWR* mit 1000MWe gehen daher von zu erwartenden Produktionskosten von 1000€/kWe aus. Dies würde zu einem möglichen Marktpreis von 3-4cent/kWh für das Kernkraftwerksprojekt *HPLWR* führen.

In allen Kernkraftwerken wird die entstehende thermische Energie der Kernspaltung des Kernbrennstoffes zur Aufheizung des Wassers verwendet. Der Kernbrennstoff liegt im Reaktordruckbehälter in Brennelementen vor. Die entstehende Energie wird an das Wasser, das die Brennelemente umströmt, übertragen, wodurch dessen Enthalpie steigt.



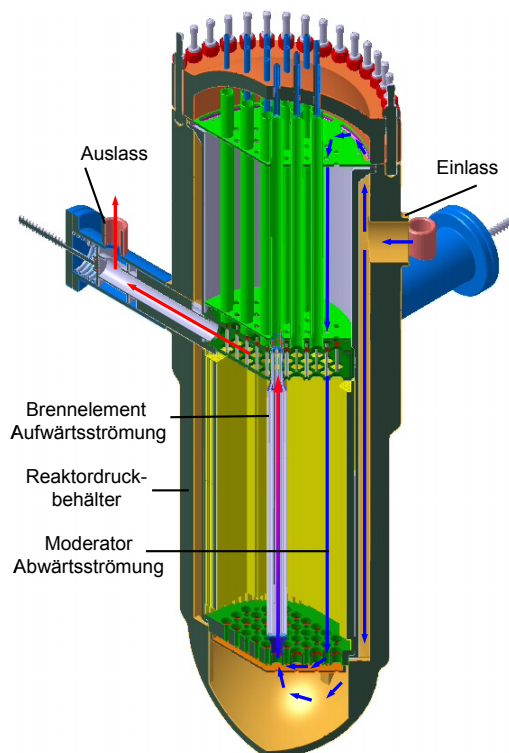


Abb. 1-1: *HPLWR* Reaktordruckbehälter nach Fischer et al. [11]

Die Kernaustrittstemperatur, die sich durch die gesamte übertragene Energie bei der Durchströmung des Reaktorkerns ergibt, besitzt einen starken Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad des Kernkraftwerks. Die maximal übertragbare Energie zwischen Brennelementwand und Wasser wird durch die zulässige Wandtemperatur am Brennelement limitiert. Durch eine Verschlechterung des Wärmeüberganges steigt die Wandtemperatur an und kann zulässige Temperaturgrenzen von Werkstoffen überschreiten und infolgedessen kritische Reaktorzustände erzeugen. Die Bestimmung der Wandtemperaturen ist infolgedessen von wesentlicher Bedeutung für das Gesamtprojekt, woraus sich die Zielsetzung der Arbeit ableitet.

## 1.2 Stand der Forschung

Die Verwendung von überkritischen Fluiden in verschiedenen Prozessen ist nicht neu, vielmehr finden sich in der Natur Beispiele, in den überkritisches Wasser zum Einsatz kommt. Typisches Beispiel ist die Bildung, Ablagerung und Auflösung von Mineralien im Erdmantel (Weingärtner und Franck [14]). Wasser oberhalb des thermodynamischen kritischen Punktes wird als überkritisch<sup>b</sup> bezeichnet. In Abb. 1-2 ist der kritische Punkt von Wasser in einem Druck-Temperatur Diagramm dargestellt. Die Wassereigenschaften wurden hierfür nach Wagner und Kruse berechnet [9].

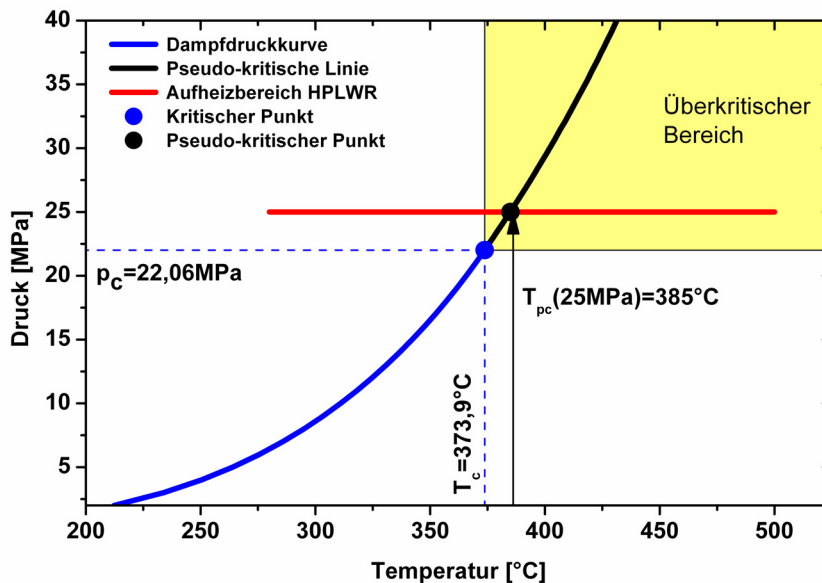


Abb. 1-2: Druck-Temperatur Diagramm von Wasser [9]

Der kritische Punkt bildet den Endpunkt der Dampfdruckkurve des unterkritischen Bereiches. Oberhalb des kritischen Punktes findet kein Phasenwechsel zwischen Flüssigkeit und Dampf mehr statt. Beginnend am kritischen Punkt, der durch den kritischen Druck  $p_c$  und die kritische Temperatur  $T_c$  gekennzeichnet ist, lässt sich eine pseudo-kritische Linie durch die maximalen Werte der spezifischen Wärmekapazitäten bei verschiedenen Drücken definieren. Kennzeichnend für diese Linie sind starke Gradienten der Stoffeigenschaften. Speziell in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur  $T_{pc}$  besitzen die Stoffeigenschaften eine starke nichtlineare Abhängigkeit von der Temperatur. Weiterführende Erläuterung und Diagramme zu den Stoffeigenschaften und deren Abhängigkeiten von Temperatur und Druck sind im Anhang A zu finden.

<sup>b</sup> Streng genommen wird ein Fluid erst oberhalb von  $T_c$  und  $p_c$  als überkritisch bezeichnet, in dieser Arbeit wird die Bezeichnung auf Fluide, deren Temperatur unterhalb  $T_c$  aber der Druck oberhalb  $p_c$  ausgeweitet.

Überkritisches Wasser wird in vielen chemischen und technischen Anwendungen eingesetzt. Chemisch wird überkritisches Wasser zur Kristallzuchtung oder als ökologisch sauberes Lösungsmittel für chemische Reaktionen verwendet [14]. Eine der technischen Hauptanwendungen ist als Arbeitsfluid in der Kraftwerksindustrie. Nicht nur Wasser sondern auch verschiedene andere Fluide werden technisch genutzt, so zum Beispiel Helium zum Kühlen von Spulen für supraleitenden Elektromagneten oder überkritischer Wasserstoff als Treibstoff für Raketen (Hendricks et al. [15]).

Bereits 1957 wurde überkritisches Wasser als Arbeitsfluid in einem kommerziellen Kohlekraftwerk in den USA verwendet (Pioro und Duffey [16]). Durch die Verwendung von überkritischem an Stelle von unterkritischem Arbeitsmedium konnten die Brennstoffkosten und die  $CO_2$ -Emissionen durch höhere Wirkungsgrade reduziert werden (Luby [17]). Ebenso kamen Ende der 1950er die ersten Entwürfe für Kernreaktoren mit überkritischem Kühlmedium auf. Einer der ersten Entwürfe für Kernkraftwerke mit überkritischem Arbeitskreislauf wurde 1957 von Westinghouse vorgestellt (Oka [18]). Die starken Stoffeigenschaftsänderungen veranlassten die Entwickler, den kritischen Punkt nicht innerhalb des Reaktors zu überschreiten. Befürchtet wurde, dass die starken Änderungen Instabilitäten in der Strömung, der Wärmeübertragung und der Reaktivität begünstigen würden. Forschungen im Bereich der Kernreaktoren mit überkritischem Kühlmedium wurden vielfach durch die bereits kommerziellen Konzepte von Siedewasserreaktoren und Druckwasserreaktoren Mitte der 1960er eingestellt. Jedoch ergab sich für verschiedene andere technische Anwendungen ein großer Forschungsbedarf verschiedene Fragestellungen der Wärmeübertragung zu klären.

Um den Stand des Wissen im Umgang mit diesen Fluiden zu erarbeiten werden speziell verschiedene experimentelle und theoretische Untersuchungen diskutiert. Wesentliche Arbeiten mit besonderer Relevanz zur vorliegenden Arbeit werden hier nur kurz vorgestellt in Anhang B allerdings ausführlicher erörtert.

## **Experimentelle Untersuchungen**

Zu einen der ersten Arbeiten, die sich mit der Wärmeübertragung von überkritischem Wasser auseinander gesetzt hat, wurde von Goldman [19] 1961 durchgeführt. Bereits einige Jahre zuvor wurde von Powell [20] die Wärmeübertragung mit überkritischem Sauerstoff untersucht. Goldman konnte im Gegensatz zu Powell, in seinen Experimenten Effekte beobachten, die auf ein Zwei-Phasen Verhalten hindeuten. In Rohrexperimenten von Goldman [19] wurden zwei verschiedene Wärmeübertragungsverhalten festgestellt in Abhängigkeit der Wärmestromdichte. Bei hohen Wärmestromdichten wurde ein Pfeifton (*eng. whistle*) wahrgenommen, während es gleichzeitig zu einem Absinken der Wandtemperatur auf einen nahezu konstanten Wert kam. Als Ursache wurde eine Art Siedemechanismus vermutet konnte, aber nicht näher spezifiziert werden.

Um eine Korrelation, die zur Vorhersage der Wärmeübertragung bei konstanten Stoffeigenschaften entwickelt wurde, an die veränderten Bedingungen der Stoffeigenschaftsänderung bei überkritischen Fluiden anzupassen, wurden 1961 von Petukhov et al. [21] Experimente mit Kohlendioxid durchgeführt. Durch spezielle Parameterstudien konnte eine Korrelation von Petukhov und Kirillov [22] für konstante Stoffeigenschaften durch erweiteren mit Stoffeigenschaftsverhältnissen weiterentwickelt werden. Die entwickelte Korrelation ist in Gl. (1.1) dargestellt. Verwendet wurde eine integrale Wärmekapazität ( $\bar{c}_p$ ), da bereits Untersuchungen von Miropolskii und Shitsman [23] zeigten, dass die Wärmekapazität nicht durch *eine* feste Bezugtemperatur berücksichtigt werden kann.

$$Nu_b = Nu_0 \left( \frac{\eta_b}{\eta_w} \right)^{0,11} \left( \frac{\lambda_b}{\lambda_w} \right)^{-0,33} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{0,35} \quad (1.1)$$

$$Nu_0 = \frac{(\xi_0/8) Re_b \overline{Pr}_b}{\left[ 12,7 \sqrt{\xi_0/8} \left( \overline{Pr}_b^{2/3} - 1 \right) + 1,07 \right]} \quad (1.2)$$

$$\xi_0 = \frac{1}{(1,82 \log Re_b - 1,64)^2} ; \bar{c}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b} ; \overline{Pr}_b = \frac{\eta_b \bar{c}_p}{\lambda_b} \quad (1.3)$$

Dabei bezeichnen die Indizes  $w$  und  $b$  die Zustände an der Wand bzw. im Kern<sup>c</sup> der Strömung. Die dynamische Viskosität wird mit dem Symbol  $\eta$  dargestellt und die Wärmeleitfähigkeit mit  $\lambda$ . Ebenso in der Gleichung enthalten ist die Reynolds-Zahl  $Re$  und die Prandtl-Zahl  $Pr$ .

Eine plötzliche Verschlechterung des Wärmeübergangs konnte 1963 von Shitsman [24] in Experimenten mit überkritischem Wasser beobachtet werden. In einer vertikalen Aufwärtsströmung konnte das Auftreten von plötzlichen Wandtemperaturspitzen gemessen werden, nach dem eine kritische Wärmestromdichte überschritten wurde. Im Gegensatz dazu konnten bei gleichen Randbedingungen keine Wandtemperaturspitzen in Abwärtsströmungen gemessen werden (Shitsman [25]). Die Temperaturspitzen erreichten Temperaturen von 600°C und führten zu einem Rotglühen des Rohres. Weitere Steigerung der Wärmestromdichte, unter Beibehaltung der restlichen Randbedingungen, verschob die Temperaturspitze in Richtung Rohreintritt. Versuche mit Wandtemperaturspitzen waren durch starke Fluktuationen der Wandtemperatur gekennzeichnet. Vereinzelt wurden Druckpulsationen mit Amplituden von 2,5MPa während den Experimenten aufgezeichnet. Dieses Verhalten des Wärmeübergangs zeigte für Shitsman Analogien zum Filmsieden in unterkritischen Strömungen.

In Versuchen zum Wärmeübergang von überkritischem Wasser von Swenson et al. [26] traten die von Shitsman [24] berichteten Druckpulsation nicht auf. Swenson et al. konnten mit ihren

---

<sup>c</sup> Im weiteren Verlauf der Arbeit als Bulk bezeichnet

Experimenten den Einfluss des Druckes auf die Wärmeübertragung darstellen. In Abb. 1-3 sind beispielhaft experimentelle Daten von Swenson et al. [26] dargestellt. Mit Näherung der Temperatur der Kernströmung der pseudo-kritischen Temperatur steigt der Wärmeübertragungskoeffizient an.

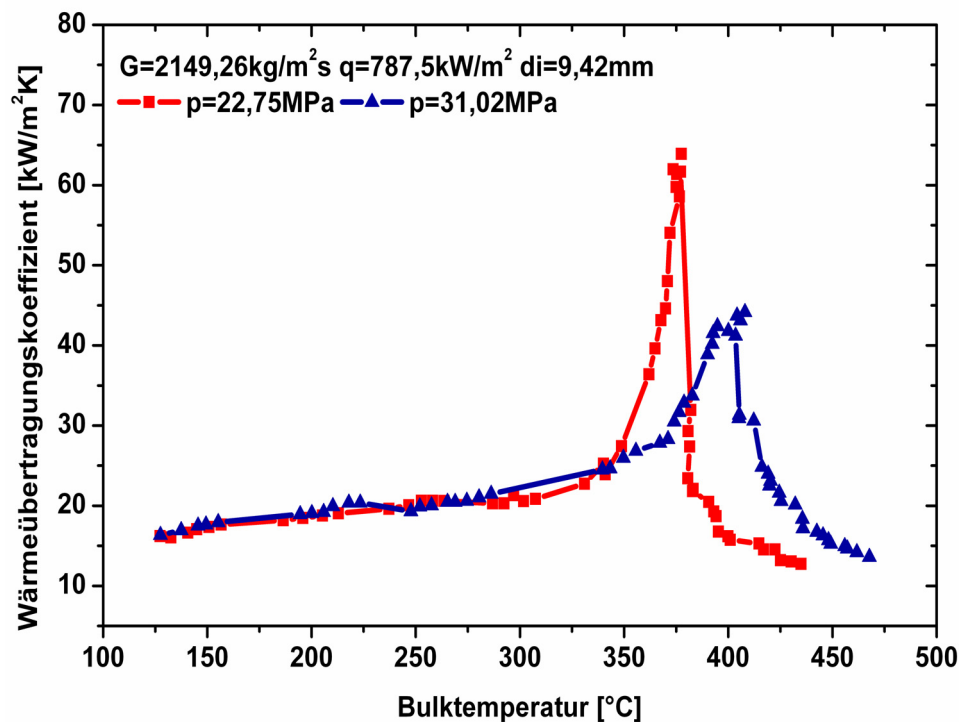


Abb. 1-3: Verschlechterung des Wärmeübergangs durch erhöhten Druck [26]; durch einen höheren Druck steigt die pseudo-kritische Temperatur, zusätzlich sind die Stoffeigenschaften geringer temperaturabhängig, wodurch der maximale Wärmeübertragungskoeffizient verschoben und reduziert wird

Am pseudo-kritischen Punkt besitzt er ein Maximum und fällt mit steigender Bulktemperatur ab. Durch eine Erhöhung des Druckes ( $p=22,75\text{MPa}$  auf  $p=31,02\text{MPa}$ ) wurde ein Verschieben des Maximums des Wärmeübertragungskoeffizienten zu höheren Temperaturen beobachtet, da der pseudo-kritische Punkt ebenfalls zu höheren Temperaturen verschoben wird. In Übereinstimmung mit dem Verhalten, dass die Wärmekapazität bei höheren Drücken sinkt, konnte ein geringerer Wärmeübertragungskoeffizient gemessen werden.

Wie bereits in Untersuchungen von Goldman [19] wurden bei Experimenten von Bishop et al. [27, 28] Pfeiftöne während den Messungen registriert. Als Quelle des Tons wurde eine Störung in der thermischen Grenzschicht durch die starke Dichteänderung vermutet. Die Vermutung konnte innerhalb der Untersuchung nicht geklärt werden. Dem Pfeifton ging eine Steigerung der Wandtemperatur voraus. Ab einer kritischen Wärmestromdichte wurden Temperatursteigerungen von ca.  $100^\circ\text{C}$  beobachtet. Die Intensität des Pfeiftons schien durch niedrigere Eintrittstemperaturen stärker zu werden. Bei höheren Massenstromdichten waren höhere Wärmestromdichten von Nöten, um den Pfeifton zu initiieren. Während des Auftretens

eines Pfeiftons wurden Oszillationen der Messwerte beobachtet, konnten jedoch nicht näher erfasst werden. Mit den gewonnenen experimentellen Daten wurde die Korrelation in Gl. (1.4) entwickelt mit einem Verhältnis der Dichten  $\rho$  an Wand und Bulk. Der letzte Term auf der rechten Seite von Gl. (1.4) stellt einen Einlaufterm dar, in dem der Durchmesser  $d$  und die Lauflänge  $x$  berücksichtigt werden.

$$Nu_b = 0,0069 Re_b^{0,9} Pr_b^{-0,66} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,43} \left( 1 + \frac{2,4}{x/d} \right) \quad (1.4)$$

Vikhrev et al. [29, 30] führte Experimente mit überkritischem Wasser in vertikalen bzw. horizontalen Rohren durch. Sie konnten bei einer Massenstromdichte von  $G=495\text{kg/m}^2\text{s}$  durch Verschlechterungen des Wärmeübergangs das Auftreten von zwei Wandtemperaturspitzen in vertikalen Rohren feststellen. Die erste Temperaturspitze befand sich in der Nähe des Rohreintritts während die zweite am Rohrende auftrat. In Untersuchungen mit horizontalen Rohren konnte keine zweite Temperaturspitze beobachtet werden.

Von Herkenrath et al. [31] wurde eine umfangreiche Messkampagne an der Gemeinsamen Kernforschungsstelle in Ispra/Italien durchgeführt. Untersucht wurde der Wärmeübergang in einer vertikalen Aufwärtsströmung von unterkritischem und überkritischem Wasser in Rohren mit 10mm und 20mm Innendurchmesser. In dieser Arbeit wird eine große Anzahl an experimentellen Daten für verschiedene Massenstromdichten wie auch Wärmestromdichten zur Verfügung gestellt.

In einer experimentellen Untersuchung von Alferov et al. [32] wurde der Einfluss der freien Konvektion auf eine erzwungene Strömung von überkritischem Wasser untersucht. In einigen Experimenten, wurde ein wellenartiges Wandtemperaturprofil entlang des Rohres gemessen. Die erste Welle war am stärksten ausgeprägt, anschließend erfolgte eine Art Dämpfung der Wellen. Dieses wellenartige Verhalten wurde von Alferov et al. [32], auf eine Umstrukturierung der Strömung durch freie Konvektion zurückgeführt. Es wurde vermutet, dass eine laminare Grenzschicht entsteht, die immer wieder (in Wellen) eine kritische Dicke erreicht bevor sie zerstört wird.

Ackerman [33] erforschte den Wärmeübergang von überkritischem Wasser in Glattrohren und innenberippten Rohren. Er beobachtete eine Art Pseudo-Filmsieden (*eng. pseudo-filmboiling*) die bei überkritischen Drücken auftreten kann. Während des Pseudo-Filmsiedens wurden starke Wandtemperatursteigerungen beobachtet. Dem Pseudo-Filmsieden liegt die Vorstellung zugrunde, dass an der Wand ein Fluid mit niedriger Dichte und im Bulk ein Fluid mit hoher Dichte vorliegt. Dieses Phänomen war durch Druck, Bulktemperatur, Massenstromdichte, Wärmestromdichte und Durchmesser beeinflusst. Durch die Reduzierung des Durchmessers von  $d=24,3\text{mm}$  auf  $d=9,4\text{mm}$  konnte der zulässige Wärmestrom um 40% gesteigert werden, bevor es zu einem Pseudo-Filmsieden kam.

Experimentelle Untersuchungen zu Auf- und Abwärtsströmungen von überkritischem Wasser wurden 1971 von Ornatskii et al. [34] durchgeführt. Spezielles Interesse galt dem vertikalen Rohr mit einem Durchmesser von 3mm. Eine Verschlechterung des Wärmeübergangs, die sich durch Wandtemperaturspitzen äußert, konnte in Aufwärtsströmungen bei einem Verhältnis von Wärmestromdichte  $q$  zur Massenstromdichte  $G$  von  $q/G \geq 0,93-1,05 \text{kJ/kg}$  beobachtet werden. Während in abwärtsgerichteten Strömungen das Auftreten von Temperaturspitzen bereits bei  $q/G=0,7-0,85 \text{kJ/kg}$  erreicht wurden. Dies steht in Widerspruch zu Shitsman [25] der in Abwärtsströmungen erst bei höheren Wärmestromdichten eine Verschlechterung feststellte, als bei Aufwärtsströmungen. Es wurde von Ornatskii et al. [34] vermutet, dass die Verschlechterung des Wärmeübergangs und den damit verbundenen Temperaturspitzen durch eine Interaktion zwischen freier und erzwungener Strömung entsteht.

Untersuchungen zur Wärmeübertragung in Strömungen mit hohen Wärmestromdichten führte Glushchenko et al. [35] durch. Das Auftreten von Temperaturspitzen nach dem Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte, konnte sowohl in Aufwärtsströmungen, wie auch in Abwärtsströmungen aufgezeichnet werden. Die Temperaturspitzen traten in beiden Strömungen bei nahezu gleichen Randbedingungen auf. Durch den komplexen Prozess der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser, erschien es Glushchenko et al. [35] unmöglich, die gesamte Länge eines Kanals mit einer Beziehung zu beschreiben.

Yamagata et al. [36] führten 1972 Experimente mit überkritischem Wasser mit erzwungener Konvektion in horizontalen und vertikalen Strömungen durch. In horizontalen Strömungen wurde eine Differenz der Wandtemperatur zwischen der Ober- und Unterseite registriert. Die obere Wandtemperatur war stets höher als die untere Wandtemperatur, durch steigern der Wärmestromdichte vergrößerte sich die Differenz. Während es in vertikalen Strömungen zu keinen Wandtemperaturdifferenzen entlang des Rohrumfanges kam. Eine Steigerung der Wärmestromdichte führte im Fall von vertikalen Strömungen zu niedrigeren Werten des Wärmeübertragungskoeffizienten. Als Ursache der Veränderungen des Wärmeübertragungskoeffizienten wurde von Yamagata et al. [36] vermutet, dass es sich voraussichtlich um Auftriebseffekte oder ein Zwei-Phasen ähnliches Verhalten handeln könnte. Aufgrund der experimentellen Daten wurde eine Korrelation entwickelt, die am pseudo-kritischen Punkt unstetig ist (vgl. B.14)

Der Wärmeübergang in Rohren mit großen Durchmessern ( $d=38,1 \text{mm}$ ) wurde von Lee und Haller [37] 1974 betrachtet. Das Interesse galt der Bestimmung von Limitierungen der Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Massenstromdichte für diese Rohre. Durch höhere Massenstromdichten konnten höhere Wärmestromdichten zugelassen werden, ohne dass es zu Wandtemperaturspitzen kam. Experimente mit innenberippten Rohren zeigten bessere Eigenschaften bezüglich hohen Wärmestromdichten als Glattrohren. Steigerung von 50-100% der Wärmestromdichten im Vergleich zu Glattrohren konnten erreicht werden, bei sonst gleichen Randbedingungen. Ebenfalls für große Rohre wurde der Wärmeübergang von überkritischem Wasser bei Mischkonvektion, von Watts und Chou [38] experimentell untersucht. Die Expe-

perimente wurden nur für Bulktemperaturen unterhalb des pseudo-kritischen Punktes durchgeführt. Bei starken Einflüssen der freien Konvektion konnten Wandtemperaturspitzen beobachtet werden.

Analysen des Druckverlustes und der Wärmeübertragung wurden 1990 von Razumovskiy et al. [39] durchgeführt. Mit den experimentellen Ergebnissen wurde ein Korrekturterm für variable Stoffeigenschaften für den Reibungsbeiwert  $\xi_0$  für isotherme Strömungen bestimmt, wie in Gl. (1.5) dargestellt.

$$\xi_{fr} = \xi_0 \left( \frac{\eta_w \rho_w}{\eta_b \rho_b} \right)^{0,18} ; \quad \xi_0 = \left( 1,82 \log \left( \frac{Re_b}{8} \right) \right)^{-2} \quad (1.5)$$

Versuche mit Rippen-, Noppen- und Glattrohren wurden von Griem [40] 1995 durchgeführt. Experimentiert wurde sowohl mit unterkritischem und überkritischem Wasser in vertikalen Aufwärtsströmungen. Bereits ab ein Druck von  $p=22\text{MPa}$  konnte kein Sieden mehr vor dem *DNB* (eng. *Departure from Nucleate Boiling*) beobachtet werden. Es kann somit nach Griem [40] bereits von überkritischem Verhalten gesprochen werden. Aufbauend auf diesen experimentellen Daten wurde 1996 von Griem [41] eine Korrelation zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser für Glattrohre entwickelt (vgl. (B.20)). In der Korrelation wird die Wärmekapazität an fünf Stützstellen berechnet, wobei nur drei für eine Mittelung berücksichtigt werden.

In den Versuchskampagnen von Kirillov et al. [42, 43] in den Jahren 2003 bzw. 2005 wurde der Wärmeübergang von überkritischem Wasser untersucht. Speziell das Auftreten von plötzlichen Wandtemperaturspitzen nach dem überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte wurde untersucht. Durch welche Mechanismen es zu diesen Temperaturspitzen kam wurde nicht untersucht.

Betrachtung und Analysen der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser bei instationären Wärmestromdichten wurden ebenfalls durchgeführt (Smirnov und Krasnov [44, 45, 46]). Bei gleichen Änderungen ergaben sich Unterschiede bezüglich des Wärmeübertragungskoeffizienten abhängig ob die Wärmestromdichte gesteigert oder abgesenkt wurde. Die Unterschiede wurden auf die spezifische Wärmekapazität der Grenzschicht zu Beginn der Veränderung der Wärmestromdichte zurückgeführt.

Es gibt ferner eine Vielzahl an experimenteller Studien für andere überkritische Fluide wie Ammoniak (Schmidt [47]), Helium (Bogachev et al. [48], Labuntsov und Mirzoyan [49]), Freon (Mayinger und Scheidt [50]), Kohlendioxid (Krasnoshchekov et al. [51], Krasnoshchekov und Protopopov [52], Bringer und Smith [53], Bourke et al. [54]) und Wasserstoff (Hess und Kunz [55]).



Da eine quantitative Übertragung experimenteller Ergebnisse anderer überkritischer Fluide auf überkritisches Wasser als nicht gesichert angesehen werden kann wurde hier verstärkt auf experimentelle Untersuchungen mit Wasser eingegangen. Für eine qualitative Betrachtung von Mechanismen, die im Zusammenhang mit starken Stoffeigenschaftsänderungen im überkritischen Bereich auftreten, können andererseits verschiedene überkritische Fluide betrachtet werden.

### Theoretische Untersuchungen

Aufbauend auf experimentellen Untersuchungen von Herkenrath [56] wurde von Grass et al. [57] eine Abänderung des Prandtl'schen Grenzschichtmodells durchgeführt. Sie erstellten dadurch eine Korrelation in der die „effektive“ Grenzschichttemperatur für die Prandtl-Zahl verwendet wird. Die effektive Grenzschichttemperatur wird durch ein Verhältnis der Prandtl-Zahlen an Wand und Bulk bestimmt, wohingegen abhängig vom Verhältnis die Prandtl-Zahl der Wand bzw. des Bulks in der Berechnung berücksichtigt wird.

Jackson und Hall [58] führten eine Modifikation einer Korrelation von Krasnoschekov und Protopopov [52] durch. Die neu entwickelte Korrelation ist in Gl. (1.6) dargestellt.

$$Nu_b = 0,0183 Re_b^{0,82} Pr_b^{0,5} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,3} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^n \quad (1.6)$$

$$n = \begin{cases} 0,4; & T_b < T_w \leq T_{pc} \text{ und } 1,2T_{pc} \leq T_b < T_w \\ 0,4 + 0,2 \left[ \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) - 1 \right]; & T_b \leq T_{pc} < T_w \\ 0,4 + 0,2 \left[ \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) - 1 \right] \left\{ 1 - 5 \left[ \left( \frac{T_b}{T_{pc}} \right) - 1 \right] \right\}; & T_{pc} \leq T_b \leq 1,2T_{pc} \text{ und } T_b < T_w \end{cases} \quad (1.7)$$

In dieser Korrelation wurde ein temperaturabhängiger Exponent für das Verhältnis der Wärmekapazitäten verwendet.

Numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung wurden in einer vertikalen Strömung des Kältemittel R12 (Freon) bei überkritischen Drücken von Renz und Bellinghausen [59] durchgeführt. Verwendet wurde eine modifizierte Form des Jones-Lauder  $k-\varepsilon$  Turbulenzmodells in dem zusätzliche Terme für die Schwerkraft berücksichtigt wurden. Im pseudo-kritischen Bereich zeigten Vergleich zu experimentellen Daten große Differenzen in der Vorhersage der

Wandtemperaturspitzen. Als Mechanismus für eine Verschlechterung der Wärmeübertragung wurde der Einfluss der Schwerkraft auf die Turbulenzstruktur vermutet.

Eine numerische Untersuchung mittels *CFD* (eng. *Computational Fluid Dynamics*) wurde 1995 von Koshizuka et al. [60] für überkritisches Wasser durchgeführt. Untersucht wurde speziell der verschlechterte Wärmeübergang bei hohen Wärmestromdichten durch die Verwendung des  $k$ - $\varepsilon$  Turbulenzmodell von Jones-Launder. Auftretende Oszillationen der Wandtemperatur bei hohen Wärmestromdichten konnten durch numerische Instabilitäten nicht erklärt werden. Als Ursache wurde stattdessen eine instabile Grenzschichtdicke vermutet. Koshizuka et al. [60] konnten in Gegenüberstellungen ihrer Rechnungen zu Experimenten (Yamagata et al. [36]) gute Übereinstimmung bei niedrigen Wärmestromdichten feststellen. Bei höheren Wärmestromdichten lässt sich eine ansteigende Diskrepanz der Wärmeübertragungskoeffizienten feststellen, wobei er in den Berechnungen tiefer als im Experiment bestimmt wurde. Reduzierungen des Wärmeübergangs in den Untersuchungen konnten auf Auftriebskräfte zurückgeführt werden.

Vergleiche zwischen experimentellen Daten und numerischen Rechnungen von stark beheizten Luftströmungen wurden 2002 von Mikielewicz et al. [61] analysiert. Innerhalb der Untersuchung wurden verschiedene Turbulenzmodelle betrachtet, bei der das  $k$ - $\varepsilon$  Turbulenzmodell von Launder-Sharma zufrieden stellende Ergebnisse der Integralen Messwerte lieferte. Vergleiche der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile mit Berechnung unter Verwendung dieses Turbulenzmodells mit den vorhandenen Daten lieferten gute Übereinstimmungen des parabol-förmigen Geschwindigkeitsprofils bei größerer Entfernung vom Rohreintritt. Die Temperatur wurde hingegen zu hoch berechnet. In der Untersuchung zeigte der Anfang des Anwachsens der viskosen Unterschicht eine Abhängigkeit zur Wärmestromdichte. Die Position verschob sich axial mit höheren Wärmestromdichten. Als Ursache für eine Verschlechterung des Wärmeübergangs bei hohen Wärmestromdichten in Gasströmungen wird dieses Anwachsen der viskosen Unterschicht betrachtet, durch die die Turbulenz reduziert wird. Die Verschlechterung des Wärmeübergangs konnte aufgrund der durchgeführten Simulationen nicht auf Auftriebseffekte zurückgeführt werden.

Analysen der experimentellen Daten von Yamagata et al. [36] wurden von Kim et al. [62] 2004 numerisch realisiert. Vergleiche mit verschiedenen Turbulenzmodellen zeigten starke Differenzen zwischen gemessenen Wandtemperaturen und der Simulation, abhängig vom gewählten Modell. Das von Mikielewicz et al. [61] bevorzugte Modell (Launder-Sharma) zeigte in der gesamten Untersuchung durchweg zu tiefe Wandtemperaturen. Stattdessen wurden zufrieden stellende Ergebnisse mit dem RNG  $k$ - $\varepsilon$  Turbulenzmodell mit verbesserter Wandfunktion gefunden. Jedoch wird dafür ein sehr feines Netz benötigt, was sich negativ auf die Rechenzeit auswirkt. Infolgedessen wird es von Kim et al. [62] für dreidimensionale Berechnungen von komplexen Geometrien als unangemessen betrachtet. Viele der analysierten Turbulenzmodelle wurden für Strömungen mit geringen Dichteveränderungen entwickelt, die im

Fall von überkritischem Wasser nicht vorliegt, und dementsprechend von diesem Standpunkt die Turbulenz falsch betrachten.

Der Effekt der Wärmestromdichte auf die Wärmeübertragung beruht hauptsächlich auf den starken Variationen der Stoffeigenschaften (Cheng et al. [63]). Cheng et al. sehen noch Entwicklungsbedarf in den numerischen Methoden, um die Wärmeübertragung auch bei großen Wärmestromdichten beschreiben zu können. Berechnung von Laurien und Wintterle [64] für ein Brennelement zeigten, dass es mit isotropen Turbulenzmodellen nicht möglich ist, die zu erwartenden Sekundärströmungen im Brennelement vorherzusagen. Es wird deshalb empfohlen, anisotrope Turbulenzmodelle für Strömungsberechnungen in Brennelementen anzuwenden.

Weitere numerische Arbeiten wurden für Wasser von Deissler [65], Petukhov und Medvetzkaya [66, 67], Popov und Valueva [68] so wie Popov und Yankov [69] durchgeführt.

Eine Direkte Numerische Simulation (*DNS*) beheizter Kohlendioxidströmungen wurde von Bae et al. [70] für niedrige Reynolds-Zahl ( $Re=5400$ ) durchgeführt. Zur Validierung wurden experimentelle Daten fremder Autoren verwendet. Gute Übereinstimmungen wurden für den axialen Wandtemperaturverlauf wie auch radialer Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile gefunden. Bei Aufwärtsströmungen mit verschlechterter Wärmeübertragung konnte die maximale Verschlechterung in einem Bereich mit reduzierter Turbulenz bei maximal auftretenden Auftriebskräften beobachtet werden, wenn an gleicher axialer Position die radiale Wärmestromdichteverteilung ein dominantes Verhalten zeigt. Nach der Umstrukturierung zu einem M-förmigen Geschwindigkeitsprofil konnte eine Verbesserung der Turbulenzproduktion beobachtet werden. Der Wärmeübergang verbessert sich wieder wodurch die Wandtemperatur schnell sinkt.

Auch mit zunehmenden Rechnerkapazitäten ist die Direkt Numerische Simulation noch immer auf laminare Strömungen oder Strömungen mit niedrigen Reynolds-Zahlen beschränkt. Durch den großen Zeitbedarf der Rechnungen, kann sie nur für einfache Geometrien und Detailauschnitte angewendet werden. Für ingenieurtechnische Anwendungen ist sie noch nicht etabliert.

Wichtige Übersichtsartikel zur Wärmeübertragung in überkritischen Fluiden wurden von Cheng und Schulenberg [71], Pioro und Duffey [72] und Pioro et al. [73] erstellt.

### **Andere Vorhersagemethoden**

Eine weitere Methode zur Vorhersage anstelle von Korrelationen wurde durch Groeneveld et al. [74] in Form einer Vorhersagetabelle (*eng. Look-up Table*) etablierte. Mit dieser Tabelle kann die kritische Wärmestromdichte (*eng. critical heat flux, CHF*) in Wasser bei Drücken

unterhalb des kritischen Drucks vorhergesagt werden. Diese Methode ersetzt das schwierige modellieren der Phänomene die im Zusammenhang mit der kritischen Wärmestromdichte entstehen. In der Tabelle werden experimentell bestimmte kritische Wärmestromdichten für verschiedene Randbedingungen tabelliert. Mit der Vorhersagetabelle wurde es möglich, einen größeren Parameterbereich als einzelne empirische Korrelationen abzudecken. Durch zusätzliche experimentelle Daten wurde die Tabelle kontinuierlich erweitert [75, 76].

Die Strategie der Vorhersagetabellen wurde von Leung et al. [77] auf die Wärmeübertragung beim Filmsieden (*eng. film-boiling*) übertragen. Diese Tabelle ersetzt empirischen und semiempirischen Korrelationen und vereint eine große experimentelle Datenbasis als Grundlage der Vorhersagetabelle. Die Vorhersagetabelle für die Wärmeübertragung beim Filmsieden zeigt signifikante Verbesserungen in der Vorhersagegenauigkeit gegenüber Korrelationen [78]. Auch in anderen Gebieten werden Vorhersagetabellen angewendet. Beispielsweise bei der Berechnung von Verbrennungen in strömenden Medien, werden an Stelle einer gesonderten Modellierung des vollständigen Reaktionsmechanismus Vorhersagetabellen verwendet [79].

Innerhalb der durchgeführten Literaturstudie konnte keine Vorhersagetabelle für die Wärmeübertragung bei überkritischen Zuständen gefunden werden.

### **Reaktorkonzepte mit überkritischem Wasser**

Beginn der 1990er wurde überkritisches Wasser als Arbeitsmedium in der Kerntechnik wieder aufgegriffen. Erste Konzeptstudien für thermische und schnelle Kernreaktoren mit überkritischem Wasser wurden 1992 an der Universität Tokio von Oka et al. [18] vorgestellt. Im Gegensatz zu dem Konzept von Oka et al. [18] wurde am Kurchatov Institut in Russland von Silin et al. [80] ein Konzept mit Naturumlauf vorgestellt. Auch in Kanada wurden Entwicklungen bisheriger CANDU-Konzept vorangetrieben, um die Wirkungsgrade durch überkritisches Wasser zu erhöhen (Bushby et al. [81]). Eine europäische Initiative beschäftigte sich ebenfalls mit den Möglichkeiten von überkritischem Wasser in Kernreaktoren (Heusener et al. [8]), woraus das *HPLWR* Konzept entstand. Durch die starke Änderung der Dichte durch die Aufheizung innerhalb des Reaktors, wurde es zur Gewährleistung einer gleichmäßigen Moderation im Kern notwendig, spezielle Moderatorkanäle zu realisieren. Das Wasser wird zum einen in einer Aufwärtsströmung im Brennelement erhitzt und zum anderen fließt Wasser für die Moderation abwärts in Moderatorkanälen (vgl. Abb. 1-1). In einem ersten Entwurf für ein *HPLWR*-Brennelement wurde dies von Hofmeister [82] konstruktive umgesetzt. Von Waata [83] konnte durch eine gekoppelte Rechnung zwischen Thermohydraulik und Neutronik für dieses Brennelemente ein erstes Leitungsprofil bestimmt werden, welches eine gleichmäßigere Moderation zeigt. Fischer et al. [11] stellten für das *HPLWR* Konzept Studien zu einem Reaktordruckbehälter und dessen Einbauten vor.

Das bisherige *HPLWR* Konzept sah einen Enthalpianstieg im Kern von ca. 2000kJ/kg vor, und damit um ein Vielfaches größer als bei Druckwasserreaktoren. Dieser Enthalpianstieg

könnte beim heißesten Kanal zu Wandtemperaturen führen, die jenseits von Materialgrenzen liegen. Zur Gewährleistung eines realisierbaren Konzeptes wurde es von Schulenberg et al. [84] zu einem 3-Pass Kern (Abb. 1-4) weiterentwickelt in dem die Aufheizung im Kern in drei Bereiche unterteilt wird. Im ersten Bereich einen so genannten Pseudo-Verdampfer überschreitet das Wasser bei überkritischem Druck die pseudo-kritische Temperatur. Anschließend wird die Wassertemperatur in zwei Stufen, den so genannten Überhitzern, auf die Austrittstemperatur erhöht. Nach jedem einzelnen Aufheizbereich wird das Wasser vermischt und reduziert dadurch die Gefahr von heißen Strahlen im nächsten Bereich. Erste Analysen von Schulenberg et al. [84] zeigen, dass mit diesem Konzept Wandtemperaturen im heißesten Kanal unterhalb von Materialgrenzen erreicht werden können.

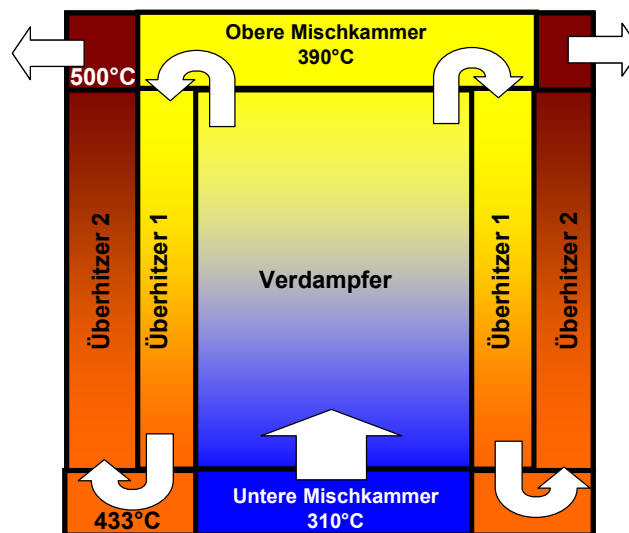


Abb. 1-4: Designskizze eines 3- Pass Kerns nach Schulenberg et al. [84]

### Vergleichende Betrachtung

Zur Vorhersage der Wärmeübertragung sind verschiedene Methoden diskutiert wurden. Zum einen können die Strömungsmechanischen Grundgleichungen mit entsprechenden Turbulenzmodellen numerisch gelöst werden (Oertel und Laurien [85]). Viele der vorhandenen Turbulenzmodelle sind für Strömungen mit geringen Dichteveränderungen entwickelt [62] und sind deshalb für überkritisches Wasser mit seiner starken Variation der Dichte nur eingeschränkt einsetzbar. Eine weitere Methode ist die Vorhersage der Wärmeübertragung durch Ähnlichkeitsgesetze. Hier werden physikalische Effekte durch verschiedene dimensionslose Parameter modellieren (Merker [86]). Wie dies beispielsweise in Gl. (1.6) dargestellt ist. Für diese Modellgesetze sind verschiedene Annahmen und Übertragungsregeln notwendig. Des Weiteren besteht die Möglichkeit der Vorhersage durch Vorhersagetabellen, in denen die benötigten

Werte für verschiedene Randbedingungen tabelliert werden. Diese Methode konnte für verschiedene Anwendungen etabliert werden.

In den nachfolgenden zwei Abschnitten ist zum einen eine Übersicht experimenteller Daten gegeben und zum anderen eine Übersicht verschiedener dimensionsloser Korrelationen. Eine ausführlichere Darstellung der verschiedenen Korrelationen befindet sich in Anhang B.

### 1.2.1 Übersicht der experimentellen Daten der Referenzen

In diesem Abschnitt sind alle in den Referenzen zugänglichen experimentellen Daten in einer Übersicht dargestellt. Die Übersicht der experimentellen Daten ist für Rohrströmungen mit überkritischem Wasser in vertikaler Aufwärtsströmung zusammengestellt.

Referenz	Druck [MPa]	Massenstromdichte [kg/m <sup>2</sup> s]	Wärmestromdichte [kW/m <sup>2</sup> ]	Bulkenthalpie [kJ/kg]	Wandtemperatur [°C]	Durchmesser [mm]	Anzahl Datenpunkte
Ackermann [33]	22,7-31,0	406-1220	157-1260	395-2546	151-595	9,39; 18,54; 24,38	354
Alferov et al. [32]	24,5-29,4	342	473-520	211-1127	211-392	20	101
Glushchenko et al. [35]	22,5	750-1000	1050-1770	104-2728	196-718	4; 6; 8	72
Griem [40]	22-25	500-2500	300-600	1595-2796	366-475	14	424
Herkenrath et al. [31]	22,5-25,0	700-3500	200-2000	1334-3001	334-667	10; 20	3986
Kirillov et al. [43]	24,5-25	200-1500	90-1050	1334-2561	355-667	10	228
Lee und Haller [37]	24,1	542-2440	252-1575	1161-2178	304-582	37,6;38,1	652
Ornatskii et al. [34]	25,5	1500	1810	662-2045	258-617	3	10
Shitsman [24]	23,2-25,3	323-1500	220-1083	1154-2690	320-674	8	282
Shitsman [24]	24,5	357-608	342-570	327-2582	131-608	8; 16	248
Swenson et al. [26]	22,7-31,0	2149	787-1732	550-2929	175-585	9,42	147
Vikhrev et al. [29]	24,6-26,5	493-1400	362-1160	279-2577	143-620	7,85; 20,4	393
Yamagata et al. [36]	24,5	1200-1260	233-930	1347-2716	332-460	7,5; 10	309
Teil <sup>d</sup> (min-max)	22-31	200-3500	90-2000	211-3001	131-718	3-38,1	7206
Bishop et al. [28]	22,9-27,2	280-3606	308-3521	113-3263	352-634	2,54-5,08	369
Kirillov et al. [42]	24-25	198-1499	87,6-1028	1323-2710	348-665	10	1725
Gesamt <sup>e</sup> (min-max)	22-31	198-3606	87,6-3521	1323-3263	131-718	2,54-38,1	9300

<sup>d</sup> Experimentelle Daten, die zum Zeitpunkt der Erstellung der Wärmeübergangstabelle vorhanden waren

<sup>e</sup> Experimentelle Daten, die nach Erstellung der Wärmeübergangstabelle vorhanden waren

## 1.2.2 Übersicht der dimensionslosen Korrelationen

### Korrelationen des Dittus-Boelter Typ

$$Nu_t = C_1 Re_t^{m_1} Pr_t^{m_2} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{m_3} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pt}} \right)^{m_4} C_2 \quad (1.8)$$

Tab. 1-1: Übersicht der Korrelationen vom Dittus-Boelter Typ

Referenz	t	C <sub>1</sub>	m <sub>1</sub>	m <sub>2</sub>	m <sub>3</sub>	m <sub>4</sub>	C <sub>2</sub>
Bishop et al. [27]	b	0,0069	0,9	0,66	0,43	0,66	(1+2,4d/l)
Dittus-Boelter, nach [87]	b	0,023	0,8	0,4			
Griem [41]		0,0169	0,8356				$\tilde{Pr}^{0,432} \cdot \Phi$
Jackson und Hall [58]	b	0,0183	0,82	0,5	0,3	n	
Swenson et al. [26]	w	0,00459	0,923	0,613	0,231	0,613	
Watts und Chou [38]	b	0,021	0,8	0,55	0,35	0,55	$\phi$
Yamagata et al. [36]	b	0,0135	0,85	0,8			$F_c$

### Korrelationen abweichend vom Dittus-Boelter Typ

Petukhov et al. [21]

$$Nu_b = \frac{(\xi_0/8) Re_b \bar{Pr}_b}{\left[ 12,7 \sqrt{\xi_0/8} (\bar{Pr}_b^{2/3} - 1) + 1,07 \right]} \left( \frac{\eta_b}{\eta_w} \right)^{0,11} \left( \frac{\lambda_b}{\lambda_w} \right)^{-0,33} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{0,35} \quad (1.9)$$

Razumovskiy et al. [39]

$$Nu_b = \frac{(\xi_{fr}/8) Re_b \bar{Pr}_b}{1,07 + 12,7 \sqrt{\xi_{fr}/8} (\bar{Pr}_b^{2/3} - 1)} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{0,65} \quad (1.10)$$

Grass et al. [57]

$$Nu_b = \frac{(\xi_0/8) Re_b Pr_b}{1,07 + 12,7 \sqrt{(\xi_0/8)} \left( Pr_G^{2/3} \frac{c_{pb}}{c_{pG}} - 1 \right)} \quad (1.11)$$

$$\xi_{fr} = \xi_0 \left( \frac{\eta_w \rho_w}{\eta_b \rho_b} \right)^{0,18} ; \quad \xi_0 = \left( 1,82 \log \left( \frac{Re_b}{8} \right) \right)^{-2} \quad (1.12)$$



### 1.3 Zielsetzung der Arbeit

Diese Arbeit hat das Ziel, eine geeignete und zuverlässige Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser zu entwickeln. In ausreichendem Abstand von der pseudo-kritischen Temperatur kann die Vorhersage der Wärmeübertragung als gesichert betrachtet werden, deshalb wird sich die Arbeit besonders der Wärmeübertragung in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur widmen.

Dazu soll eine Literaturstudie durchgeführt werden, die die Wärmeübertragung in unterkritischen und überkritischen Fluiden betrachtet. Wobei insbesondere Wärmeübertragungskorrelationen und experimentelle Daten diskutiert werden, um den Stand des Wissens im Umgang mit diesen Fluiden zu erarbeiten.

Bestehende Vorhersagetabellen für unterkritisches Wasser können große Parameterbereiche zuverlässig vorhersagen [78]. Diese viel versprechende Methode soll auf die Wärmeübertragung in überkritischem Wasser angewendet werden. Durch eine Weiterentwicklung der Methodik soll erstmalig eine Wärmeübergangstabelle für überkritisches Wasser erstellt werden. Eine Wärmeübergangstabelle beschreibt für verschiedene Randbedingungen (Bsp. Druck, Wärmestromdichte) die Wärmeübertragung durch tabellierte Werte. Die zur Entwicklung einer Wärmeübergangstabelle notwendige experimentelle Datenbasis wird aufbauend auf experimentellen Untersuchungen der Literaturstudie erstellt.

Die starken Gradienten der Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes erfordern besondere Beachtung. Mechanismen, die im Zusammenhang mit starken Änderungen der Stoffeigenschaften auftreten und zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führen, müssen bei der Entwicklung der Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage des Wärmeübergangs, berücksichtigt werden. Bereiche für eine sichere Auslegung der Wandtemperatur werden aus dem Verständnis des verschlechterten Wärmeübergangs bestimmt und notwendige Kriterien abgeleitet.

Schließlich wird eine Bewertung der Wärmeübergangstabelle durchgeführt, um die Zuverlässigkeit zu demonstrieren. In einer ersten Anwendung für den *HPLWR* wird die Anwendbarkeit auf dieses Konzept gezeigt.

Die erarbeitete Wärmeübergangstabelle soll ein zuverlässiges Werkzeug darstellen, mit der eine Vorhersage von Wandtemperaturen in überkritischem Wasser ermöglicht wird, und damit eine Überprüfung der Einhaltung von Werkstofflimitierung.



## 2 Vorhersage des Wärmeübergangs durch eine Wärmeübergangstabelle

In diesem Kapitel wird zuerst die Wärmeübergangstabelle vorgestellt, um dem Leser diese Vorhersagemethode näher zu bringen. In einem weiteren Abschnitt wird anhand einer Dimensionsanalyse der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser die notwendige Anzahl an Tabellenparameter bestimmt. Abschließend wird die Möglichkeit einer lokalen Betrachtung der Wärmeübertragung in überkritischen Fluiden diskutiert, da diese für die Wärmeübergangstabelle angewendet werden soll.

### 2.1 Wärmeübergangstabelle

Bei einer Wärmeübergangstabelle wird statt einer physikalischen Funktion der Wärmeübergang für verschiedene Randbedingungen durch tabellierte Werte angegeben.

Vorhersagetabellen zur Beschreibung von komplexen physikalischen Mechanismen sind in der Literatur gebräuchlich. Die Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte von Groeneveld et al. [76] oder der Wärmeübergang des vollentwickelten Filmsiedens von Leung et al. [77] sind zwei bekannte Beispiele. Diesen Tabellen ist gemein, dass sie anstelle dimensionsloser Parameter dimensionsbehaftete Werte tabellieren.

Der Aufbau dieser Tabellen, am Beispiel eines Ausschnittes der *CHF*-Tabelle von Groeneveld et al. [76], ist in Tab. 2-1 dargestellt.

Tab. 2-1: Beispielhafter Aufbau einer Vorhersagetabelle [76]

		Dampfanteil [-]								
Druck [kPa]	Massenstromdichte [kg/(m <sup>2</sup> s)]	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4
		<i>CHF</i> [kW/m <sup>2</sup> ]								
2000	100	4757	4071	3657	3326	3072	2933	2801	2599	2487
2000	300	5659	5220	4908	4646	4362	4026	3725	3563	3475
2000	500	6084	5540	5280	4924	4584	4373	4197	4076	3929
2000	750	6097	5696	5338	5083	4870	4700	4590	4478	4396

In Tab. 2-1 charakterisieren grüne Bereiche die drei Tabellenparameter Druck, Massenstromdichte und Dampfanteil mit verschiedenen Diskretisierungen. Der gelbe Bereich symbolisiert

den tabellierten Wert (*CHF*-Wert) selbst, für verschiedene Kombinationen der Tabellenparameter.

Mit einer dimensionslosen Korrelation wird ein physikalischer Mechanismus modelliert. Durch die Modellvorstellung und die Anpassung an experimentelle Daten ist eine Korrelation an die zugrunde gelegten Parameterbereiche gebunden.

In einer Vorhersagetabelle hingegen wird kein physikalischer Mechanismus zugrunde gelegt der modelliert werden muss. Ein Vorteil der Tabellen liegt somit in der Vermeidung von Näherungen oder Annahmen. Infolgedessen kann eine Tabelle eine höhere Genauigkeit als eine Korrelation erreichen. Ziel der Forschung ist es, die physikalischen Mechanismen zu verstehen und dadurch modellieren zu können. Eine Tabelle stellt infolgedessen eine Art Zwischenlösung auf dem schwierigen Weg dar, bis alle notwendigen Mechanismen verstanden sind.

Für eine Vorhersage mit diesen Tabellen sind keine Stoffeigenschaften notwendig, da die Tabelle die experimentell ermittelte Größe direkt verwendet und nicht durch Stoffeigenschaften berechnet werden muss. Die Tabelle wird durch die zur Verfügung stehenden experimentellen Daten an den jeweiligen Parameterbereich limitiert und besitzt den Vorteil, dass sie mit geringem Aufwand mit neuen experimentellen Daten aktualisiert werden können. Es muss aber im Vergleich zu Korrelationen keine Überprüfung bezüglich von physikalische Annahmen und Näherungen durchgeführt werden.

Zur Bestimmung der notwendigen Parameter durch die sich die Wärmeübertragung von Wasser bei überkritischen Drücken beschreiben lässt, wird im nachfolgenden Kapitel eine Dimensionsanalyse durchgeführt.

## 2.2 Dimensionsanalyse der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser

Die Dimensionsanalyse ist ein mathematisches Verfahren das immer dann zur Anwendung kommt wenn, physikalische Zusammenhänge bisher noch nicht gefunden sind. Das Verfahren basiert auf dem von Buckingham [88] eingeführten  $\Pi$ -Theorem. Es stellt Zusammenhänge zwischen dimensionsbehafteten Größen her, indem sie zu dimensionslosen Größen reduziert werden, den so genannten  $\Pi$ -Größen. Diese dimensionslosen Größen beschreiben somit einen physikalischen Zustand. Die Ähnlichkeitstheorie besagt, dass eine dimensionslose Größe in unterschiedlichen Systemen genau dann den gleichen Zahlenwert besitzt, wenn sich diese Systeme im gleichen physikalischen Zustand befinden.

Wenn die Beschreibung dimensionshomogen formuliert ist, ist dies in beliebigen Dimensionssystemen gültig (beispielsweise SI-Dimensionssystem). Sie ist somit unabhängig von den Größenordnungen der absoluten Zahlenwerte durch die sie zustande kam. Infolgedessen kann man im Labormaßstab physikalische Effekte studieren und sie mit Hilfe der Dimensionsana-

lyse auf die Hauptanwendung skalieren. „Der erste bedeutende Vorteil der Dimensionsanalyse besteht in der wesentlichen Komprimierung der Aussage“ (Zlokarnik [89]).

Physikalische Größen bzw. dimensionsbehaftete Größen besitzen eine *quantitative* Beschreibung einer physikalischen Eigenschaft:

$$\begin{aligned} \text{Physikalische Größe} &= \text{Zahlenwert} \cdot \text{Dimension} \\ \text{Bsp. Länge} &= 5 \cdot \text{m} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Im Gegensatz dazu stellt die Dimension nur eine *qualitative* Beschreibung eines Sachverhaltes dar. Mit der Dimension einer Länge kann beispielsweise eine Breite, Höhe oder Tiefe eines Gegenstandes beschreiben werden. Man unterscheidet zwischen den vereinbarten Basisdimensionen und den daraus abgeleiteten Dimensionen, die Produkte der Basisdimensionen sind. Ein System von Basisdimensionen bezieht sich jeweils auf das betrachtete Problem.

So kann sich ein System beispielsweise aus vier Basisdimensionen zusammensetzen:

1. Länge  $L$
2. Zeit  $Z$
3. Masse  $M$
4. Temperatur  $T$

Ein gesuchter physikalischer Zusammenhang wird durch das Aufstellen einer so genannten Relevanzliste beschrieben. In dieser Liste werden alle Größen berücksichtigt, die an dem Problem beteiligt sind. Die problem-relevanten Größen dürfen nicht durch Definitionsbedingungen gekoppelt sein, wie dies zwischen den drei Größen Dichte  $\rho$ , kinematische Viskosität  $\nu$  und der dynamischen Viskosität  $\eta = \nu \rho$  der Fall ist. Es dürfen insofern nur zwei dieser Größen berücksichtigt werden.

Bei der Durchführung der Dimensionsanalyse wird aus den Dimensionen dieser problem-relevanten Größen eine Dimensionsmatrix erstellt, in der die physikalischen Größen Spalten zugeordnet werden. Die Zeilen ergeben sich durch die Exponenten der Dimensionen der verwendeten Größen zu den Basisdimensionen. So wird beispielsweise die Dichte durch die Basisdimension Masse  $M$  mit dem Exponenten eins und der Länge mit dem negativen Exponenten drei gebildet  $\rho = [M^1 L^{-3}]$ .

Durch die Wahl der Basisdimensionen in Bezug zu den am Problem beteiligten Dimensionen kann die Anzahl der dimensionslosen  $\Pi$ -Kennzahlen bestimmt werden. Die Anzahl der  $\Pi$ -Größen  $m$  lässt sich bestimmen durch:

$$m = n - r \tag{2.2}$$

während  $n$  die Anzahl der problem-relevanten Größen darstellt und  $r$  der Rang der Dimensionsmatrix ist, der durch die Wahl der betrachteten Basisdimensionen  $[L, M, Z, T]$  gegeben.

$\Pi$ -Größen selbst sind linear unabhängig, wenn keine von ihnen durch Potenzprodukte der anderen  $\Pi$ -Größen gebildet werden kann. Aus einer Relevanzliste können mittels des  $\Pi$ -Theorems mehrere Sätze von einander linear unabhängigen  $\Pi$ -Größen erzeugt werden, da nur die Anzahl nicht deren Form festgelegt ist. Diese Sätze sind einander äquivalent. Der mathematische Beweis des  $\Pi$ -Theorems wurde von Görtler [90] durchgeführt. Weiterführende Ausführungen zur Dimensionsanalyse sind in Zierep [91] und Pawlowski [92] zu finden.

In den nachfolgenden Kapiteln wird auf den in dieser Arbeit relevanten Fall der Wärmeübertragung in einem Rohr mit überkritischem Wasser vertieft eingegangen. Durch hohe Wärmestromdichten kann es im Rohr zu einer Wärmeübertragung durch Mischkonvektion kommen, die durch eine Dimensionsanalyse analysiert wird. Zunächst werden im ersten Schritt konstante Stoffeigenschaften angenommen und diese Annahme im zweiten Schritt auf variable Stoffdaten erweitert.

### 2.2.1 Wärmeübertragung bei konstanten Stoffdaten

Nusselt stellte als einer der Ersten die physikalische Ähnlichkeit für die Wärmeübertragung umfassend dar [86]. In diesem Kapitel wird eine Dimensionsanalyse mit dem  $\Pi$ -Theorem für die Wärmeübertragung in einem Rohr mit konstanten Stoffeigenschaften einer eingelaufenen Strömung durchgeführt.

Dadurch ergibt sich die in Tab. 2-2 dargestellte Relevanzliste.

Tab. 2-2: Relevanzliste: Wärmeübertragung bei konstanten Stoffeigenschaften

Zielgröße:	Temperaturdifferenz zwischen Wand und Kernströmung (Bulk) $\Delta T$
Geometrische Größe:	Rohrdurchmesser $d$
Stoffeigenschaften: (konstant)	Dichte $\rho_0$ , dynamische Viskosität $\eta_0$ , Wärmeleitfähigkeit $\lambda_0$ , spezifische Wärmekapazität $c_{p0}$
Prozessbedingte Parameter:	Strömungsgeschwindigkeit $u_b$ , Druckverlust $\Delta p$ , Wärmestromdichte $q_w$

Somit ergibt sich der funktionale Zusammenhang:

$$F(\Delta T, d, u_b, q_w, \eta_0, \lambda_0, \rho_0, c_{p0}, \Delta p) = 0 \quad (2.3)$$

Die Relevanzliste wird in eine Dimensionsmatrix (Tab. 2-3) überführt, wobei sie in eine quadratische Kernmatrix und eine Restmatrix unterteilt wird. Die Kernmatrix wird aus rangbe-

stimmenden Größen erstellt d.h. die Dimensionen dieser Größen sind untereinander linear unabhängig.

Tab. 2-3: Dimensionsmatrix mit Kern- und Restmatrix

	$\lambda_0$	$d$	$u_b$	$\Delta T$	$c_{p0}$	$\rho_0$	$\Delta p$	$q_w$	$\eta_0$
Masse <b>M</b> [kg]	1	0	0	0	0	1	1	1	1
Länge <b>L</b> [m]	1	1	1	0	2	-3	-1	0	-1
Zeit <b>Z</b> [s]	-3	0	-1	0	-2	0	-2	-3	-1
Temperatur <b>T</b> [k]	-1	0	0	1	-1	0	0	0	0
	Kernmatrix				Restmatrix				

Durch Lineartransformation der Zeilen mit dem sog. Gauss'sches Eliminationsverfahren (Bronstein et al. [93]) wird die Kernmatrix in eine Einheitsmatrix Tab. 2-4 umgeformt.

Tab. 2-4: Dimensionsmatrix mit lineartransformierten Zeilen

	$\lambda_0$	$d$	$u_b$	$\Delta T$	$c_{p0}$	$\rho_0$	$\Delta p$	$q_w$	$\eta_0$
<b>M</b>	1	0	0	0	0	1	1	1	1
<b>2M+L+Z</b>	0	1	0	0	0	-1	-1	-1	0
<b>-3M-Z</b>	0	0	1	0	2	-3	-1	0	-2
<b>M+T</b>	0	0	0	1	-1	1	1	1	1
	Einheitsmatrix				Restmatrix				

Bei der Bildung der Kennzahlen bildet jedes Element der Restmatrix den Zähler eines Bruches, in dessen Nenner die Größen der Einheitsmatrix als „Füllgrößen“ mit dem jeweils zugehörigen Exponenten auftreten. So ergibt sich beispielsweise  $\Pi_1$  aus dem Element  $c_{p0}$  als Zähler und dem Nenner, in dem  $u_b^2$  sowie  $(\Delta T)^{-1}$  enthalten sind.

Mit den vier Basisgrößen (Masse, Länge, Zeit, Temperatur) ergeben sich fünf dimensionslose  $\Pi$ -Größen, wie sie in Gleichung (2.4) dargestellt sind.

$$\begin{aligned}\Pi_1 &= \frac{\Delta T c_{p0}}{u_b^2} & \Pi_2 &= \frac{\rho_0 du_b^3}{\Delta T \lambda_0} & \Pi_3 &= \frac{\Delta p du_b}{\Delta T \lambda_0} \\ \Pi_4 &= \frac{q_w d}{\Delta T \lambda_0} & \Pi_5 &= \frac{\eta_0 u_b^2}{\Delta T \lambda_0}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Durch Umformung bzw. Kombination werden diese  $\Pi$ -Größen in bereits bekannte dimensionslose Kennzahlen umgewandelt.

$$\begin{aligned}\Pi_1 &= \frac{\Delta T c_{p0}}{u_b^2} = \frac{1}{Ec} & \Pi_2 \Pi_5^{-1} &= \frac{\rho_0 du_b^3}{\Delta T \lambda_0} \left( \frac{\eta_0 u_b^2}{\Delta T \lambda_0} \right)^{-1} = \frac{\rho_0 u_b d}{\eta_0} = Re \\ \Pi_3 \Pi_2^{-1} &= \frac{\Delta p du_b}{\Delta T \lambda_0} \left( \frac{\rho_0 du_b^3}{\Delta T \lambda_0} \right)^{-1} = \frac{\Delta p}{\rho_0 u_b^2} = 2\zeta & \Pi_4 &= \frac{q_w d}{\Delta T \lambda_0} = Nu \\ \Pi_5 \Pi_1 &= \frac{\eta_0 u_b^2}{\Delta T \lambda_0} \frac{\Delta T c_{p0}}{u_b^2} = \frac{\eta_0 c_{p0}}{\lambda_0} = Pr\end{aligned}\quad (2.5)$$

Diese fünf Kennzahlen stellen *einen* Satz von  $\Pi$ -Größen dar. Der Verlustbeiwert  $\zeta$  in Gl. (2.5), stellt ein Verhältnis zwischen Druckkräften und Trägheitskräften dar.

Das  $\Pi$ -Theorem legt nur die Anzahl der dimensionslosen Kennzahlen fest, nicht jedoch deren Form. Alle  $\Pi$ -Sätze die aus der gleichen Relevanzliste abgeleitet werden, sind ineinander durch Potenzprodukte überführbar.

Die Wärmeübertragung unter Annahme konstanter Stoffeigenschaften, lässt sich durch fünf dimensionslose Kenngrößen bestimmen. Ähnliche Systeme lassen sich also durch einen funktionalen Zusammenhang dieser Kenngrößen bestimmen, wie er in Gleichung (2.6) allgemein dargestellt ist.

$$Nu = f(Pr, Re, Ec, \zeta) \quad (2.6)$$

Die Annahme konstanter Stoffdaten ist jedoch nicht immer bzw. nur sehr eingeschränkt gültig. In dem Bereich von Wasser, bei überkritischen Drücken, der in dieser Arbeit betrachtet wird, können die Stoffeigenschaften nicht als konstant angenommen werden. Deshalb wird im folgenden Kapitel eine Erweiterung auf variable Stoffdaten durchgeführt.

### 2.2.2 Wärmeübertragung bei variablen Stoffdaten

In einer erweiterten Betrachtung werden die Stoffeigenschaften nicht mehr als konstant über den Querschnitt angenommen. Dies ist notwendig, da Wasser in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes starke Gradienten der Stoffeigenschaften besitzt (vgl. Kap. Anhang A). Wird Wärme von einer Wand, deren Temperatur oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur liegt, an ein Fluid, dessen Temperatur sich unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur befin-



det, übertragen, können die Stoffeigenschaften des Wassers nicht länger als konstant über den Querschnitt angenommen werden.

Um die Stoffeigenschaften temperaturabhängig darstellen zu können, wird die Taylorreihenentwicklung gewählt. Die Stoffeigenschaften werden rein temperaturabhängig betrachtet, da Druckdifferenzen im Querschnitt eines Rohres vernachlässigbar sind.

### Taylorentwicklung der Stoffeigenschaften

Als Bezugstemperatur  $T_0$  für die Taylorentwicklung wird der Mittelwert der Wandtemperatur  $T_w$  und der Bulktemperatur  $T_b$  gewählt.

$$\begin{aligned} T_0 &= \frac{1}{2}(T_w + T_b) ; \Delta T = T_w - T_b \\ T_w &= T_0 - \Delta T / 2 ; T_b = T_0 + \Delta T / 2 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Gemäß Gl. (2.7) liegt eine Definitionsbedingung vor, wodurch nur noch zwei der drei Temperaturen relevant (Bsp.  $T_0, \Delta T$ ) sind. Die Taylorreihe mit dem Bezugspunkt  $T_0$  wird allgemein dargestellt, sodass für alle Stoffeigenschaften die Darstellung einer Taylorreihe ausreichend ist. Anstelle der einzelnen Stoffeigenschaften ( $\rho, \mu, \lambda, \dots$ ) wird das Symbol  $\chi$  stellvertretend verwendet, insofern ergibt sich die Taylorreihe zu:

$$\chi(T) = \chi_0 + \frac{1}{1!} \left( \frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{T_0} (T - T_0) + \frac{1}{2!} \left( \frac{\partial^2 \chi}{\partial T^2} \right)_{T_0} (T - T_0)^2 + \dots \quad (2.8)$$

Normiert man die Gleichung (2.8) mit dem Wert der Stoffeigenschaft am Bezugspunkt  $\chi_0(T_0)$  und erweitert auf der rechten Seite mit dem Bezugspunkt  $T_0$ , so ergibt sich die Taylorentwicklung in dimensionsloser Form (2.9).

$$\frac{\chi(T)}{\chi_0(T_0)} = 1 + \frac{T_0}{\chi_0} \left( \frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{T_0} \frac{(T - T_0)}{T_0} + \frac{1}{2} \frac{T_0^2}{\chi_0} \left( \frac{\partial^2 \chi}{\partial T^2} \right)_{T_0} \left( \frac{(T - T_0)}{T_0} \right)^2 + \dots \quad (2.9)$$

Man erkennt in Gleichung (2.9) eine dimensionslose Temperaturdifferenz die mit  $\Theta$  bezeichnet wird:

$$\Theta = \frac{(T - T_0)}{T_0} \quad (2.10)$$

Zusätzlich ergeben sich dimensionslose Ableitungen der Stoffeigenschaften zu

$$K_\chi^1 = \frac{T_0}{\chi_0} \left( \frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{T_0} ; K_\chi^2 = \frac{T_0^2}{\chi_0} \left( \frac{\partial^2 \chi}{\partial T^2} \right)_{T_0} . \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (2.10) und (2.11) in Gl. (2.9) folgt,

$$\frac{\chi(T)}{\chi_0} = 1 + K_\chi^1 \Theta + \frac{1}{2} K_\chi^2 \Theta^2 + \dots \quad (2.12)$$

$$\chi(T) = f(\chi_0, \Theta, K_\chi^1, K_\chi^2, \dots)$$

Die dimensionslosen Ableitungen  $K_\chi$  stellen auf diese Weise dimensionslose Kennzahlen im Sinne der Dimensionsanalyse dar und können nach Gersten und Herwig [94] ähnlich der Prandtl-Zahl als Stoffwerte höherer Ordnung betrachtet werden.

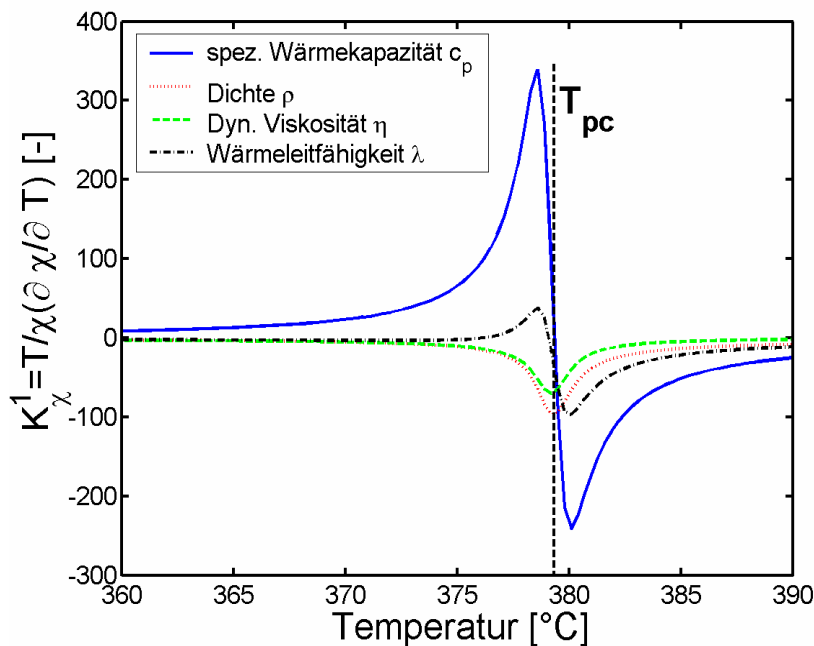


Abb. 2-1: Abhängigkeit der dimensionslosen Kennzahl  $K_\chi^1$  von der Temperatur bei  $p=23.5\text{MPa}$ ; es zeigt sich, dass bei allen Stoffeigenschaften die erste dimensionslose Ableitung eine starke Temperaturabhängigkeit am pseudo-kritischen Punkt aufweist

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 2-1 die Kennzahlen  $K_\chi^1$  als Funktion der Temperatur für verschiedene Stoffeigenschaften von Wasser abgebildet.

Wie aus der Abbildung ersichtlich wird, treten große Änderungen der Kennzahlen in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes auf. Die starken Änderungen belegen, dass diese Kennzahlen für die Dimensionsanalyse nicht vernachlässigt werden können und infolgedessen bei Erstellung der Relevanzliste berücksichtigt werden müssen.

### Dimensionslose Kennzahlen bei variablen Stoffeigenschaften

Bei der Durchführung einer Dimensionsanalyse mit taylorentwickelten Stoffeigenschaften ergibt sich die in Tab. 2-5 dargestellte Relevanzliste. Stoffeigenschaften werden zur besseren Übersicht nur durch linearisierte Taylorreihen berücksichtigt. Zusätzlich wird die Fallbe-

schleunigung eingeschlossen, um den Einfluss der variablen Dichte erfassen zu können. Eine variable Dichte kann zur Ausbildung einer Mischkonvektion führen, bei der freie und erzwungene Konvektion überlagert sind. Für diese Problemstellung wird eine Dimensionsanalyse unter Annahme variabler Stoffeigenschaften über den betrachteten Querschnitt einer eingelaufenen Strömung durchgeführt.

Tab. 2-5: Relevanzliste: Wärmeübertragung bei variablen Stoffeigenschaften

Zielgröße:	Temperaturdifferenz zwischen Wand und Kernströmung $\Delta T$
Geometrische Größen:	Rohrdurchmesser $d$
Stoffeigenschaften:	Bezugstemperatur $T_0$ , dimensionslose Kenngrößen der Taylorentwicklung $K\chi$ <u>Eigenschaften am Bezugspunkt:</u> Dichte $\rho_0$ , Dynamische Viskosität $\eta_0$ , Wärmeleitfähigkeit $\lambda_0$ , Enthalpie $h_0$ ,
Prozessbedingte Parameter:	Strömungsgeschwindigkeit $u_b$ , Druckverlust $\Delta p$ , Wärmestromdichte $q_w$ , Fallbeschleunigung $g$

Durch die Definition der Wärmekapazität  $c_p = (\partial h / \partial T)_p$  ergibt sich am kritischen Punkt ( $T_c$ ) ein Wert von unendlich (vgl. Anhang A). Die Enthalpie besitzt jedoch einen endlichen Wert. Zur Vermeidung des Umstandes unendlicher Werte der Wärmekapazität, wird die spezifische Wärmekapazität deshalb im Vergleich zu Kap. 2.2.1 durch die Enthalpie ersetzt.

Wie in Abb. 2-2 veranschaulicht, besteht zwischen  $\Theta$ ,  $T_0$  und  $\Delta T$  eine Definitionsbedingung, weshalb nur zwei der drei Temperaturen berücksichtigt werden dürfen.

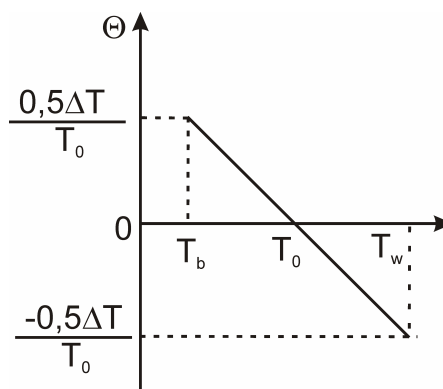


Abb. 2-2: Definitionsbedingung zwischen  $\Theta$ ,  $T_0$  und  $\Delta T$ , es besteht zwischen den Größen der dargestellt lineare Zusammenhang, sodass nur zwei der drei Größen in einer Dimensionsanalyse berücksichtigt werden dürfen

Mit diesen Veränderungen und der sich zusätzlich ergebenden Bezugsgröße  $T_0$  folgt nach lösen des linearen Gleichungssystems die Dimensionsmatrix in Tab. 2-6.

Tab. 2-6: Dimensionsmatrix mit Einheits- und Restmatrix bei variablen Stoffeigenschaften

	$\lambda_0$	$d$	$u_b$	$\Delta T$	$T_0$	$h_0$	$\rho_0$	$\Delta p$	$g$	$q_w$	$\eta_0$
<b>M</b>	1	0	0	0	0	0	1	1	0	1	1
<b>2M+L+Z</b>	0	1	0	0	0	0	-1	-1	-1	-1	0
<b>-3M-Z</b>	0	0	1	0	0	2	-3	-1	2	0	-2
<b>M+T</b>	0	0	0	1	1	0	1	1	0	1	1
	Einheitsmatrix				Restmatrix						

Infolgedessen ergeben sich, zu den fünf bekannten  $\Pi$ -Größen aus Gl. (2.5), zwei neue  $\Pi$ -Größen

$$\Pi_6 = \frac{\Delta T}{T_0} ; \Pi_7 = \frac{gd}{u_b^2}. \quad (2.13)$$

Mit den Definitionen

$$\beta_0 = \frac{K_\rho^1}{T_0} ; c_{p0} = \frac{h_0}{T_0} K_h^1 \quad (2.14)$$

ergibt sich die Eckart-Zahl gemäß (2.15).

Ebenso ergibt sich aus  $\Pi_6$  und  $\Pi_7$  die Richardson-Zahl:

$$\begin{aligned} \Pi_3 \Pi_1 K_h^1 &= \frac{h_0}{u_b^2} \frac{\Delta T}{T_0} K_h^1 = \frac{c_{p0} \Delta T}{u_b^2} = Ec \\ \Pi_7 \Pi_6 K_\rho^1 &= \frac{gd}{u_b^2} \frac{\Delta T}{T_0} K_\rho^1 = \frac{\beta_0 gd \Delta T}{u_b^2} = \frac{Gr}{Re^2} = Ri \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die Richardson-Zahl  $Ri$  stellt ein Verhältnis zwischen dem Einfluss der freien Konvektion zur erzwungenen Konvektion dar.

Die dimensionslosen Stoffeigenschaften der Taylorentwicklung  $K_\chi$  wurden in der dimensionsbehafteten Dimensionsmatrix nicht berücksichtigt, sind aber für die vollständige Dimensionsanalyse trotzdem einzubeziehen. Da nur mit diesen Termen variable Stoffeigenschaften berücksichtigt werden. Die zu berücksichtigenden  $\Pi$ -Größen sind in Gl. (2.16) dargestellt.

$$\Pi_8 = K_\rho^1 \quad \Pi_9 = K_\lambda^1 \quad \Pi_{10} = K_\eta^1 \quad \Pi_{11} = K_h^1 \quad (2.16)$$

Fügt man alle  $\Pi$ -Größen aus Gl. (2.5), (2.15) und (2.16) zusammen, ergibt sich der gesuchte Zusammenhang:

$$Nu = f\left(\frac{\Delta T}{T_0}, Ec, Re, \zeta, \frac{Gr}{Re^2}, Pr, K_\eta^1, K_\lambda^1, K_\rho^1, K_h^1\right) \quad (2.17)$$

Er setzt sich zusammen aus den  $\Pi$ -Größen der Gleichung (2.6) und den neu hinzukommenden dimensionslosen Gliedern der Taylorentwicklung, wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit hier nur linearen Terme hinzugenommen werden. Insgesamt ergeben sich infolge der Dimensionsanalyse elf dimensionslose Kenngrößen.

Durch die Erweiterung um variable Stoffeigenschaften ist die Anzahl der dimensionslosen Kenngrößen von fünf auf elf gestiegen. Jedoch ist die vereinfachte Betrachtung der Stoffeigenschaften durch eine linearisierte Taylorreihe in Hinblick auf die starken Gradienten der Stoffeigenschaften sicherlich ungenügend. Eine detaillierte Beschreibung der Stoffeigenschaften würde jedoch neue dimensionslose Kennzahlen ergeben. Mit Taylorreihen höherer Ordnung müssten für jede weitere Ordnung vier weitere dimensionslose Kennzahlen berücksichtigt werden. Selbst Taylorreihen zweiter Ordnung, mit denen sich 15 dimensionslose Parameter ergeben, wären noch nicht ausreichend, um die vorliegende Problematik der nicht-linearen Stoffeigenschaften annähernd genau beschreiben zu können (vgl. Anhang A).

Durch die große Anzahl dimensionsloser Parameter wird die Beschreibung der Wärmeübertragung, insbesondere mit starker Variation der Stoffeigenschaften, anhand der Ähnlichkeitstheorie äußerst komplex.

## 2.3 Parameter der Wärmeübergangstabelle

Wie in den vorangegangenen Kapiteln dargestellt, ist das Ergebnis einer Dimensionsanalyse von verschiedenen Voraussetzungen abhängig. Eine Dimensionsanalyse der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser kann nur unter Berücksichtigung von variablen Stoffeigenschaften durchgeführt werden. Bei starken Eigenschaftsgradienten ergibt sich infolgedessen eine große Anzahl an dimensionslosen Kenngrößen. Im Fall von Mischkonvektion mit linearisierten Stoffeigenschaften ergeben sich elf Kennzahlen (vgl. Gl. (2.17)). Jedoch ist in Betracht der nichtlinearen Eigenschaftsänderung am pseudo-kritischen Punkt eine weitaus größere Anzahl an dimensionslosen Kennzahlen notwendig. Werden zu wenige dimensionslose Kennzahlen berücksichtigt, können sich speziell an diesem Punkt unzureichende Vorhersagen ergeben. Eine „Komprimierung der Aussage“ wie von Zlokarnik [89] beschrieben, findet so nicht mehr statt. Je mehr Kennzahlen ein Problem aufweist, desto mehr verliert es zudem seine Allgemeingültigkeit, da es immer unwahrscheinlicher wird, zwei physikalische Realisierungen zu finden, die alle Kennzahlen gemeinsam haben [94]. Die Dimensionsanalyse bei nichtlinearen Stoffeigenschaften ist somit außerordentlich komplex. Auf die Schwierigkeit die

Wärmeübertragung in überkritischem Wasser mit *einer* Korrelation zu beschreiben wurde bereits von Glushchenko et al. [35] hingewiesen. Eine Anpassung der Exponenten der Kennzahlen einer Korrelation, an experimentellen Versuchsdaten wäre extrem aufwendig. Für eine große Anzahl von Exponenten ist für eine statistisch abgesicherte Bestimmung eine Vielzahl von Experimenten nötig. Die dadurch entstehenden Kosten können somit die Grenzen der Wirtschaftlichkeit erreicht.

Durch die große Anzahl an notwendigen dimensionslosen Kennzahlen wird es nicht als sinnvoll erachtet, für eine Wärmeübergangstabelle dimensionslose Kennzahlen zu verwenden. Stattdessen werden dimensionsbehaftete Parameter als Tabellenparameter für die in dieser Arbeit erstellten Wärmeübergangstabelle verwendet. Die Wärmeübergangstabelle ist dementsprechend nur für das betrachtete Fluid Wasser gültig.

Für die *CHF*-Tabelle [76] wurden drei Tabellenparameter verwendet und vier im Falle der Wärmeübergangstabelle für vollentwickeltes Filmsieden [78]. Im Gegensatz zur Tabelle für vollentwickeltes Filmsieden soll der Durchmesser als eigenständiger Tabellenparameter verwendet und nicht, wie bei Groeneveld et al. [78], durch eine Durchmesser normierung ersetzt werden.

Die in dieser Arbeit erstellte Wärmeübergangstabelle für überkritisches Wasser für vertikale Rohrströmungen wird fünf dimensionsbehaftete Tabellenparameter verwenden. Der Wärmeübergang wird durch die fünf Tabellenparametern Massendichte, Wärmestromdichte, Durchmesser, Druck und Bulkenthalpie beschrieben.

Die Lauflänge wird nicht berücksichtigt, da mit der Wärmeübergangstabelle eine lokale Betrachtung der Wärmeübertragung durchgeführt werden soll. Dies ist möglich für turbulente vollentwickelte Strömungen.

Im nachfolgenden Kapitel wird dargelegt, wie in dieser Arbeit eine vollentwickelten Strömung betrachtet wird. Dies ist notwendig, um die lokale Betrachtung des Wärmeübergangs mit der Wärmeübergangstabelle durchführen zu können.

## 2.4 Lokale Betrachtung des Wärmeübergangs

Mit einer Wärmeübergangstabelle, in der die Lauflänge nicht berücksichtigt ist, wird der Wärmeübergang nur lokal beschrieben. Voraussetzung für eine lokale Beschreibung der Wärmeübertragung ist, dass sie unabhängig von der Vorgeschichte der Strömung ist.

Eine Strömung, die unabhängig von der Lauflänge ist, wird als ausgebildete Strömung bezeichnet. Wenn sich das Geschwindigkeits- bzw. Temperaturprofil im Querschnitt mit der Lauflänge nicht mehr ändert, liegt eine ausgebildete Strömung vor. Auch wenn sich das Profil nicht mehr ändert, verändern sich dennoch die quantitativen Größen beispielsweise die Bulktemperatur. Für konstante Wärmestromdichten und konstante Stoffeigenschaften lässt sich, nach Gersten und Herwig [94], eine thermisch ausgebildete laminare Strömung zum Beispiel durch einen konstanten Zahlenwert der Nusselt-Zahl charakterisieren.

Bevor jedoch eine Strömung einen ausgebildeten Zustand erreicht, unterliegen die Profile zunächst einigen Umbildungsprozessen. Diese Prozesse werden durch kontinuierliche oder diskontinuierliche Änderungen der Randbedingungen verursacht. Im Falle der Wärmeübertragung in Rohren besteht diese Änderung der Randbedingung in einer von außen aufgeprägten Wärmestromdichte oder dem Eintritt des Fluids in das Rohr.

Um die Länge dieses Umbildungsprozesses zur thermisch ausgebildeten Strömung zu quantifizieren, muss zuvor eine hydrodynamische Einlaufstrecke berücksichtigt werden, in der sich das Geschwindigkeitsprofil ausbildet. Durch eine „plötzliche“ aufgeprägte Wärmestromdichte werden Umbauprozesse ausgelöst, bevor die Strömung nach einer gewissen Einlaufstrecke in einen thermisch ausgebildeten Zustand übergeht. Am Ende dieser thermischen Einlaufstrecke liegt eine vollausgebildete d.h. hydrodynamisch und thermisch ausgebildete Strömung vor.

Polyakov [95] quantifiziert die thermische Einlaufstrecke, basierend auf numerischen Berechnungen von Popov et al. [96] mit  $x/d < 50$ . Zur Quantifizierung wurden Berechnungen mit überkritischem Helium für verschiedene Eintrittsenthalpien verglichen. Die Analysen von Polyakov [95] zeigen, dass der Wärmeübertragungskoeffizient bei  $x/d > 50$  für unterschiedliche Eintrittstemperaturen um etwa  $\pm 15\%$  schwankt. Durch zunehmende relative Länge  $x/d$  verringert sich diese Differenz. Daher kann eine Strömung mit variablen Stoffeigenschaften ab  $x/d > 50$  als vollentwickelt betrachtet werden kann [95]. Thermisch vollentwickelt, nach Polyakov und Petukhov [97], im oben genannte Sinne und nicht als konstanter Nusselt-Wert, der sich bei konstanten Stoffeigenschaften bei großen  $x/d$  ergibt.

Nach Petukhov et al. [98] kann die Stabilisierung der Strömung durch einen Impulsfaktor  $S_b$  beschrieben werden, wie er in Gl. (2.18) dargestellt ist.

$$S_b = \frac{I \rho_b}{G^2}; \quad I = 2 \int_0^1 \rho u^2 R dR \quad ; R = \frac{r}{d/2} \quad (2.18)$$

In Gl. (2.18) ist  $I$  der Impuls der Strömung gemittelt über den dimensionslosen Radius  $R$ .

Der Impulsfaktor  $S_b$  charakterisiert die Stabilisierung der Strömung und vergleicht den Gesamtimpuls der Strömung  $I$  mit dem Impuls der Bulkströmung. Für eine stabile bzw. vollentwickelte Strömung besitzt der Impulsfaktor  $S_b$  einen konstanten Wert. Ist er nicht konstant, so wird das Geschwindigkeitsprofil noch deformiert. Für eine vollentwickelte turbulente isotherme Strömung ( $Re_b > 5 \times 10^4$ ) wurde, in guter Übereinstimmung mit Messungen von Kurganov et al. [99], von Petukhov et al. [98] ein Wert von  $S_b = 1,02$  bestimmt. Untersuchungen von Petukhov et al. [100] zeigen, dass der Impulsfaktor durch Beschleunigungen der Strömung erhöht wird und somit das Geschwindigkeitsprofil deformiert wird.

In Abb. 2-3 sind zwei Verläufe des Wärmeübertragungskoeffizienten als Funktion der Bulkenthalpie dargestellt. Zusätzlich ist in der Abbildung, als zweite Abszisse, die relative Länge  $x/d$  eingezeichnet. Die beiden Strömungen unterscheiden sich im Wesentlichen nur durch unterschiedliche Eintrittstemperaturen.

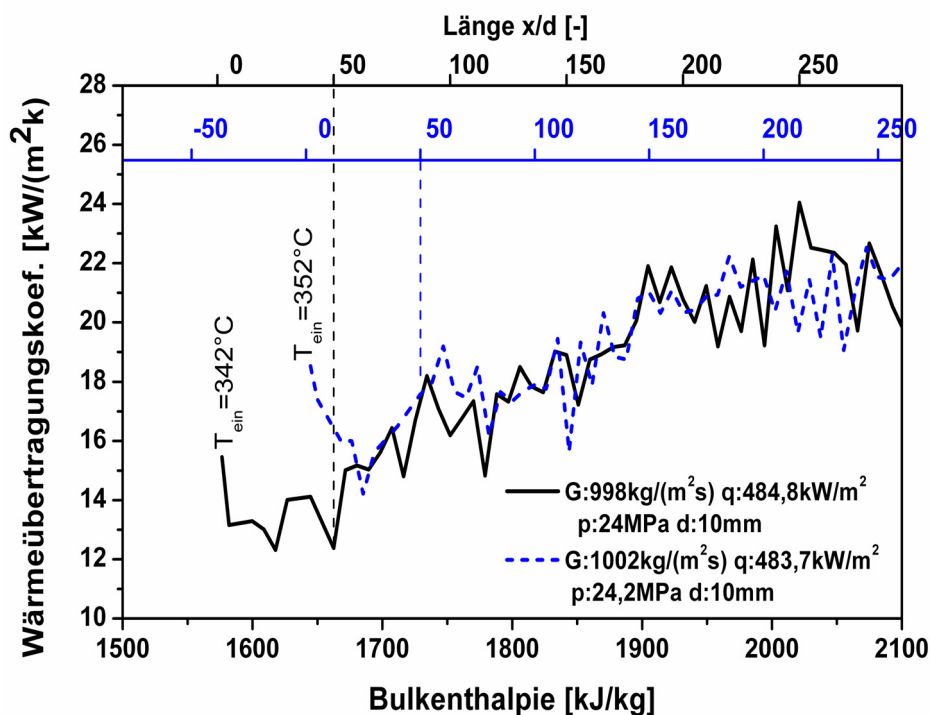


Abb. 2-3: Vollentwickelte Strömung mit normalem Wärmeübergang [42], die zwei Strömungen weisen ungeachtet der Eintrittstemperatur nach einer Einlaufstrecke den gleichen Wärmeübertragungskoeffizienten auf, beide können als vollentwickelte Strömungen betrachtet werden

Für beide Strömungen ist die Grenze der thermischen Einlaufstrecke  $x/d=50$  [95] als gestrichelte vertikale Linie eingezeichnet. Bereits nach wenigen Rohrdurchmessern ( $h_b \sim 1700 \text{ kJ}/\text{kg}$ ) unterscheiden sich die zwei Wärmeübertragungskoeffizienten nur noch wenig voneinander, trotz unterschiedlicher Eintrittstemperaturen. Wird die Strömung mit höherer Eintrittstemperatur betrachtet so zeigt sich, dass dies bereits vor der eingezeichneten Grenze der thermischen Einlaufstrecke stattfindet. Mit zunehmender Lauflänge werden die Differenzen geringer. Die Differenzen bei höheren Bulkenthalpien können mit den geringen Druckunterschieden zwischen den beiden Strömungen zusammenhängen. Die Stoffeigenschaften am pseudo-



kritischen Punkt sind druckabhängig (vgl. Kap. Anhang A), sodass sich Druckdifferenzen hier am stärksten auswirken können und die geringen Differenzen damit erklärt werden können.

Nach Kays und Crawford [101] kann eine Gasströmung mit Wärmezufuhr nie einen vollentwickelten Zustand erreichen wenn sich  $T_w/T_b$  in axialer Richtung ändert und entsprechend sich die Gasströmung beschleunigt. Bei Gasen werden die Stoffeigenschaften als Funktionen der absoluten Temperatur beschreiben wodurch hier ein Verhältnis von Temperaturen betrachtet wird anstelle von Stoffeigenschaften. Wird beispielsweise die Dichte betrachtet die in einer beheizten Strömung abnimmt, kann die Strömung nur beschleunigt werden wenn die Beschleunigungskräfte nicht durch Reibungskräfte kompensiert werden. In diesem Fall, der bei großen Wärmestromdichte auftritt, ist die Strömung noch nicht entwickelt. Dies wird in Kap. 4.3 ausführlicher diskutiert. Ist der Wärmeeintrag jedoch geringer, sodass die Strömung nicht durch Beschleunigungskräfte dominiert wird sondern durch Reibungskräfte kann die Strömung einen ausgebildeten Zustand erreichen.

Die von Polyakov [95] angegebene thermische Einlaufstrecke  $x/d < 50$  deckt sich mit den Angaben von Kutateladze [102] bezüglich der Einlauflänge. Kutateladze [102] quantifiziert die thermische Einlaufstrecke ebenfalls mit  $x/d < 50$ . Im Vergleich dazu wird von Merker [86] diese Strecke mit  $x/d < 10-15$  angegeben und damit deutlich geringer. Um zu gewährleisten, dass die Strömung sicher einen vollentwickelten Zustand erreicht hat, wird die längere thermische Einlaufstrecke berücksichtigt. Strömungen werden infolgedessen ab  $x/d > 50$  als thermisch vollentwickelt betrachtet.

Der Wärmeübertragungskoeffizient einer vollentwickelten Strömung wird nur von den lokalen Größen bestimmt. Der Wärmeübergang in der Wärmeübergangstabelle kann infolgedessen trotz starker Stoffeigenschaftsgradienten, wie sie am pseudo-kritischen Punkt vorkommen, lokal beschrieben werden.



### 3 Wärmeübertragung in Fluiden

In diesem Kapitel wird zum einen ausgeführt, wie die Wärmeübertragung in strömenden Fluiden vorhergesagt werden kann und zum anderen mögliche Auswirkungen der starken Stoffeigenschaftsänderungen auf die Wärmeübertragung dargelegt.

#### 3.1 Mathematische Formulierung

Fluidströmungen können durch die Kontinuitäts-, die Navier-Stokes- und die Energiegleichung beschrieben werden. Herleitungen der einzelnen Transportgleichungen werden beispielsweise in Schlichting und Gersten [103], Jischa [104] und Zierap [105] durchgeführt.

Die kompressible Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse) lautet (Oertel und Laurien [85]):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

In Gl. (3.1) ist  $\rho$  die Dichte,  $\vec{v}$  der Geschwindigkeitsvektor und  $t$  die Zeit.

Die Navier-Stokes Gleichung (Erhaltung des Impulses) für kompressible Strömungen in kartesischen Koordinaten lautet [85]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho uw)}{\partial z} &= k_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \\ &\frac{\partial}{\partial x} \left[ \eta \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} (\nabla \vec{v}) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \eta \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right]; \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho vu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho vw)}{\partial z} &= k_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \\ &\frac{\partial}{\partial y} \left[ \eta \left( 2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} (\nabla \vec{v}) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \eta \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right]; \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho wu)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho wv)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z} &= k_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \\ &\frac{\partial}{\partial z} \left[ \eta \left( 2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \vec{v}) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \eta \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \eta \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

In Gl. (3.2) steht  $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)^T$  für den Volumenkraftvektor,  $\eta$  für die dynamische Viskosität,  $p$  für den Druck und  $u, v, w$  sind Geschwindigkeitsvektoren der drei kartesischen Koordinaten  $x, y, z$ .

Die Energiegleichung (Erhaltung der Energie) unter Vernachlässigung des Wärmeeintrags durch Strahlung lautet (Todreas und Kazimi [106]):

$$\left( \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla(\rho h \vec{v}) \right) = - \left( \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right) + \frac{Dp}{Dt} + \phi \quad (3.3)$$

Dabei ist  $h$  die Enthalpie,  $\vec{v} = (u, v, w)^T$  der Geschwindigkeitsvektor,  $T$  die Temperatur,  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit des Fluides und  $\phi$  der Dissipationsterm:

$$\phi = \eta \cdot \left[ \begin{aligned} & \left( 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right) \\ & + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \end{aligned} \right] \quad (3.4)$$

### Ähnlichkeitsgesetze der Wärmeübertragung bei konstanten Stoffdaten

Ausgehend von den Gl. (3.1), (3.2) und (3.3) kann die Ähnlichkeit von zwei verschiedenen stationären inkompressiblen Strömungen mit konstanten Stoffeigenschaften untersucht werden. Dafür müssen Maßstabsfaktoren zwischen den beiden Strömungen gesucht werden. Zu diesem Zweck werden diese Gleichungen mit Hilfe von Gl. (3.5) entdimensioniert.

$$x' = \frac{x}{d}, \quad y' = \frac{y}{d}, \quad z' = \frac{z}{d}, \quad u' = \frac{u}{\tilde{u}}, \quad v' = \frac{v}{\tilde{u}}, \quad w' = \frac{w}{\tilde{u}}, \quad p' = \frac{p}{\rho \tilde{u}^2}, \quad h' = \frac{h}{c_p \Delta T}, \quad \Delta T = T_w - T_b \quad (3.5)$$

Zur Entdimensionierung wird in Gl. (3.5) eine charakteristische Länge  $d$  (bei Rohren der Rohrdurchmesser), die zeitlich und örtlich gemittelte Geschwindigkeit  $\tilde{u}$  sowie eine Temperaturdifferenz ( $T_w - T_b$ ) verwendet.

Setzt man die dimensionslosen Größen der Gl. (3.5) in Gl. (3.1), (3.2) und (3.3) ein, ergeben sich:

für die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\rho \tilde{u}}{d} \left( \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} \right) = 0, \quad (3.6)$$

für die  $y$ -Komponente der Navier-Stokes Gleichung,

$$\left( u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} \right) = - \frac{\partial p'}{\partial y'} + \underbrace{\frac{\eta}{\rho \tilde{u} d}}_{1/Re} \left( \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right) \quad (3.7)$$

für die Energiegleichung

$$\begin{aligned}
 \left( u' \frac{\partial h'}{\partial x'} + v' \frac{\partial h'}{\partial y'} + w' \frac{\partial h'}{\partial z'} \right) &= \frac{\eta}{\rho \tilde{u} d} \frac{\lambda}{\eta c_p} \left[ \frac{\partial}{\partial x'} \left( \frac{\partial T'}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial y'} \left( \frac{\partial T'}{\partial y'} \right) + \frac{\partial}{\partial z'} \left( \frac{\partial T'}{\partial z'} \right) \right] \\
 &+ \frac{\tilde{u}^2}{c_p \Delta T} \left( u' \frac{\partial p'}{\partial x'} + v' \frac{\partial p'}{\partial y'} + w' \frac{\partial p'}{\partial z'} \right) \\
 &+ \frac{\eta}{\rho \tilde{u} d} \frac{\tilde{u}^2}{c_p \Delta T} \left[ \left( 2 \left( \frac{\partial u'}{\partial x'} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial v'}{\partial y'} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w'}{\partial z'} \right)^2 \right) \right. \\
 &\left. + \left( \frac{\partial v'}{\partial x'} + \frac{\partial u'}{\partial y'} \right)^2 + \left( \frac{\partial w'}{\partial y'} + \frac{\partial v'}{\partial z'} \right)^2 + \left( \frac{\partial u'}{\partial z'} + \frac{\partial w'}{\partial x'} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} \right)^2 \right]
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Unter Berücksichtigung der Randbedingung

$$\begin{aligned}
 q_w &= -\lambda \frac{(T_w - T_b)}{d} \left[ \frac{\partial T'}{\partial x'} \right]_w \\
 \frac{q_w d}{\lambda (T_w - T_b)} &= - \left[ \frac{\partial T'}{\partial x'} \right]_w
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

ergeben sich nach der Entdimensionierung vier definierte dimensionslose Kenngrößen ( $Re$ ,  $Pr$ ,  $Ec$ ,  $Nu$ ) die jeweils in rot gekennzeichnet sind.

Die dimensionslosen Kennzahlen können jeweils physikalisch gedeutet werden. Die Reynolds-Zahl  $Re$  wird als Verhältnis der Beschleunigungs- zu den Reibungskräften aufgefasst werden, und charakterisiert somit die Strömung. Die Prandtl-Zahl  $Pr$ , in der nur Stoffwerte enthalten sind, charakterisiert das Fluid und die Eckert-Zahl  $Ec$  wird als Verhältnis der kinetischen Energie zur Enthalpiedifferenz betrachtet. Die Nusselt-Zahl  $Nu$  in Gl. (3.9) kann als Verhältnis der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit (durch Konvektion) zur reinen Wärmeleitung (bei ruhendem Medium) aufgefasst werden. Sie charakterisiert so den Wärmetransport von einer Wand in das strömende Medium.

Ähnlichkeiten zwischen zwei Strömungen sind nur dann vorhanden, wenn die vier dimensionslosen Kenngrößen jeweils gleiche Zahlenwerte besitzen. Ist die Wärmeübertragung in *einer* Strömung bekannt, so muss sie sich durch einen funktionalen Zusammenhang der dimensionslosen Kenngrößen darstellen lassen.

Der funktionale Zusammenhang kann beliebig sein, jedoch in der Praxis sind Potenzansätze der Form

$$Nu = const \cdot Re^{m_1} Pr^{m_2} Ec^{m_3} \tag{3.10}$$

sehr beliebt (Merker [86]). Die Exponenten  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  müssen empirisch angepasst werden.

Wärmeübertragungsprobleme verschiedener inkompressibler Strömungen mit konstanten Stoffdaten lassen sich durch wenige Parameter, im obigen Beispiel (vgl. Gl. (3.10)) durch vier Parameter, beschreiben.

### 3.2 Phänomene durch variable Dichte

Für eine Analyse welche Mechanismen zu einer Veränderung des Wärmeübergangs führen können, werden in den folgenden Abschnitten zwei Mechanismen untersucht und verglichen. Eine Verschlechterung des Wärmeübergangs führt im Fall von aufgeprägten Wärmestromdichten zu einem Anstieg der Wandtemperatur. Je nach Ausmaß der Verschlechterung können so Wandtemperaturen erreicht werden, die über den zulässigen Temperaturen liegen, in denen das Material sicher betrieben werden kann. Eine Verbesserung des Wärmeübergangs würde hingegen zu einer Absenkung der Wandtemperatur führen und wäre somit nicht kritisch.

Wird angenommen, dass alle Stoffdaten bis auf die Dichte konstant sind, so muss zu den Skalierungen der Gl. (3.5) noch zusätzlich die Dichte skaliert werden.

$$\rho' = \frac{\rho - \rho_b}{\rho_b - \rho_w} \quad (3.11)$$

ebenso muss der dimensionslose Druck abgeändert werden zu:

$$p' = \frac{p}{\rho_b \tilde{u}^2}. \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnen die Indizes  $w$  und  $b$  die Zustände an der Wand bzw. im Bulk der Strömung. Aus Gl. (3.2) in  $y$ -Richtung (vertikale Richtung) wird bei stationärer, inkompressiblen Strömung mit der Volumenkraft

$$k_y = (\rho - \rho_b)g \quad (3.13)$$

ergibt sich

$$\rho \left( u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + (\rho - \rho_b)g + \eta \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right). \quad (3.14)$$

Durch einsetzen der dimensionslosen Größen wird daraus

$$\begin{aligned} & [\rho_b + \rho'(\rho_b - \rho_w)] \frac{\tilde{u}^2}{d} \left( u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} \right) \\ & = -\frac{\rho_b \tilde{u}^2}{d} \frac{\partial p'}{\partial y'} + \rho'(\rho_b - \rho_w) + \eta \frac{\tilde{u}^2}{d} \left( \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Wird Gl. (3.15) mit

$$\frac{d}{\rho_b \tilde{u}^2} \quad (3.16)$$

multipliziert, so ergibt sich daraus

$$\begin{aligned} & \left( 1 + \rho' \frac{\rho_b - \rho_w}{\rho_b} \right) \left( u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + w' \frac{\partial v'}{\partial z'} \right) \\ & = - \frac{\partial p'}{\partial y'} + \rho' \frac{(\rho_b - \rho_w) g d}{\rho_b \tilde{u}^2} + \frac{\eta}{\rho_b \tilde{u} d} \left( \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial z'^2} \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$

Damit ergeben sich drei dimensionslose Parameter, die rote gekennzeichnet sind.

Der erste Parameter

$$\frac{\eta}{\rho_b \tilde{u} d} = \frac{1}{Re}, \quad (3.18)$$

und der zweite Parameter des Schwereterms ist

$$\frac{(\rho_b - \rho_w) g d}{\rho_b \tilde{u}^2} = \frac{(\rho_b - \rho_w) g d^3 \rho_b}{\eta^2} \frac{\eta^2}{\rho_b^2 \tilde{u}^2 d^2} = \frac{Gr}{Re^2}. \quad (3.19)$$

Der dritte Parameter der Beschleunigungsterm auf der linken Seite ist

$$\frac{\rho_b - \rho_w}{\rho_b} = \beta_b (T_w - T_b) = \beta_b \frac{h_w - h_b}{c_{pb}}, \quad (3.20)$$

wobei  $\beta$  der isobare thermische Ausdehnungskoeffizient und  $h$  die Enthalpie ist.

Die variable Dichte bewirkt zum einen einen Auftriebseffekt, der vernachlässigbar ist, falls

$$\frac{Gr_m}{Re_b^2} \ll 1. \quad (3.21)$$

Zum anderen ergibt sich durch die variable Dichte ein Beschleunigungseffekt, der vernachlässigbar ist, falls

$$\beta_b \frac{(h_w - h_b)}{c_{pb}} \ll 1. \quad (3.22)$$

Eine Abschätzung von Hall [107], ausgehend von einer Betrachtung der Schubspannungen in der Grenzschicht, führt zu einem ähnlichen Ergebnis.

### 3.3 Vergleich zwischen Auftrieb- und Beschleunigungseffekt

Die zwei Effekte Beschleunigung und Auftrieb mit den zwei Abschätzungen Gl. (3.21) und Gl. (3.22) haben folgende physikalische Bedeutung.

Der gravierendste Unterschied liegt in der Wirkrichtung der beiden Effekte. Durch die Aufheizung des Fluids wird dessen Dichte im Kern der Strömung reduziert (vgl. Anhang A). Infolge der Reduktion der Dichte expandiert das Fluid und die Strömung wird in Strömungsrichtung beschleunigt unabhängig ob es sich um eine Auf- bzw. Abwärtsströmung handelt.

Die Auswirkungen des Auftriebs durch radiale Dichtedifferenzen sind von der Strömungsrichtung abhängig. Zur Visualisierung ist qualitative das Geschwindigkeitsprofil einer Aufwärts- und einer Abwärtsströmung in einem vertikalen Rohr in Abb. 3-1 dargestellt.

In einer Auf- bzw. Abwärtsströmung mit erzwungener Konvektion bildet sich ein parabel-förmiges Geschwindigkeitsprofil aus, mit der höchsten Geschwindigkeit im Kern der Strömung. Im Gegensatz dazu bildet eine Strömung mit freier Konvektion ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil in dem die Geschwindigkeitsvektoren vertikal aufwärtsgerichtet sind.

Kommt es in einer erzwungenen Aufwärtsströmung durch Auftriebseffekte zu einer Wechselwirkung der erzwungen mit der freien Konvektion so sind alle Geschwindigkeitsvektoren in die gleiche Richtung orientiert. Die Geschwindigkeit der wandnahen Schicht wird dadurch im Vergleich zu einer rein erzwungenen Strömungen erhöht. Durch diese Veränderung des Geschwindigkeitsprofils ist die Differenzgeschwindigkeit zwischen wandnaher Schicht und Kern geringer, wodurch der radiale Energieaustausch behindert werden kann. Im Gegensatz dazu wird in einer erzwungenen Abwärtsströmung durch Auftriebseffekte diese Differenzgeschwindigkeit erhöht, da die Geschwindigkeitsvektoren in die entgegengesetzte Richtung weisen, wodurch der Wärmeübergang zwischen wandnaher Schicht und Kern verbessert werden kann.

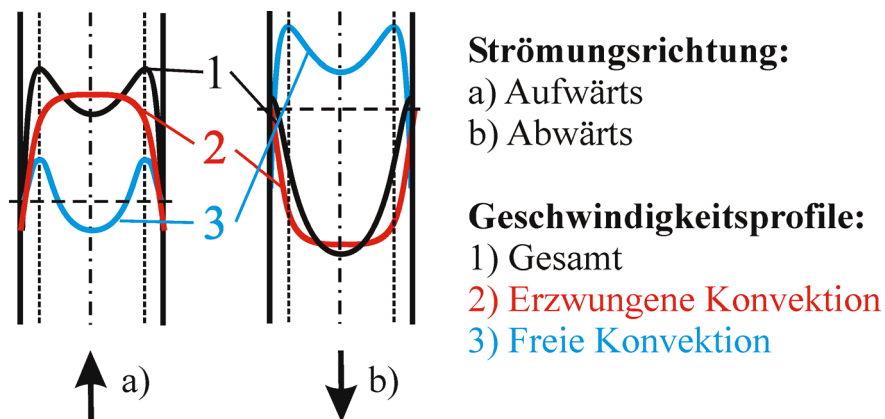


Abb. 3-1: Qualitative Geschwindigkeitsprofile, dargestellt ist die Veränderung des Profils durch Auftriebseffekte einer Auf- bzw. Abwärtsströmung



Mit Anstieg des hydraulischen Durchmessers verstärkt sich der Einfluss des Auftriebseffektes, da die Grashofzahl im Zähler durch den größeren Exponenten  $d^3$  stärker ansteigt als die Reynoldszahl im Nenner mit  $d^2$ . Bei einer erzwungen Strömung entsteht durch eine Überlagerung von freier und erzwungener Konvektion eine Mischkonvektion. Durch zunehmenden Auftrieb nimmt der damit verbundene Anteil an freier Konvektion zu. In einem größeren Rohr, bei sonst gleichen Randbedingungen, ist der Auftriebseffekt stärker als in einem kleinen und kann so zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führen.

Der Beschleunigungseffekt beruht auf einer Expansion des Fluids, derweil der Auftriebseffekt durch radiale Änderungen entsteht. Große Dichteänderungen zwischen Wand und Bulk, wie sie im Fall  $T_b < T_{pc} < T_w$  auftreten, können daher starke Auftriebseffekte erzeugen die eine Verschlechterung des Wärmeübergangs bewirken.

### Beispielhafte Anwendung der Abschätzungen

In diesem Abschnitt wird beispielhaft eine Betrachtung möglicher Effekte einer Verschlechterung des Wärmeübergangs mit Hilfe der Abschätzungen (3.21) und (3.22) durchgeführt. Hierfür wird ein experimenteller Punkt von Shitsman [25] aus Abb. 3-2 mit einer Wandtemperatur von  $392^\circ\text{C}$  ( $x/d \approx 25$ ) und einer dazugehörigen Bulkenthalpie von  $590\text{kJ/kg}$  verwendet. Weitere notwendige Randbedingungen sind in Tab. 3-1 zusammengefasst.

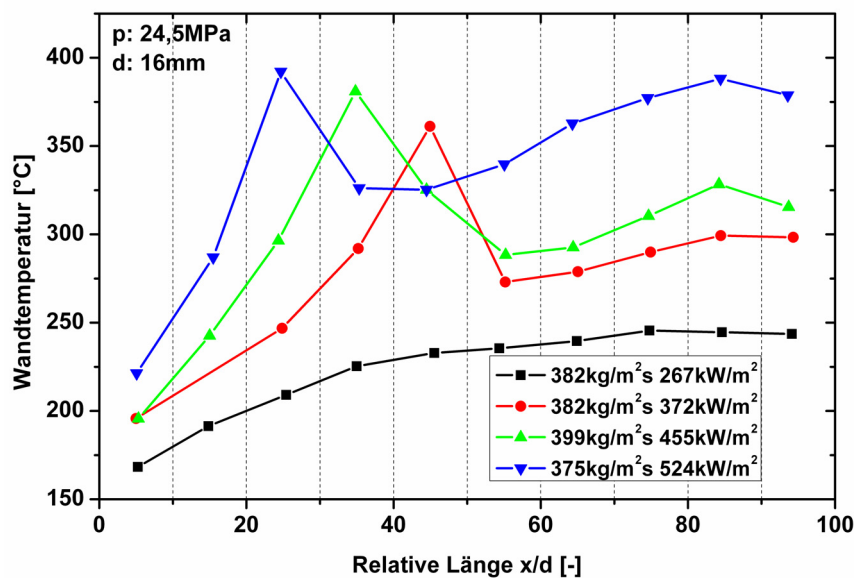


Abb. 3-2: Wandtemperatur als Funktion der relativen Lauflänge [25] einer Aufwärtsströmung, ab einer kritischen Wärmestromdichte entsteht eine Temperaturspitze, die durch Wärmestromdichte Steigerungen zum Rohreintritt verschoben wird.

Tab. 3-1: Randbedingungen eines ausgewählten Punktes für eine Abschätzung

$G=375\text{kg}/(\text{m}^2\text{s}), d=16\text{mm}, q=524\text{kW}/\text{m}^2, p=24,5\text{MPa},$ Bulk: $\rho_b=941\text{kg}/\text{m}^3, c_{pb}=4,21\text{kJ}/(\text{kgK}), \beta_b=0,001/^\circ\text{C}, \nu_b=0,221 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}, h_b=590\text{kJ}/\text{kg}$ Wand: $\rho_w=183\text{kg}/\text{m}^3, h_w=2493\text{kJ}/\text{kg}$
---

Für die Abschätzung des Auftriebseffekt (3.21) ergibt sich somit:

$$Gr_m = \left( \frac{(941 - 183) \cdot 9,81 \cdot (0,016)^3}{941 \cdot (0,221 \cdot 10^{-6})^2} \right) \approx 6,62 \cdot 10^8 \quad (3.23)$$

$$Re_b = \frac{375 \cdot 0,016}{(0,221 \cdot 10^{-6}) \cdot 941} \approx 2,88 \cdot 10^4 \quad (3.24)$$

$$\frac{Gr_m}{Re_b^2} \approx 0,8 \quad (3.25)$$

und für die Abschätzung des Beschleunigungseffektes (3.22):

$$\frac{\beta_b \Delta h}{c_{pb}} = \frac{0,001 \cdot (2493 - 590)}{4,21} \approx 0,4 \quad (3.26)$$

Der Auftriebseffekt in Gl. (3.25) ist größer und deutlich näher einer Eins als der Beschleunigungseffekt in Gl. (3.26). Somit können Auftriebseffekte mit Sicherheit nicht vernachlässigt werden. Im Vergleich dazu ist der Einfluss des Beschleunigungseffektes geringer.

Diese Betrachtung zeigt, dass der Auftriebseffekt deutlich stärker ist als der Beschleunigungseffekt. Die Auftriebseffekte dominieren den Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil und sind somit in dieser vertikalen Aufwärtsströmung von entscheidender Bedeutung. Eine abschließende Beurteilung, dass keine Beschleunigungseffekte vorhanden sind kann jedoch nicht erfolgen.

### 3.4 Empirische Methode für variable Stoffeigenschaften

Die Beziehung in Gleichung (3.10), die nur konstante Stoffeigenschaften berücksichtigt, kann durch eine empirische Methode auf variable Stoffeigenschaften erweitert werden.

Hierbei wird das Ergebnis für konstante Eigenschaften mit geeigneten Potenzen der Verhältnisse bestimmter Stoffeigenschaften multipliziert (Gersten und Herwig [94]). Ein Stoffeigenschaftsverhältnis setzt sich aus Stoffwerten bei verschiedenen charakteristischen Temperaturen zusammen.

Eine Nusselt-Zahl mit variablen Stoffeigenschaften setzt sich entsprechend, aus der Nusselt-Zahl für konstante Stoffeigenschaften  $Nu_0$  und den Verhältnissen der betrachteten Stoffeigenschaften zusammen. Werden alle Stoffeigenschaften als variable betrachtet, ergibt sich:

$$Nu = Nu_0 \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{m_\rho} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^{m_\lambda} \left( \frac{c_{p1}}{c_{p2}} \right)^{m_{c_p}} \left( \frac{\eta_1}{\eta_2} \right)^{m_\eta} \quad (3.27)$$

Bei Durchströmungen werden in den meisten Fällen die Stoffeigenschaften bei Wand- und Bulktemperatur als charakteristische Temperaturen für die Bildung des Verhältnisses verwendet. Die Exponenten  $m_\rho$ ,  $m_\lambda$ ,  $m_{c_p}$ ,  $m_\eta$  in Gl. (3.27) müssen empirisch angepasst werden.

Auf diese Weise lassen sich nur Abhängigkeiten der Temperatur berücksichtigen. Gersten und Herwig [94] konnten durch asymptotische Methoden zeigen, dass durch Verhältnisse von Stoffeigenschaften die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte auf lineare Effekte beschränkt ist. Nichtlineare Effekte der Stoffeigenschaften können nicht erfasst werden.

Im Vergleich dazu bietet die Dimensionsanalyse mit taylorentwickelten Stoffeigenschaften die Möglichkeit, Stoffeigenschaftsgradienten so wohl druckabhängig als auch temperaturabhängig berücksichtigen zu können. Des Weiteren können auch nicht lineare Gradienten durch Taylorreihen höherer Ordnung betrachtet werden, wodurch die Anzahl nötiger Kennzahlen entsprechend steigt (vgl. Kap. 2.2.2).

Die Stoffeigenschaften von Wasser nahe der pseudo-kritischen Tempertur sind stark nicht linear. Mit der oben genannten empirischen Methode lassen sich infolgedessen die Gradienten nicht ausreichend beschreiben, wenn sich die pseudo-kritische Temperatur zwischen der Wandtemperatur und der Bulktemperatur befindet.



## 4 Verschlechterung des Wärmeübergangs

In diesem Kapitel wird die Thematik des verschlechterten Wärmeübergangs zusammengefasst. Zuerst wird dargelegt *wie* sich eine Verschlechterung äußert und *was* als eine Verschlechterung des Wärmeübergangs betrachtet werden kann. Detailliert wird der Mechanismus diskutiert und konstruktive Maßnahmen zur Vermeidung der Verschlechterung vorgestellt. Abschließend werden verschiedene Methoden zur Vorhersage des Beginns eines verschlechterten Wärmeübergangs dargelegt.

### 4.1 Terminologie

#### Normale Wärmeübertragung

Bevor ein Wärmeübergang als verschlechtert betrachtet werden kann, ist es notwendig, zuerst den *normalen Wärmeübergang* (eng. *Normal Heat Transfer; NHT*) zu charakterisieren. Der normale Wärmeübergang wird durch verschiedene Aspekte beschrieben. Im Fall von *NHT* bei konstanter Wärmestromdichte ändert sich die Wandtemperatur monoton mit der Rohrlänge. Die Wandtemperatur ist außerhalb der thermischen Einlaufzone nur von der lokalen Bulkenthalpie abhängig. Der Einfluss des Schwerfeldes auf die Wärmeübertragung ist zu vernachlässigen. In vertikalen Auf- und Abwärtsströmungen sowie in horizontalen Strömungen ergeben sich nahezu keine Unterschiede in der Wandtemperatur. Speziell in horizontalen Strömungen ist die Wandtemperatur bei normaler Wärmeübertragung über den gesamten Umfang nahezu homogen. Nach Kurganov und Zeigarnik [108] ist das Geschwindigkeitsprofil in diesem *NHT* Regime nahe dem universellen Geschwindigkeitsprofil einer turbulenten Strömung [103].

Die Begriffsbestimmung im Fall von normaler Wärmeübertragung ist wesentlich präziser als im Fall des verschlechterten Wärmeübergangs. Es wird darum einen Ansatz gewählt, der ausgehend von den verschiedenen Begriffen und Beobachtungen das Phänomen des verschlechterten Wärmeübergangs beschreibt und die Mechanismen darlegt.

#### Verschlechterter Wärmeübergang

In vielen experimentellen Untersuchungen wurden Temperaturspitzen beobachtet, die durch eine Verschlechterung des Wärmeübergangs verursacht wurden. Einer der ersten, der dieses Phänomen beobachtete war Shitsman [24] 1963. In Abb. 4-1 sind dessen experimentelle Daten dargestellt. Bei niedrigen Massenstromdichten  $G=430\text{kg/m}^2\text{s}$  und einer Wärmestromdichte bis  $q\sim 281\text{kW/m}^2$  steigt die Wandtemperatur mit zunehmender Bulkenthalpie an.

Bei einer weiteren Steigerung der Wärmestromdichte auf  $q\sim 300\text{kW/m}^2$  weicht der Wandtemperaturverlauf deutlich vom Verlauf bei geringeren Wärmestromdichten ab. Die Wand-

temperatur ist sprunghaft von ca.  $T_w=400^\circ\text{C}$  auf  $T_w=510^\circ\text{C}$  gestiegen. Dieses plötzliche Auftreten einer Temperaturspitze wurde von Shitsman [24] als „*impairment of heat transfer*“ (deu. die Minderung, die Verschlechterung) bezeichnet. Eine Bezeichnung, die die Temperaturspitze durch eine *Verschlechterung der Wärmeübertragung* beschreibt ohne jedoch auf einen Mechanismus einzugehen.

Durch Analogien zu unterkritischen Phänomenen wurde Shitsman veranlasst, es mit dem Filmsieden zu vergleichen. Beim Filmsieden bildet sich an der Wand ein Dampffilm, der die Flüssigkeit von der beheizten Wand trennt. Der hohe Wärmewiderstand des Dampffilms führt, bei von außen aufgeprägter Wärmestromdichte zu einem Anstieg der Wandtemperatur (Stephan [109]). Anstelle eines Dampffilms befindet sich im Fall von überkritischen Wassers an der Wand eine Schicht mit deutlich niedrigerer Dichte als im Kern der Strömung.

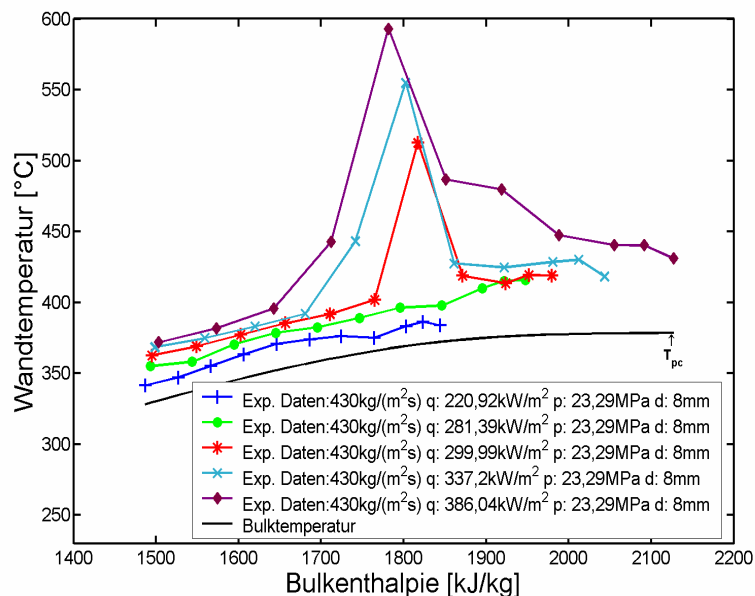


Abb. 4-1: Verschlechterter Wärmeübergang [24], nach Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte wird der Wärmeübergang verschlechtert, es kommt dadurch zum Ausbilden von Temperaturspitzen

Verschlechterungen des Wärmeübergangs infolge gesteigerter Wärmestromdichten wurden des Weiteren von Swenson et al. [26] in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes beobachtet. In Abb. 4-2 sind experimentelle Daten von Swenson et al. [26] dargestellt. Durch die Erhöhung der Wärmestromdichte von  $q=787,5\text{kW/m}^2$  auf  $q=1732,5\text{kW/m}^2$ , ergibt sich eine Reduktion des Wärmeübertragungskoeffizienten um den Faktor zwei, wie im unteren Abschnitt der Abb. 4-2 zu sehen ist. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Shitsman [24] ist in diesem Fall zwar eine Verschlechterung vorhanden, jedoch wurden keine Temperatursprünge gemessen. Stattdessen weist die Wandtemperatur für  $q=1732,5\text{kW/m}^2$  im oberen Abschnitt der Abb. 4-2 einen nahezu monotonen Verlauf auf, der am pseudo-kritischen Punkt keine Abflachung zeigt.

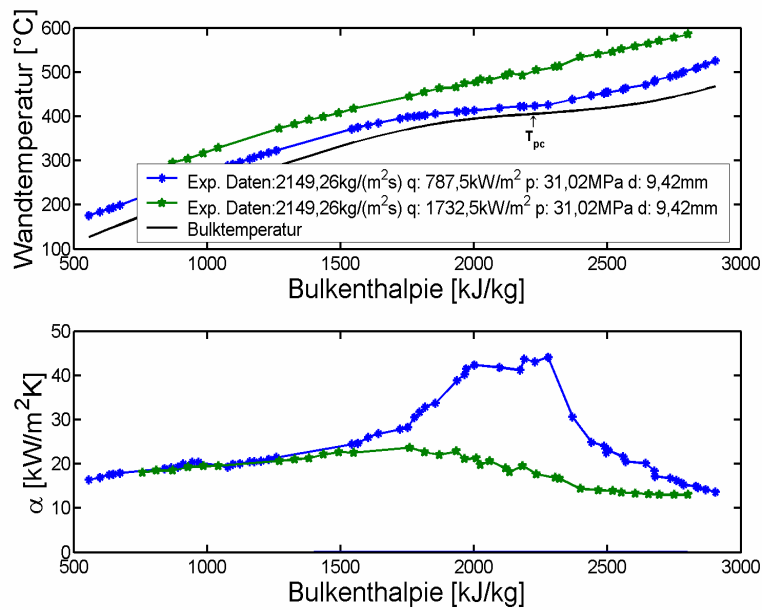


Abb. 4-2: Verschlechterter Wärmeübergang nach Swenson et al. [26], durch Steigerung der Wärmestromdichte sinkt der Wärmeübertragungskoeffizient; keine Wandtemperaturspitze die charakteristische für einen verschlechterten Wärmeübergang entsteht

Vikhrev et al. [29] beobachteten in ihren Versuchen ähnliche Temperaturspitzen wie Shitsman [24]. In Abb. 4-3 sind experimentelle Daten von Vikhrev et al. [29] dargestellt. Durch die Steigerung der Wärmestromdichte auf  $q=570\text{ kW/m}^2$  kommt es zum Auftreten von zwei Temperaturspitzen. Die erste Temperaturspitze befindet sich am Rohreintritt während die zweite bildet sich am Rohraustritt aus.

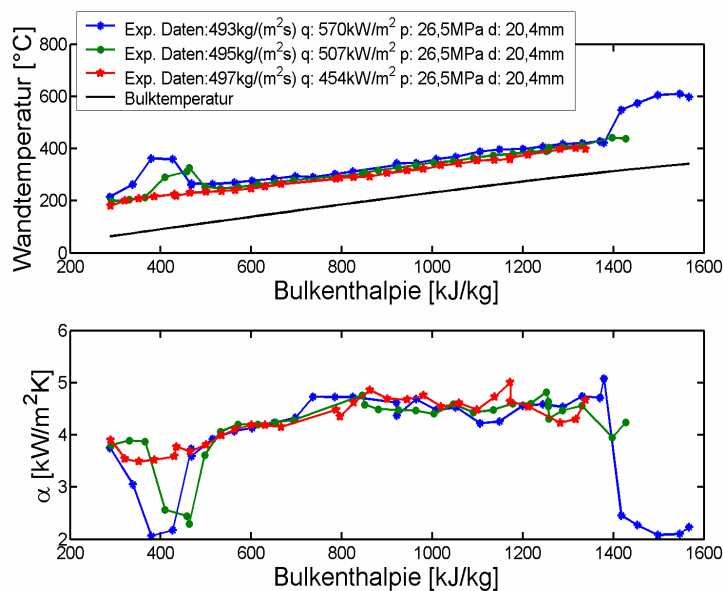


Abb. 4-3: Verschlechterter Wärmeübergang [29], nach Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte bildet sich am Rohreintritt eine Temperaturspitze aus, durch weiteres Steigern wurde eine zweite Temperaturspitze am Rohraustritt beobachtet

Im Gegensatz zur zweiten Temperaturspitze tritt die erste bereits bei geringeren Wärmestromdichten von  $q=507\text{kW/m}^2$  auf. Ursache der zweiten Spitze ist eine weitere Steigerung der Wärmestromdichte auf  $q=570\text{kW/m}^2$ .

Die Annahme, dass dies mit der thermischen Ausbildung der Strömung zusammenhängt, wurde durch Variation der Eintrittstemperatur bestätigt. In Abb. 4-4 ist der Ort der ersten Temperaturspitze im Eintrittsbereich als Funktion der Eintrittsenthalpie veranschaulicht. Durch die Variation der Eintrittstemperatur, ist ein linearer Zusammenhang zwischen der Bulkenthalpie der ersten Temperaturspitze  $\Delta T_{max}$  und der Eintrittsenthalpie festzustellen. Mit höheren Eintrittsenthalpien verschiebt sich die Temperaturspitze zu höheren Bulkenthalpien.

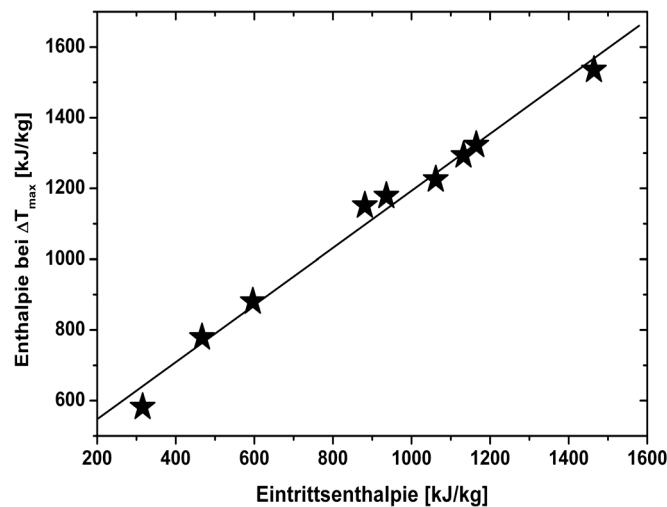


Abb. 4-4: Position der Temperaturspitze als Abhängigkeit der Eintrittsenthalpie [29], durch höhere Eintrittsenthalpien verschiebt sich die Position der Temperaturspitze, durch einen verschlechterten Wärmeübergang, zu höheren Bulkenthalpien

Das Auftreten einer Temperaturspitze wurde von Vikhrev et al. [29] mit „*deterioration of heat transfer*“ (deu. der Rückgang, die Verschlechterung) bezeichnet. Es handelt sich dabei um eine Beobachtung, nicht um einen Mechanismus der die Ursache der Verschlechterung beschreibt.

Für das Auftreten von Temperaturspitzen sind von verschiedenen Autoren diverse Begriffe eingeführt worden, die allesamt den gleichen Sachverhalt charakterisieren. Shitsman [24] später auch Jackson [110] und Jackson et al. [111] verwendeten für die Verschlechterung des Wärmeübergangs den Begriff „*impairment*“ währenddessen Petukhov [112] von „*degraded heat transfer*“ (deu. entarten, herabsetzen) spricht. Ackerman [33] prägte stattdessen aufgrund des Auftretens von Pfeiftönen den Begriff des „*pseudo-filmboiling*“.

Neuerdings wird die Verschlechterung des Wärmeübergangs nahezu einheitlich als „*deterioration of heat transfer*“ (DHT) bezeichnet (McEligot und Jackson [113], Kirillov und Grabzhnaya [114], Seo et al. [115]).



Zusammenfassend lässt sich der verschlechterte Wärmeübergang (*DHT*), so wie er in der vorliegenden Arbeit betrachtet wird, durch verschiedene Aspekte charakterisieren. Nach einem Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte steigt die Wandtemperatur dramatisch und weist Temperaturspitzen auf [116]. Diese Temperaturspitzen können beispielsweise 100°C höhere Wandtemperaturen aufweisen als es zu erwarten wäre. Sie stellen somit unerwünschte Randbedingungen dar [117]. Die Temperaturspitzen sind von der Eintrittstemperatur (vgl. Abb. 4-4) und von der Strömungsvorgeschichte abhängig [39,118].

In Abb. 4-5 ist qualitative der Zusammenhang zwischen Massenstromdichte und Durchmesser zur kritischen Wärmestromdichte zusammen gefasst. In der Abbildung sind für zwei unterschiedliche Durchmesser die jeweiligen Grenzkurven zur Bestimmung der kritischen Wärmestromdichte dargestellt. Innerhalb der Untersuchungen zeigte sich, dass durch eine Steigerung der Massenstromdichte eine höhere kritische Wärmestromdichte benötigt wurde, um eine Verschlechterung des Wärmeübergangs und damit Temperaturspitze zu erreichen. Eine Variation des Durchmessers führte bei großen Durchmessern bei tieferen und bei kleinen Durchmessern bei höheren Wärmestromdichten zu einer Verschlechterung, wie dies in Abb. 4-5 dargestellt ist. Durch erhöhen des Drucks wurde die kritische Wärmestromdichte erhöht, die Grenzkurven verschieb sich nach rechts.

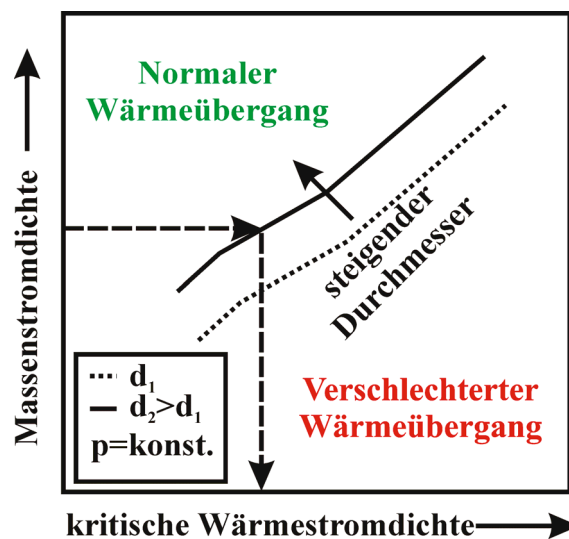


Abb. 4-5: Qualitative Grenzkurven zur Bestimmung der kritischen Wärmestromdichte, eine höhere Massenstromdichte benötigt höhere kritische Wärmestromdichten und größere Durchmesser kleinere kritische Wärmestromdichten zum Ausbilden von Temperaturspitzen durch einen verschlechterten Wärmeübergang

Koshizuka et al. [60] definieren den verschlechterten Wärmeübergang über ein Verhältnis von Wärmeübertragungskoeffizienten (4.1).

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} < 0,3 \quad (4.1)$$

In Gl. (4.1) steht  $\alpha$  für den Wärmeübertragungskoeffizient des zu untersuchenden Punktes und  $\alpha_0$  für den entsprechenden Koeffizienten der Dittus-Boelter Korrelation (vgl. Kap. 1.2.2). Das Verhältnis vergleicht eine Strömung mit variablen Stoffeigenschaften mit einer erzwungenen Strömung mit nahezu konstanten Stoffeigenschaften in der Grenzschicht.

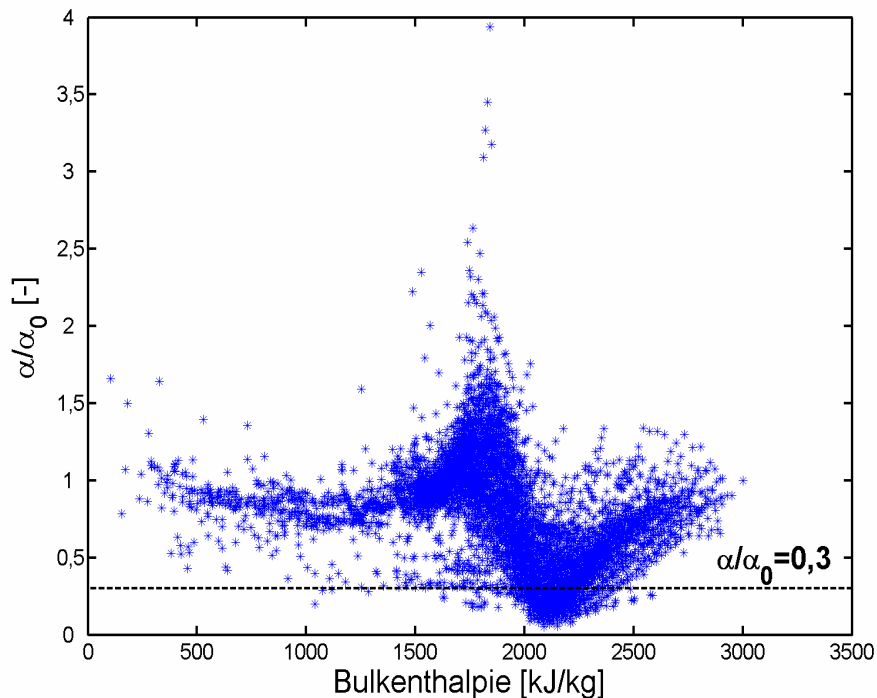


Abb. 4-6: Verhältnis  $\alpha/\alpha_0$  der experimentellen Daten aus Kap. 1.2.1 erster Teil, zur Darstellung der Definition von verschlechtertem Wärmeübergang nach Koshizuka et al. [60]

In Abb. 4-6 ist das Verhältnis  $\alpha/\alpha_0$  aller experimenteller Daten aus Kap. 1.2.1 dargestellt. Das Verhältnis  $\alpha/\alpha_0$  ist bei niedrigen Bulkenthalpien annähernd Eins. Zwischen  $h_b=1500-1700\text{kJ/kg}$  steigt das Verhältnis an und sinkt anschließend ab. Im Bereich  $h_b=2000-2300\text{kJ/kg}$  nahe der pseudo-kritischen Linie sinkt das Verhältnis weiter ab und das Kriterium wird erfüllt. Das Verhältnis steigt bei höheren Bulkenthalpien wieder an.

Dieses S-förmige Verhalten kann durch die Stoffeigenschaften an der Wand und im Bulk erklärt werden. Der Verlauf lässt sich in drei Bereiche unterteilen. Im ersten Bereich  $T_b < T_w < T_{pc}$  werden die Stoffeigenschaften der Wand durch die höhere Temperatur früher als die Bulk-eigenschaften temperaturabhängiger,  $\alpha$  nimmt somit früher als  $\alpha_0$  zu und das Verhältnis steigt an. Ist die Wandtemperatur höher als die pseudo-kritische Temperatur fallen die Stoffeigenschaften an der Wand ( $\alpha$  sinkt), während die Eigenschaften des bulkbestimmten Wärmeübergangs  $T_b < T_{pc}$  mit zunehmender Enthalpie noch ansteigen ( $\alpha_0$  steigt). In diesem zweiten Bereich sinkt das Verhältnis  $\alpha/\alpha_0$  infolgedessen ab. Mit  $T_b \geq T_{pc}$  beginnt der dritte Bereich und die

Bulkeigenschaften sind zunehmend geringer temperaturabhängig, sodass es zu einem Anstieg des Verhältnisses kommt.

Für einige Datenpunkte ist in Abb. 4-7 sowohl der Wandtemperaturverlauf sowie der Verlauf des Verhältnisses  $\alpha/\alpha_0$  als Funktion der Bulkenthalpie dargestellt.

Nach Koshizuka et al. [60] wird ein Wärmeübergang als verschlechtert betrachtet (Abb. 4-7 unten  $\alpha/\alpha_0 < 0,3$ ), auch wenn es zu keinen ausgeprägten Temperaturspitzen kommt wie dies in der Abb. 4-7 oben ersichtlich ist.

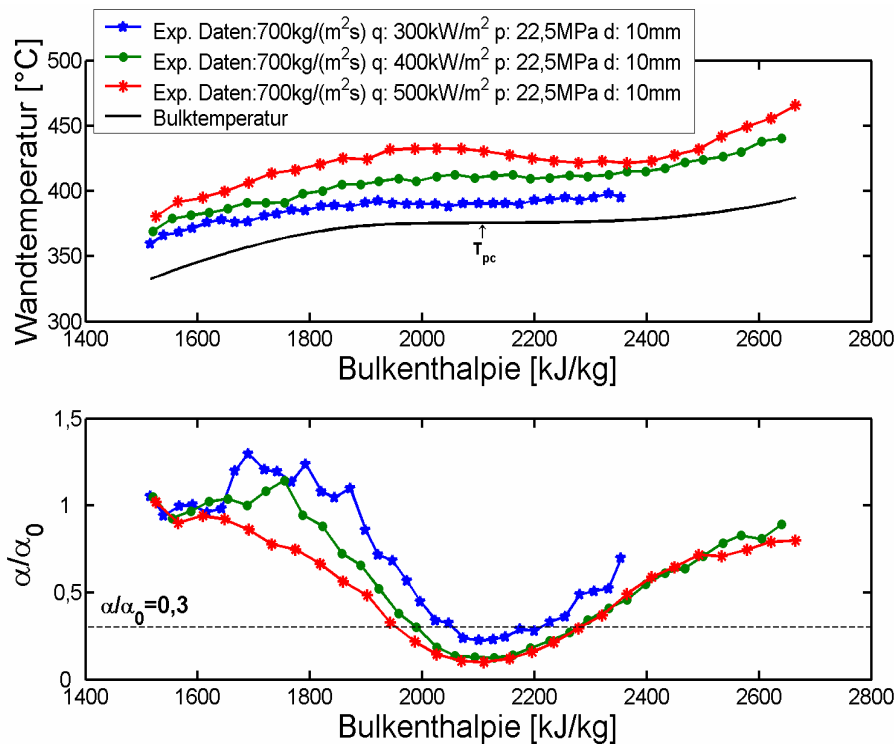


Abb. 4-7: Darstellung experimenteller Daten [31] die nach Definition von Koshizuka et al. [60] einen verschlechterten Wärmeübergang besitzen, dafür charakteristische Temperaturspitzen fehlen.

Diese Definition des verschlechterten Wärmeübergangs unterscheidet sich grundsätzlich von der in dieser Arbeit verwendeten Definition eines verschlechterten Wärmeübergangs (*DHT*) über Temperaturspitzen.

Im Zusammenhang mit der Verschlechterung des Wärmeübergangs konnten McEligot und Bankston [119] für beheizte Gasströmungen nachweisen, dass eine Relaminarisierung d.h. eine Dämpfung der Turbulenz durch eine Beschleunigung der Strömung, dafür verantwortlich ist. Durch die reduzierte Turbulenz wird die Wärme nicht mehr in gleichem Maße abgeführt und die Wand überhitzt. Hall und Jackson [120] zeigten, dass Strömungen mit Auftrieb ebenfalls zu einer Laminarisierung führen können. Auftrieb- und Beschleunigungseffekte sind insofern einander ähnlich, dass sie beide die Turbulenz reduzieren (Tanaka et al. [121]). Beide

Effekte können durch die reduzierte Turbulenz zu einem M-förmigen Geschwindigkeitsprofil führen.

Die Auswirkungen der genannten Effekte auf das Geschwindigkeit- und Schubspannungsprofil sowie auf die daraus entstehenden Temperaturspitzen werden in Kapitel 4.3 beschrieben.

### **4.2 Thermo-akustische Oszillationen bei verschlechtertem Wärmeübergang**

Weitere Besonderheit in überkritischem Wasser ist das Auftreten von thermisch induzierten akustischen Oszillationen. Von hörbaren Pfeiftönen wurde schon in frühen Experimenten mit überkritischem Wasser berichtet, wenn die Wärmestromdichte einen kritischen Wert erreichte ([19], [24] [27], [33]). Gleichzeitig mit dem Auftreten dieser Pfeiftöne wurde der Wärmeübergang negativ beeinflusst. Von einem Frequenzbereich der Oszillationen von 1-20kHz zusammen mit Druckamplituden von bis zu 4MPa wurde berichtet [58]. Die lokale Verschlechterung des Wärmeübergangs begleitet von akustischen Effekten trat ebenfalls bei Untersuchungen von Petukhov et al. [122] mit überkritischem Kohlendioxid auf.

Detaillierte Untersuchungen von Stewart et al. [123] widmeten sich speziell diesem Thema. Sie konnten das Auftreten der Töne nachweisen, wenn die Wandtemperatur über einen weiten Bereich oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur und die Kernströmung unterhalb davon lag. Gleichzeitig kommt es zur Ausbildung einer stehenden Druckwelle im Versuchsabschnitt. Durch Veränderung der Wärmestromdichte konnte die Frequenz des Tons beeinflusst werden. Dies konnte auch bei den Experimenten von Petukhov et al. [122] mit  $CO_2$  und Malkina et al. [124] mit Wasser beobachtet wurde. Berechnungen zeigten, dass in der Nähe des Maximums der Druckoszillationen ein minimaler Wärmeübergang vorhanden ist. Numerischen Analysen von Koshizuka et al. [60] legen nahe, dass die thermo-akustischen Oszillationen durch eine instabile Grenzschicht ausgelöst werden. In ihren Rechnungen wurden ist bereits bei niedrigeren Wärmestromdichten registriert als aus Versuchen bekannt.

### 4.3 Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofil bei verschlechtertem Wärmeübergang

Durch den kritischen Punkt mit  $T_c=31^\circ\text{C}$  und  $p_c=7,4\text{MPa}$  ist Kohlendioxid in experimentellen Untersuchungen einfacher zu handhaben als Wasser mit seinem hohen kritischen Punkt (vgl. Anhang A). In Ermangelung von entsprechenden Analysen in der Literatur mit Wasser wird hier auf  $\text{CO}_2$  ausgewichen. Qualitativ lassen sich so die Phänomene studieren und tragen zu einem besseren Verständnis der Strömungen mit verschlechtertem Wärmeübergang bei.

Untersuchungen zum Geschwindigkeitsprofil in beheizten Strömungen von Kohlendioxid bei normalem und verschlechtertem Wärmeübergang wurden von Kurganov und Kaptilny [125] durchgeführt. Zur Messung wurde eine Pitot-Sonde<sup>f</sup> bei verschiedenen relativen Längen in der beheizten Strömung radial traversiert [126] und damit die lokale Geschwindigkeit und die lokale Temperatur gemessen.

In Abb. 4-8 ist der Verlauf der Wandtemperatur über die relative Länge im Fall eines verschlechterten Wärmeübergangs einer Rohrströmung dargestellt. Die dazugehörigen Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofile der Strömung über den Rohrquerschnitt für verschiedene axiale Positionen im Rohr sind in Abb. 4-9 veranschaulicht.

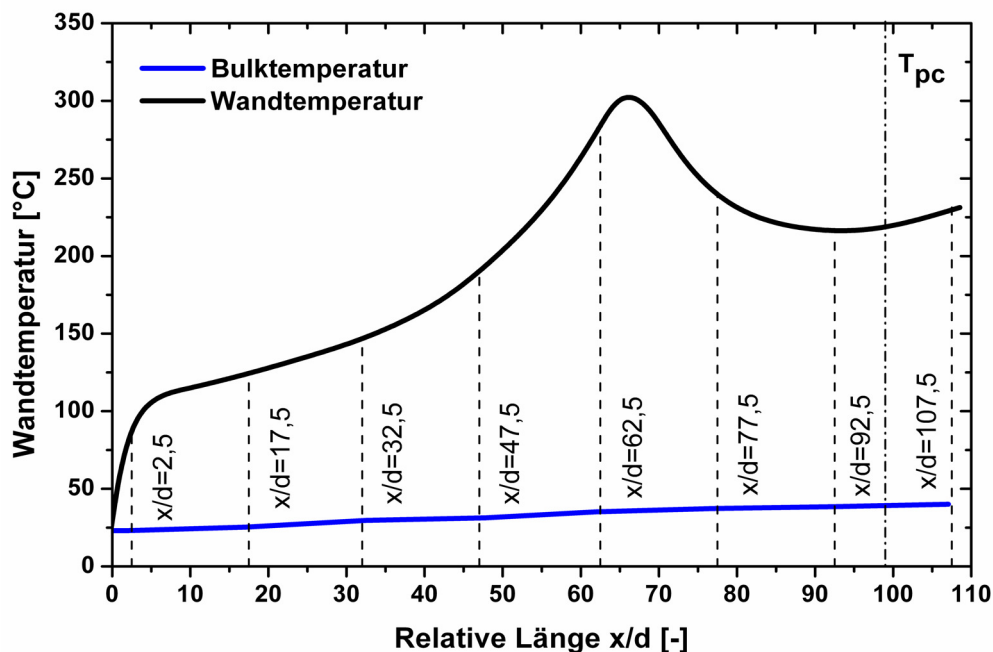


Abb. 4-8: Wandtemperaturprofil einer Aufwärtsströmung von  $\text{CO}_2$ ,  $G=2100\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $q/G=0,21\text{kJ/kg}$ ,  $d=22,7\text{mm}$ ,  $p=9\text{MPa}$ , Kurganov und Zeigarnik [108]

<sup>f</sup> Sonde zur Bestimmung von Geschwindigkeiten, durch Messung des Staudrucks

Die Wandtemperatur in Abb. 4-8 steigt mit zunehmender relativer Länge an. Vor dem pseudo-kritischen Punkt ( $x/d \approx 100$ ) weist die Wandtemperatur ein Maximum auf ( $x/d \approx 70$ ) und fällt anschließend wieder ab.

Das dazugehörige Geschwindigkeitsprofil am Rohreintritt  $x/d=2,5$  (Abb. 4-9) hat zunächst ein parabel-förmiges Profil. Zwischen  $x/d=2,5-17,5$  verformt sich das Geschwindigkeitsprofil in Folge der Beschleunigung der wandnahen Schicht nur schwach. Diese Beschleunigung ist durch Auftriebskräfte oder der Expansion des Fluids verursacht. Die Veränderung des Schubspannungsprofils ist dementsprechend nur gering. Mit zunehmender Lauflänge, beginnend ab  $x/d=17,5$ , deformiert sich das Geschwindigkeitsprofil.

Durch eine weitere Beschleunigung nahe der Wand flacht das Geschwindigkeitsprofil zwischen  $x/d=32,5-47,5$  ab. Die Wandtemperatur in den entsprechenden Querschnitten ( $x/d=32,5-47,5$ ) steigt stark an. Mit diesem Abflachen des Geschwindigkeitsprofils nimmt die Schubspannung an der Wand zu und im restlichen Kern ab. Zusammen mit der Abflachung des Geschwindigkeitsprofils kommt es zu einem radialen Massenstrom von der Wand weg [126]. Durch diesen Massenstrom wird der radiale Energietransport vermindert in dem an der Wand eine vom Kern der Strömung nahezu entkoppelte Schicht entsteht. Zusammen mit der konstanten äußeren Wärmestromdichte führt dieser Massenstrom zu einer Veränderung der radialen Wärmestromdichte [125]. In der entkoppelten Schicht wird die Wärme infolgedessen gestaut und die Wandtemperatur steigt.

Das Geschwindigkeitsprofil deformiert sich stromab weiter und bildet zwischen  $x/d=47,5-62,5$  ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil. Die relative Schubspannung weist im Kern der Strömung ab  $x/d=62,5$  negative Werte auf, ebenso entstehen negative Geschwindigkeitsgradienten. Gleichzeitig mit der weiteren Verformung des Geschwindigkeitsprofils nimmt auch die Wandtemperatur weiter stark zu. Solange das Kräftegleichgewicht zwischen Beschleunigungskraft und Reibungskraft durch die Beschleunigungskraft dominiert ist steigt der Impulsfaktor  $S_b$  (Gl. (2.18)) [100] und das Geschwindigkeitsprofil wird weiter verformt. Der lokale Beschleunigungswiderstand bei verschlechtertem Wärmeübergang ist höher als er durch eine eindimensionale Betrachtung vorhergesagt würde [98]. Eine eindimensionale Betrachtung würde zu einer falschen Beurteilung des Kräftegleichgewichtes führen.

Durch die weitere Beschleunigung der wandnahen Schicht steigt die Geschwindigkeit hier weiter an. Zwischen  $x/d=62,5-92,5$  besitzt diese Schicht ein Geschwindigkeitsmaximum ( $x/d=77,5$ ).

Vor dem Geschwindigkeitsmaximum gibt es im Bulk der Strömung Bereiche in denen  $\tau \partial u / \partial r$  Werte nahe null annimmt und  $\partial u / \partial r$  groß ist. In diesen Bereichen kann dementsprechend von einer starken Reduzierung der Turbulenzproduktion ausgegangen werden [118]. Diese Bereiche bilden eine Sperrschicht, welche die Wärmeleitung reduziert. Es kommt dadurch zu einer Überhitzung der wandnahen Schicht mit entsprechend hohen Wandtemperaturen.

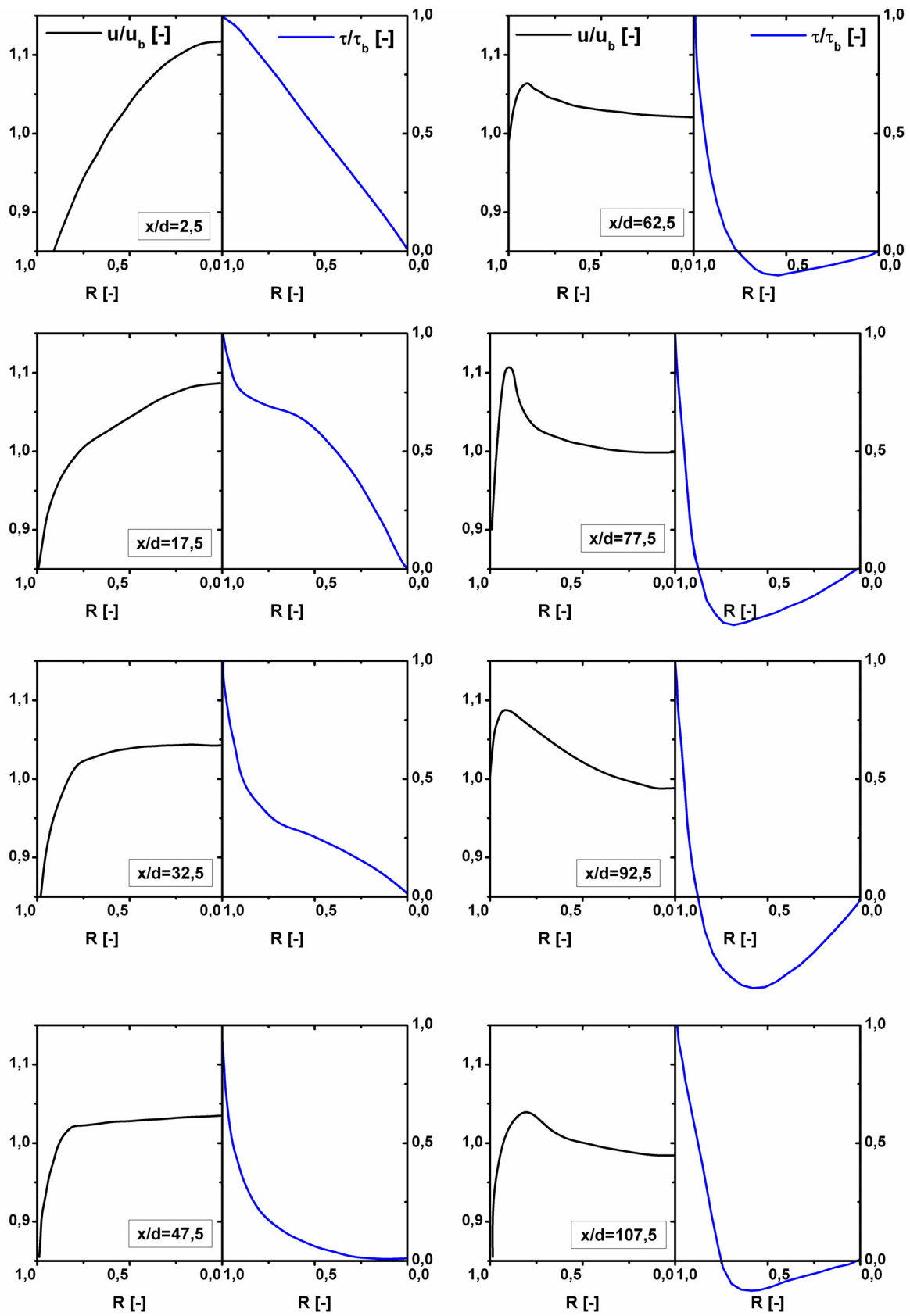


Abb. 4-9: Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofil einer  $CO_2$ -Strömung mit verschlechtertem Wärmeübergang [108]

Petukhov und Polyakov [97] bezeichnen den Einfluss der Auftriebskräfte auf die Turbulenz als strukturalen Effekt. Auftriebskräfte können nach Petukhov und Polyakov extra Turbulenz erzeugen, wenn die Dichteverteilung als instabil ( $g \partial \bar{\rho} / \partial x < 0$ ) betrachtet werden kann. Bei einer stabilen Dichteverteilung ( $g \partial \bar{\rho} / \partial x > 0$ ), wie in Abb. 4-8 bis  $T_w = \max$ , führt sie hingegen zu einer Reduzierung der Turbulenz. Eine starke Reduzierung der Turbulenz durch Auftriebskräfte konnte durch Bae et al. [70] mittels *DNS* bestätigt.

Diese starke Reduzierung der Turbulenz zeigt sich in Abb. 4-8 dadurch, dass nahezu an gleicher Stelle wie das Geschwindigkeitsmaximum die Wandtemperatur ebenfalls ein Maximum aufweist. Der Wert des Impulsfaktors (Gl. (2.18)) kann in diesem Bereich ansteigen, bis er nahezu Werte für eine laminare Strömung ( $S_b = 1,33$ ) annimmt. Dieses Verhalten ist typisch im Falle von  $T_b < T_{pc} < T_w$  [100].

Durch Näherung der Temperatur des Bulks an die pseudo-kritische Temperatur verringert sich die Beschleunigungskraft und dementsprechend der Impulsfaktor [100], die Strömung wird zunehmend stabiler.

Nach dem Geschwindigkeitsmaximum verliert das Geschwindigkeitsprofil etwas seine extrem ausgeprägte M-Form und führt so zu einem Massenstrom von Bulk an die Wand [126]. Dadurch kommt es wieder zu einer Zunahme der Turbulenz (*eng. returbulization*), durch den die Sperrschicht reduziert wird [118]. Nach der Temperaturspitze entsteht nach Petukhov und Polyakov [97] eine instabile Dichteverteilung wodurch es zu einer Zunahme der Turbulenz durch Auftriebseffekte kommt.

Die radiale Wärmestromdichte in der wandnahen Schicht wird dadurch erhöht und die aufgestaute Wärme kann an den Kern abfließen [125]. Die starke Änderung der radialen Wärmestromdichte nahe der Wand im Anschluss an eine Temperaturspitze wurde ebenfalls von Bae et al. [70] beobachtet.

Die Wandtemperatur in Abb. 4-8 sinkt dadurch wieder, trotz nach wie vor konstanter Wärmestromdichte, und die Strömung stabilisiert sich stromabwärts. Das Geschwindigkeitsprofil wird flacher bzw. behält das M-förmige Profil bei, jedoch ist auch weiterhin die Turbulenz gegenüber einer turbulenten vollentwickelten Strömung reduziert.

Von Swenson et al. [26] wurden zur Erstellung ihrer Korrelation nur experimentelle Daten nach der Einlaufstrecke von  $x/d > 97$  berücksichtigt. Es lässt sich vermuten, dass durch die vergleichsweise lange Einlaufstrecke, im Vergleich zu der in dieser Arbeit verwendeten Einlaufstrecke von  $x/d < 50$ , eine Verschlechterung des Wärmeübergangs, wie oben diskutiert, innerhalb der Einlaufstrecke vorhanden war, jedoch nicht als solche wahrgenommen wurden. Infolgedessen wäre die Turbulenz der Strömung auch nach der von Swenson et al. [26] betrachteten Einlaufstrecke im Vergleich zu einer vollentwickelten turbulenten Strömung reduziert. Durch die reduzierte Turbulenz wäre die experimentelle Wandtemperatur etwas höher als im nicht reduzierten Fall, da die Wärme der Wand nicht so gut an die Bulkströmung abge-



führt werden kann. Dies würde erklären, weshalb die Korrelation (B.4) von Swenson et al. [26] nach Analysen von Glushchenko et al. [35] zu hohe Temperaturen vorhersagt.

In Abb. 4-10 sind zwei Wandtemperaturverläufe als Funktion der Bulkenthalpie eingezeichnet. Die Randbedingungen der beiden Experimente unterscheiden sich nur durch verschiedene Eintrittsenthalpien  $h_{ein}$ . Die Wandtemperatur bei  $h_{ein}=1691\text{kJ/kg}$  (schwarze Linie) weist eine ausgeprägte Temperaturspitze am Rohreintritt auf. Bei  $h_{ein}=1967\text{kJ/kg}$  (blaue Linie) ist ebenfalls eine Temperaturspitze kurz vor dem pseudo-kritischen Punkt vorhanden, im Gegensatz dazu aber wesentlich geringer ausgeprägt.

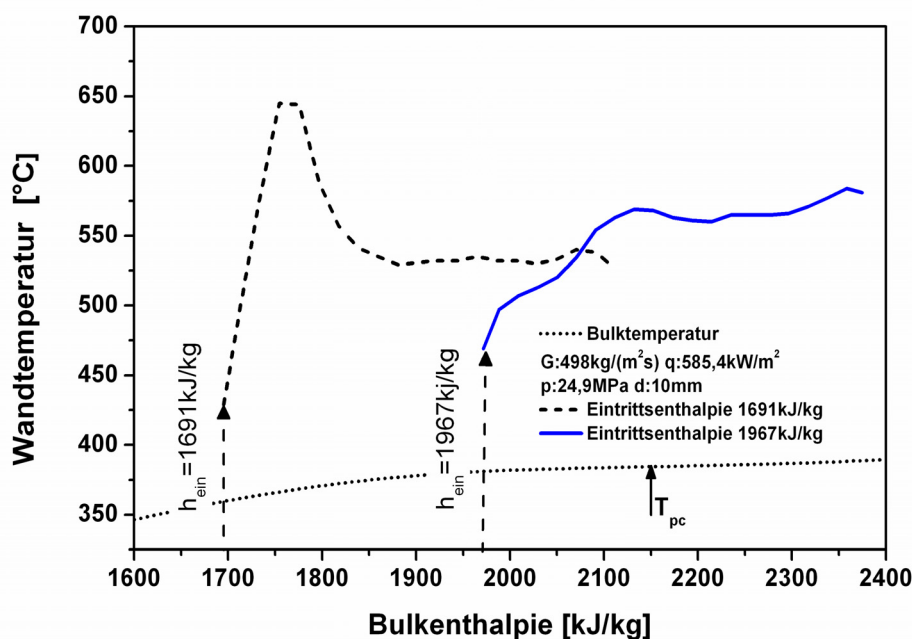


Abb. 4-10: Wandtemperaturverlauf für verschiedene Eintrittsenthalpien ( $q/G=1,2\text{kJ/kg}$ ) [42], die Intensität der Temperaturspitze bei  $T_b > T_{pc} > T_w$  ist bei tieferer Eintrittsenthalpie stärker ausgeprägt als höheren Eintrittsenthalpien

Die starken Differenzen im der Verlauf der Wandtemperaturen ergeben sich durch die verschiedenen Eintrittsenthalpien. Bereits am Rohreintritt entsteht durch die vergleichsweise hohe Wärmestromdichte  $q/G=1,2\text{kJ/kg}$  zwischen Wand und Bulk eine große Temperaturdifferenz. Bedingt durch die Temperaturdifferenz bei der  $T_b > T_{pc} > T_w$  entstehen im Querschnitt des Rohres starke Stoffeigenschaftsgradienten. Durch diese Gradienten kommt es zu einer starken Beschleunigung der Strömung ( $S_b \gg 1,02$ ) in den ersten Abschnitten. Das Geschwindigkeitsprofil verformt sich, um nach der Temperaturspitze ein M-förmiges Profil zu etablieren. Durch die höhere Eintrittsenthalpie  $h_{ein}=1967\text{kJ/kg}$  und damit einer kleineren Differenz zum pseudo-kritischen Punkt, sind die entstehenden Gradienten der Stoffeigenschaften zwischen Bulk und Wand geringer. Eine Beschleunigung der Strömung ist geringer ( $S_b > 1,02$ ) als bei

tieferer Eintrittsenthalpie und somit der gesamte Umbildungsprozess langsamer. Die Temperaturspitze ist deshalb geringer und etwas breiter.

Wie bereits in Abb. 4-4 gezeigt verschiebt sich die Temperaturspitze durch höhere Eintrittsenthalpien zu höheren Bulkenthalpien. Zusätzlich lässt sich mit Abb. 4-10 darstellen, dass Fall  $T_b > T_{pc} > T_w$  die Temperaturdifferenz zwischen Temperaturspitze und Bulk durch höhere Eintrittstemperaturen abnimmt.

Zusammenfassend lässt sich die Verschlechterung des Wärmeübergangs als einen indirekten Effekt bezeichnen. Eine Verformung des Geschwindigkeitsprofils wird durch eine reduzierte Turbulenz hervorgerufen. Wie mit der oben dargestellten Betrachtung gezeigt wurde, entwickelt sich der verschlechterte Wärmeübergang mit der Strömung im Rohr. Das lokale Verhalten ist dementsprechend von der Vorgeschichte abhängig, diese Strömung muss folglich als nicht ausgebildet betrachtet werden.

Um den Beginn des verschlechterten Wärmeübergangs vorhersagen zu können werden in Kapitel 4.5 verschiedene Kriterien vorgestellt.

### **4.4 Konstruktive Maßnahmen zur Vermeidung des verschlechterten Wärmeübergangs**

Konstruktive Maßnahmen zur Vermeidung des verschlechterten Wärmeübergangs wurden von Ackerman [33] vorgestellt. Durch Analogiebetrachtungen zum bekannten Effekt des Filmsiedens bei unterkritischen Drücken wurden Versuche mit glatten Rohren und innenberippten Rohren bei überkritischen Drücken durchgeführt. Im Vergleich zu Glattrohren besitzen innenberippte Rohre eine Art Innengewinde deren Kerben die Rippen darstellen. In Abb. 4-11 ist qualitativ ein innenberipptes Rohr dargestellt. Durch die Innenberippung wird die dichte Phase durch den entstehenden Drall auszentrifugiert und verdrängt so die leichte Phase von der Wand. Experimente bestätigten, dass durch das innenberippte Rohr die Verschlechterung des Wärmeübergangs erst bei deutlich höheren Wärmestromdichten auftritt als dies bei Glattrohren der Fall wäre. Lee und Haller [37] bekräftigten mit ihren Untersuchungen an innenberippten Rohren den von Ackermann [33] gefundenen Effekt. Es war ihnen möglich ohne Anzeichen von Temperaturspitzen, innenberippte Rohre mit 50-100% höheren Wärmestromdichten zu belasten. Eine Steigerung der zulässigen Wärmestromdichte durch ein verdrilltes Metallband in der Kernströmung konnte von Kamenetskii [127] nachgewiesen werden.

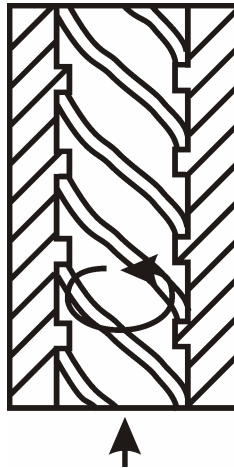


Abb. 4-11: Skizze eines vertikalen innenberippten Rohres, durch den entstehenden Drall wird die dichte Phase auszentrifugiert und verdrängt die leichte Phase von der Wand.

In neueren Untersuchungen von Griem [40] wurde gezeigt, dass ein gutes Rippenrohr gegenüber einem Glattrohr den Wärmeübergang um ca. 30-40% verbessert. Bei nahkritischen Drücken und Enthalpien nahe der pseudo-kritischen Enthalpie kann ein schlechtes Rippenrohr höhere Wandtemperaturen zeigen als ein Glattrohr. Griem [40] vermutet, dass es durch ein schwaches Zentrifugalfeld nur zu einem schwachen radialen Stoffaustausch kommt und somit die Grenzschicht, ausgehend von den Rippenfüßen, mit ungünstigen Stoffwerten anwachsen kann.

## 4.5 Vorhersage von verschlechtertem Wärmeübergang

Zur Vorhersage des Übergangs von normaler Wärmeübertragung (*NHT*) zu verschlechterter Wärmeübertragung (*DHT*) werden verschiedene Kriterien dargestellt.

### Vorhersage durch Beschleunigungseffekte

Zur Beurteilung, ab wann Beschleunigungseffekte die Wärmeübertragung beeinflussen, wurden verschiedene Beschleunigungskriterien eingeführt. Untersuchungen hierzu wurden von Hall [107], Polyakov [128], McEligot et al. [129] und Petukhov et al. [100] durchgeführt.

Durch eine theoretische Betrachtung wurde von Hall [107] ein Kriterium erstellt, welches eine 10% Reduktion des Schubspannungsgradienten in einem dimensionslosen Abstand  $y^+=30$  annimmt:

$$\frac{q_w d}{\rho_b \mu_b} Re_b^{-1,7} \left( -\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_p > 2,91 \cdot 10^{-6} \quad (4.2)$$

$$y^+ = \frac{y\sqrt{\tau_w/\rho_b}}{\nu_b} \quad (4.3)$$

In Gl. (4.3) bezeichnet  $\tau_w$  die Schubspannung an der Wand.

Polyakov [128] später Polyakov und Petukhov [97] erarbeiteten ausgehend von den strömungsmechanischen Grundgleichungen den thermischen Beschleunigungsparameter  $J$ . Er wurde als

$$J = 4 \frac{Re_b}{Pr} \left( \frac{\bar{\beta} q_w d \rho_b}{\lambda \rho_f} \right)^2 \quad (4.4)$$

definiert. Ein Limit, wann diese Effekte vernachlässigt werden können, wurde nur zusammen mit einem Auftriebsparameter  $Gr_q$  angegeben [97].

$$Gr_q + J < 4 \cdot 10^{-4} Re^{2,8} \overline{Pr} \quad (4.5)$$

Das Kriterium (4.5) wurde für eine Aufwärtsströmung mit Wärmeeintrag erstellt. Ein von McEligot et al. [129] dargestelltes Kriterium für Gase stellt ein Verhältnis aus der entdimensionierten Wärmestromdichte  $q^+$  zur Reynoldszahl dar.

$$K_v = \frac{4(P_h/P_w)q^+}{Re_D} \quad (4.6)$$

$$q^+ = \frac{q_w \beta}{c_p G} \quad (4.7)$$

Wobei in Gl. (4.6)  $P_h$  den beheizten Umfang und  $P_w$  den benetzten Umfang darstellt.

Der Beschleunigungsparameter  $K_v$  kann mit  $2-3 \times 10^{-6}$  angegeben werden. Bei kleineren Werten von  $K_v$  wurden gute Übereinstimmungen mit turbulenten Vorhersagen gefunden.

Eine Grenze zum verschlechterten Wärmeübergang wurde von Petukhov et al. [100] durch ein Verhältnis des Beschleunigungs-  $\xi_u$  zum Reibungswiderstande  $\xi$  gemäß Gl. (4.8) dargestellt.

$$\left( \frac{\xi_u}{\xi} \right)_{\max} \leq 1-1,3 \quad (4.8)$$

$$\xi_u \cong 8q_b^+ \quad \xi = \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,4} (1,82 \log(Re_b/8))^{-2}$$

Ein Normaler Wärmeübergang (*NHT*) liegt vor, wenn das maximal vorkommende Verhältnis im Rohr kleiner ist als 1-1,3. Der Wert wurde durch Versuche mit horizontalen und vertikalen Rohren  $d=8\text{mm}$  bestimmt [98, 100]. Der Strömungswiderstand ist diesem Fall vom Reibungswiderstand bestimmt. Die Bedingung (4.8) wurden für den Bereich  $Re_b > 2 \times 10^4$  angegeben

### Vorhersage durch Auftriebseffekte

Theoretische Betrachtungen von Hall [130], später von Jackson und Hall [131], führten zu einem Kriterium demzufolge Auftriebseffekte vernachlässigt werden können. Ausgehend von der Annahme, dass das Problem durch ein Zwei-Fluidmodell betrachtet werden kann, wurde die Schubspannungsänderung  $\Delta\tau_{\delta_B}$  in der Auftriebsschicht nahe der Wand durch

$$\Delta\tau_{\delta_B} \approx (\rho_b - \rho_w) g \delta_B \quad (4.9)$$

beschrieben. Setzt man die Dicke der Auftriebsschicht  $\delta_B$  zur Strömungsgrenzschicht  $\delta_M$  ins Verhältnis so folgt

$$\frac{\delta_B}{\delta_M} = K \frac{(T_w - T_{pc})}{(T_w - T_b)} \quad \delta_B < \delta_M. \quad (4.10)$$

Der Faktor  $K$  wurde auf der Basis, dass 3/4 des Temperaturabfalls in der Strömungsgrenzschicht stattfindet mit 4/3 angenommen. Mit der Einführung der gemittelten Dichte  $\bar{\rho}$  ergibt sich somit

$$(\rho_b - \bar{\rho}) = (\rho_b - \rho_w) \frac{(T_w - T_{pc})}{(T_w - T_b)}. \quad (4.11)$$

Kombiniert man die Gleichungen (4.9), (4.10) mit (4.11) und berücksichtigt die Dicke der Strömungsgrenzschicht mit  $\delta_M^+ = 30$  sowie den Reibungsbeiwert mit  $c_f = 0,046 Re^{-0,2}$ , so ergibt sich nach einigen Umformungen

$$\frac{\Delta\tau_{\delta_B}}{\tau_w} \approx \frac{40\mu_w(\rho_b - \bar{\rho})}{\tau_w^{3/2}\rho_w^{1/2}}. \quad (4.12)$$

Durch Einführen von  $\overline{Gr}_b$  und  $Re_b$  folgt:

$$\frac{\Delta\tau_{\delta_B}}{\tau_w} \approx 10^4 \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7}} \left( \frac{\mu_w}{\mu_b} \right) \left( \frac{\rho_b}{\rho_w} \right)^{1/2}. \quad (4.13)$$

$$\overline{Gr}_b = \frac{(\rho_b - \bar{\rho})gd^3}{\rho_b\nu_b^2}; \quad \bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} \rho dT \quad (4.14)$$

Ersetzt man für das Kriterium nun das Schubspannungsverhältnis  $\Delta\tau_{\delta_B}/\tau_w$  mit 0,1 so wurde von Jackson et al. [111] gezeigt, dass dies einer Verschlechterung des Wärmeübergangs um weniger als 5% entspricht. Die beiden letzten Terme auf der rechten Seite der Gleichung (4.13) können vernachlässigt werden, da sie bei vielen Anwendungen den Wert von Eins annehmen [111]. Somit ergibt sich das Kriterium von Jackson und Hall [131] zu (4.15).

$$\frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7}} < 10^{-5} \quad (4.15)$$

Jackson und Hall konnten die gute Übereinstimmung des theoretischen Kriteriums durch Auswertung von Experimenten bestätigen. Ähnliche Betrachtungen von Hall [107] führten zu

gleichen Größenordnungen. Deutlicher Schwachpunkt dieses Kriteriums ist, dass es nicht a priori angewendet werden kann, da zur Bestimmung der gemittelten Dichte in  $\overline{Gr}_b$  die Wandtemperatur nötig ist. Kurganov und Kaptilny [132] konnten in Experimenten mit vorherrschenden Auftriebskräften das Kriterium (4.15) in ihren Untersuchungen bekräftigen.

Polyakov [128] verwendet für ein Kriterium stattdessen eine Grashofzahl die mit einem mittleren Volumenausdehnungskoeffizienten gebildet wird.

$$Gr_q > 1,3 \cdot 10^{-4} Re_b \overline{Pr}^{-2,75} \frac{Re_b^{1/8} + 2,4 \left( \overline{Pr}^{2/3} - 1 \right)}{\log Re_b + 1,15 \log \left( 1 + 5 \overline{Pr} \right) + 0,5 \overline{Pr} - 1,8} \quad (4.16)$$

$$Gr_q = \frac{g \bar{\beta} q_w d^4}{\nu_b^2 \lambda_b} ; \quad \bar{\beta} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\rho_b - \rho_w}{T_w - T_b} \quad (4.17)$$

Das sehr komplexe Kriterium wurde durch theoretische Betrachtung der Deformation des Geschwindigkeitsfelds durch Auftriebskräfte entwickelt. Es bildet die Limitierung, ab der es zu Veränderungen von mehr als 1% der Nusselt-Zahl und dementsprechend der Wärmeübertragung kommt.

### Alternative Vorhersagekonzepte

Alternativ zu den oben genannten Kriterien die einen Effekt zugrunde legen, wurden verschiedene andere Kriterien vorgestellt. Die limitierende Wärmestromdichte oberhalb der es zu Verschlechterung des Wärmeübergangs kommt, wird nach Yamagata et al. [36] durch Gl. (4.18) bestimmt.

$$q_{cr} = 0,2 G^{1,2} \quad (4.18)$$

$$[G] = \frac{kg}{m^2 s} \quad [q_c] = \frac{kW}{m^2}$$

Die limitierende Wärmestromdichte  $q_c$  wurde als Funktion der Massenstromdichte  $G$  für vertikale Aufwärtsströmung in Rohren  $d=10\text{mm}$  für  $p=22,6-29,4\text{MPa}$  angegeben. Anstelle einer exponentiellen Funktion wird für den Beginn des *DHT* von Piro et al. [133] ein konstantes Verhältnis

$$\frac{q}{G} \geq 0,4 kJ / kg \quad (4.19)$$

zwischen Wärmestromdichte und Massenstromdichte angegeben. Durch Analysen eigener Experimente wird von Kirillov und Grabezhnaya [114] stattdessen ein Verhältnis von

$$\frac{q}{G} \geq 0,6 kJ / kg \quad (4.20)$$

empfohlen.

### **Vergleich der Vorhersagemethoden**

Durch die große Anzahl verschiedener Kriterien ergeben sich enorme Unterschiede für die limitierende Wärmestromdichte, wie dies von Cheng und Schulenberg [71] bereits gezeigt wurde. Die starken Diskrepanzen gehen zum Teil auf unterschiedliche Definitionen des Beginns des verschlechterten Wärmeübergangs (vgl. Kap. 4.1) zurück.

Es lassen sich dennoch Tendenzen bezüglich des Rohrdurchmessers erkennen. In Rohren mit kleinen Durchmessern wird der Wechsel von normalem zum verschlechterten Wärmeübergang vor allem durch Beschleunigungseffekte bestimmt [134]. Während in Rohren mit großen Durchmessern Auftriebskräfte dominieren und die Restrukturierung der Strömung vorantreiben [99].





## 5 Erstellen der Wärmeübergangstabelle

Ausgehend von vorhandenen experimentellen Daten sind für den Aufbau der Wärmeübergangstabelle verschiedene Teilschritte unumgänglich. In Abb. 5-1 ist das Fließschema der Konstruktion der Wärmeübergangstabelle illustriert.

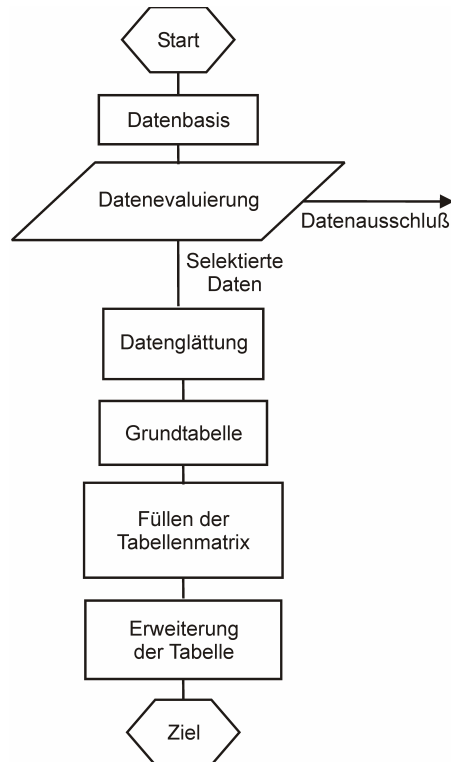


Abb. 5-1: Fließschema zur Erstellung der Wärmeübergangstabelle

Die Datenbasis aus der Literatur (Kapitel 1.2.1) wird zuerst evaluiert, die selektierten Daten anschließend geglättet, bevor sie in die Grundtabelle eingefügt werden. Im Anschluss daran werden fehlende Tabellenstellen durch Interpolationen gefüllt. Durch Erweiterungen im Randbereich bekommt die Tabelle ihre endgültige Form.

In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Teilschritte detailliert erläutert.

In der in dieser Arbeit aufgestellten Wärmeübergangstabelle wird die Wandtemperatur als Funktion der Massenstromdichte  $G$ , der Wärmestromdichte  $q$ , des Drucks  $p$ , des Innendurchmessers  $d$  und der Bulkenthalpie  $h_b$  tabelliert. In kerntechnischen Systemcodes (Bsp. *ATHLET* [135]) wird normalerweise die Wärmestromdichte durch die Neutronik bestimmt. Die Hüllrohrtemperatur wird mit dieser Wärmestromdichte, der Bulktemperatur und mit einem vom Systemcode berechneten Wärmeübertragungskoeffizienten anschließend berechnet. Folglich erweist es sich als zweckmäßig, anstelle des Wärmeübertragungskoeffizienten die Wandtemperatur zu tabellieren, um bei bekannter Wärmestromdichte und bekannter Bulktemperatur diesen Rechenschritt einzusparen.

## 5.1 Auswahl der experimentellen Daten

Experimentelle Daten müssen für die Verwendung in einer Wärmeübergangstabelle sorgfältig überprüft werden. Zum einen müssen sie auf eine mögliche Verschlechterung des Wärmeübergangs (vgl. Kap. 4) analysiert werden, da die damit verbundenen hohen Temperaturspitzen zu Beschädigungen des Rohrmaterials führen können. Zum anderen gilt es, die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der unterschiedlichen Experimente zu prüfen.

Die Auswahl der experimentellen Daten erfolgt nach den nachfolgend dargestellten Gesichtspunkten:

### Streuung der Daten

Für die Wärmeübergangstabelle werden nur stationäre, experimentelle Datenpunkte verwendet. Zum Teil weisen Experimente starke Streuungen der Daten auf. Einige Versuche, beispielsweise von Lee und Haller [37], zeigen große Wandtemperaturdifferenzen (ca. 20°C) bei nahezu gleicher Bulkenthalpie. Folglich stellen sie keinen eindeutigen Zustand dar, in dem bei einer lokalen Betrachtung jeder Bulkenthalpie nur eine Wandtemperatur entspricht. In der Wärmeübergangstabelle wird die Wärmeübertragung als lokales Phänomen betrachtet, sodass solche Daten infolgedessen ungeeignet sind.

### Kriterium für verschlechterten Wärmeübergang

Zur Überprüfung der experimentellen Daten wird auf das von Jackson und Hall [58] empfohlene Auftriebskriterium zurückgegriffen. Das Kriterium (5.1) beschreibt die Grenze, ab der Auftriebseffekte und infolgedessen eine Mischkonvektion zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führen können.

$$\frac{\overline{Gr}_b}{\text{Re}_b^{2,7}} > 10^{-5} \quad (5.1)$$

Bei großen hydraulischen Durchmessern dominieren Auftriebseffekte gegenüber Beschleunigungseffekten (vgl. Kap.4.5). Im Durchmesserbereich der Wärmeübergangstabelle ( $d=8-20\text{mm}$ ) sind, aufgrund der großen hydraulischen Durchmessern, Verschlechterungen des Wärmeübergangs vornehmlich durch Auftriebseffekte zu erwarten, die durch das Kriterium (5.1) erfasst werden. Insofern ist es ausreichend, ein Kriterium zu verwenden, das die dominierenden Effekte berücksichtigt. Neuste *CFD* Simulationen von van der Kraan et al. [136] mit Kohlendioxid bestätigen die Grenze des Kriteriums (5.1), nachdem Auftriebseffekte berücksichtigt werden müssen.

Der Verlauf des Auftriebskriteriums für ein Experiment von Shitsman [24] ist in Abb. 5-2 dargestellt. Das Experiment weist schon beim Eintritt in die Versuchsstrecke sehr hohe Wandtemperaturen auf. Diese fallen mit Annäherung an den pseudo-kritischen Punkt ab. Im Ver-

gleich dazu ist der Verlauf des Auftriebskriteriums (grüne gestrichelte Linie) auf der rechten Achse dargestellt. Gleich beim Anfangswert von ca.  $10^{-4}$  ist zu erkennen, dass das Auftriebskriterium (5.1) schon ab dem Beginn der Heizstrecke verletzt wird. Erst kurz vor dem Versuchsstreckenaustritt wird das Kriterium erfüllt, infolgedessen Auftriebskräfte die Strömung nicht mehr beeinflussen.

Die Verschlechterung des Wärmeübergangs ist kein lokaler Effekt, sondern ein evolutionärer Prozess der sich entlang des Rohres entwickelt [118] (vgl. Kap. 4.3). Durch das Kriterium (5.1) werden allerdings nur lokale Werte berücksichtigt. Falls nur experimentelle Punkte einer Versuchsserie entfernt werden, die das Kriterium nicht erfüllen, würde den Ergebnissen von Kurganov [118] nicht Rechnung getragen. Folgerichtig müssen nicht nur die betroffenen Punkte selbst, sondern der gesamte Versuch aus der Datenbasis entfernt werden.

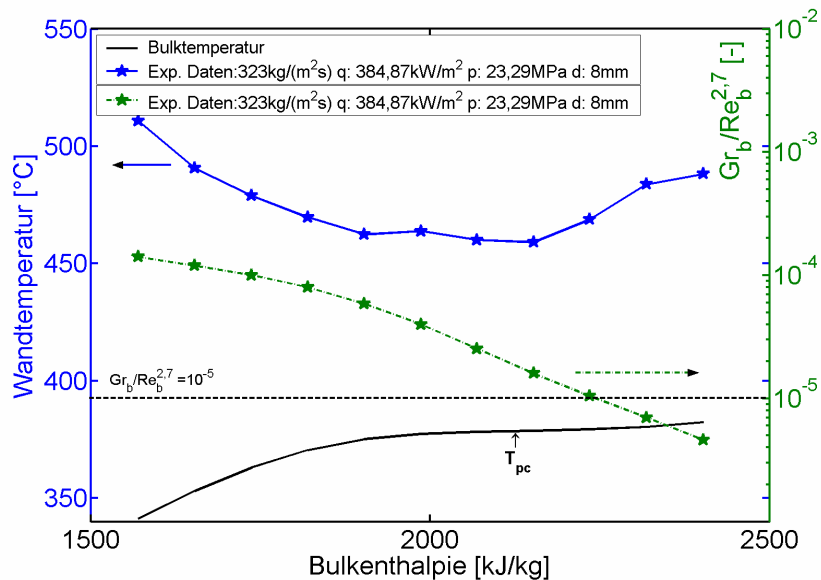


Abb. 5-2: Wandtemperaturverlauf und Auftriebskriterium [24], bereits ab dem Rohreintritt ist der Strömung eine freie Konvektion überlagert wodurch der Wärmeübergang verschlechtert wird, erst nach der pseudo-kritischen Temperatur nimmt der Einfluss der freien Konvektion ab und erfüllt das Auftriebskriterium

### Inkonsistente Daten

Eine Möglichkeit Experimente zu überprüfen besteht darin, sie mit Versuchen zu vergleichen, die bei ähnlichen Bedingungen durchgeführt worden sind. Auch wenn die Versuchsbedingungen zum Teil etwas abweichen, so eignen sie sich dennoch für einen ersten Vergleich.

Eine Vergrößerung des hydraulischen Durchmessers wirkt sich beispielsweise negativ auf den Wärmeübertragungskoeffizienten aus ( $\alpha \sim d^{0.2}$ ) (Merker [86]), da bei sonst gleichen Bedingungen, die Strömungsgeschwindigkeit reduziert wird. Eine niedrige Strömungsgeschwindigkeit

keit verringert wiederum die Turbulenz in der Strömung, die den Wärmeübertragungskoeffizienten negativ beeinflusst.

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 5-3 ein Vergleich verschiedener Experimente dargestellt. Die Wandtemperatur bei  $p=25\text{MPa}$  (rote Linie) ist schon von Beginn an tiefer als die der anderen Versuche mit  $p=22,5\text{MPa}$  (blaue Linie) und  $p=24\text{MPa}$  (grüne Linie). Aufgrund des gleichen Durchmessers und nur geringfügiger Erhöhung des Druckes, sollte die Temperatur ähnliche Werte annehmen wie bei  $p=24\text{MPa}$ , was nicht der Fall ist. Die Auswirkung des Drucks auf die Stoffeigenschaften lassen sich am Besten an den verschiedenen Bulktemperaturen in Abb. 5-3 erkennen. Durch die Enthalpiezunahme wird die Temperatur, mit Näherung der pseudo-kritischen Linie, bei gleicher Bulkenthalpie druckabhängig. Infolgedessen unterscheiden sich die Bulktemperaturen. Bei einer Bulkenthalpie von  $h_b=1800\text{kJ/kg}$  unterscheiden sich die Temperaturen im Bulk bei den verschiedenen Drücken nur geringfügig. Die starke Abweichung der Wandtemperatur bei  $p=25\text{MPa}$  zu  $p=24\text{MPa}$  und  $p=22,5\text{MPa}$  am Rohreintritt, können somit nicht durch verschiedene Stoffeigenschaften entstehen, da die Stoffeigenschaften bei dieser Enthalpie nahezu gleiche Werte besitzen. Die Temperaturdifferenzen können infolgedessen nicht auf die unterschiedlichen Drücke zurückgeführt werden. Herkenrath et al. [31] vermuteten als Ursache für diese Temperaturdifferenzen, dass die Strömung trotz längerer Wartezeit noch nicht vollausgebildet war. Dies konnte aber abschließend nicht geklärt werden.

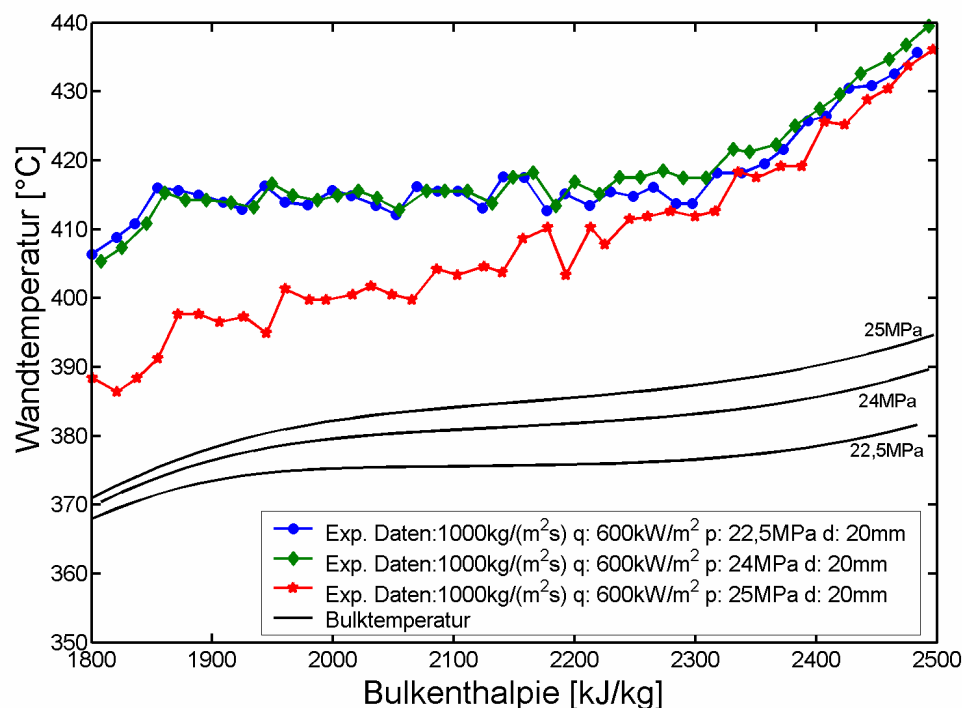


Abb. 5-3: Inkonsistente Daten [31], am Rohreintritt weisen die drei Experimente deutliche Differenzen auf, die durch Betrachtung der Randbedingungen nicht nachvollziehbar sind

Das Experiment bei  $p=25\text{MPa}$  ist somit zweifelhaft und wurde für die Erstellung der Wärmeübergangstabelle nicht genutzt. Aufgrund der Versuchsfahrweise des Experimentators mussten in diesem Fall alle Versuche bei verschiedenen Wärmestromdichten ausgesondert werden. Die Massenstromdichte und der Druck wurden zu Beginn einer Testreihe eingestellt und während der Variation der Wärmestromdichte konstant gehalten. Es ist somit nicht mehr nachvollziehbar, welcher Parameter falsch wiedergegeben wurde, weshalb alle Versuche dieser Testserie entfernt wurden.

### Einlaufeffekte

Um eine Tabelle für vollentwickelte Strömungszustände zu erarbeiten, ist es notwendig, Effekte, die von der Strömungsvorgeschichte abhängig sind, aus der Datenbasis zu entfernen. Obwohl allen Experimenten eine hydrodynamische Einlaufstrecke vorausging, in der sich ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil ausbildet, ist es zusätzlich notwendig, eine thermische Einlaufstrecke zu berücksichtigen. Ohne verschlechterten Wärmeübergang konnte durch Vorbetrachtungen (vgl. Kap. 2.4) die thermische Einlaufstrecke mit  $x/d < 50$  ermittelt werden, nach der eine Strömung als vollentwickelt betrachtet werden darf. Es ist notwendig zuerst experimentelle Daten aufgrund eines verschlechterten Wärmeübergangs auszuschließen und anschließend Einlaufeffekte zu berücksichtigen. Somit lässt sich gewährleisten, dass es sich auch tatsächlich um eine vollentwickelte Strömung bei normalem Wärmeübergang handelt (vgl. Bemerkung in Kap. 4.3 zu Swenson et al. [26]).

### Verwendeter Parameterbereich

Mit den oben dargelegten Kriterien ist somit eine Evaluierung aller zur Verfügung stehenden Experimente möglich. Alle Experimente, die eines der beschriebenen Kriterien nicht erfüllen, sind für die Ausgangsdatenbasis aussortiert worden. Mit den evaluierten experimentellen Datenpunkten ist dann die Tabelle erstellt worden.

Angesichts der vorliegenden Ausgangsdatenbasis kann die Tabelle nur Parameterbereiche abdecken, in denen Daten um den pseudo-kritischen Punkt vorhanden sind. Durch zu tiefe Bulkenthalpien und geringer Anzahl an Datenpunkten in einigen Bereichen, konnten weiterhin nicht alle experimentelle Datenpunkte in der Tabelle berücksichtigt werden.

Der Parameterbereich mit hinreichend vielen Daten wird mit Massenstromdichte  $G=700\text{-}3500\text{kg/m}^2\text{s}$ , Wärmestromdichte  $q=300\text{-}1600\text{kW/m}^2$ , Druck  $p=22,5\text{-}25\text{MPa}$ , Durchmesser  $d=8\text{-}10\text{mm}$  und Bulkenthalpie  $h_b=1200\text{-}2500\text{kJ/kg}$  identifiziert. Insgesamt konnten 1645 (22%) Datenpunkte nicht verwendet werden. In Abb. 5-4 ist eine Übersicht aller experimentellen Versuchsparameter gegeben, die zur Erstellung der Tabelle verwendet wurden

(vgl. Kap. 1.2.1). Die Verteilung der verschiedenen Experimente im Parameterbereich der Tabelle wird dadurch ersichtlich.

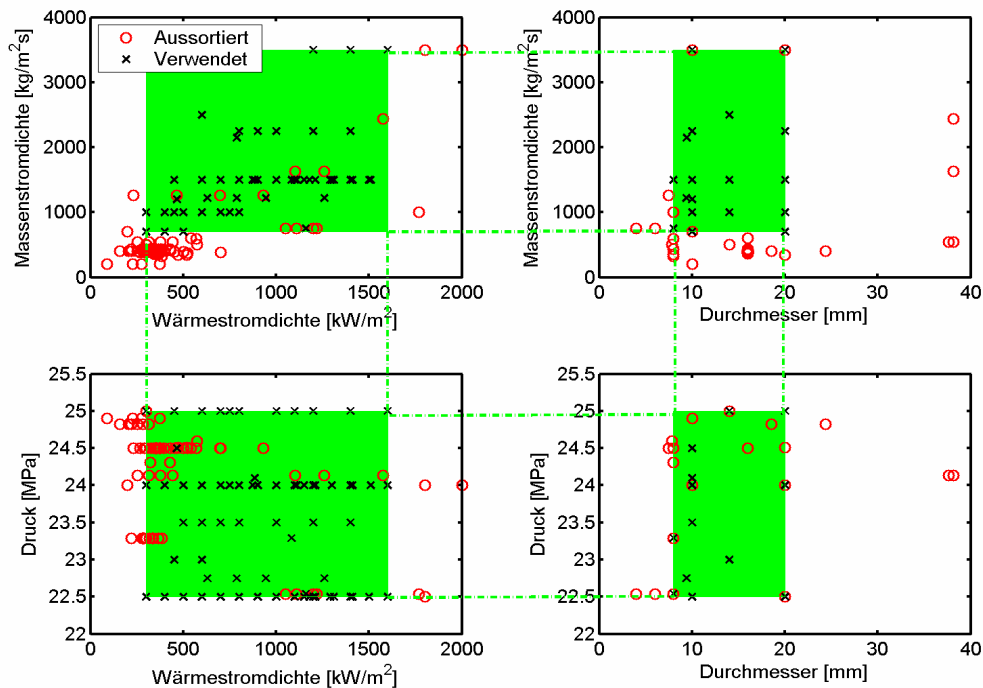


Abb. 5-4: Übersicht der evaluierten Experimente im Vergleich zum Parameterbereich der Wärmeübergangstabelle, der durch grüne Bereiche dargestellt wird, sowohl aussortierte als auch verwendete Experimente zur Erstellung der Tabelle sind abgebildet

In jedem der vier einzelnen Diagramme, ist der Parameterbereich der Tabelle grün hinterlegt. Nur Experimente, die innerhalb **aller** Parameterebereiche liegen, sind mit schwarzen Kreuzen dargestellt und stehen für den Aufbau der Tabelle zur Verfügung. Experimente, die außerhalb dieses Bereiches gemessen wurden oder aufgrund oben genannter Kriterien nicht berücksichtigt werden können, sind mit roten Kreisen markiert. Folglich sind einige rote Kreise innerhalb der grün hinterlegten Bereiche. Es zeigt sich, dass sich die verwendeten Experimente (schwarze Kreuze) im Parameterbereich der Tabelle nahezu gleichmäßig verteilen.

## 5.2 Glättalgorithmus

Experimentelle Daten sind von Natur aus zufälligen Fehlern unterworfen, die sich in einer Streuung der Daten widerspiegeln. Ursache hierfür sind die Fertigungstoleranzen der Instrumente der Messanordnung. Folglich ist eine Betrachtung dieser zufälligen Fehler bei experimentellen Daten notwendig.

Prinzipiell werden experimentelle Daten für folgende Verwendungszwecke bestimmt:

- a) Verifikation eines mathematischen Modells
- b) Verbesserung von semi-empirischen Korrelationen
- c) Empirische Informationen für die direkte Vorhersage gleichartiger Prozesse

Während im ersten Fall (a) das mathematische Modell eines physikalischen Mechanismus mit Hilfe von Experimenten verifiziert wird, werden im zweiten Fall (b) Experimente zur Anpassung einer semi-empirischen Korrelation verwendet. In beiden Fällen ist der zufällige Fehler eines einzelnen Punktes, durch die Verwendung vieler experimenteller Punkte zur Verifikation oder Anpassung, von untergeordneter Relevanz. Da im dritten Fall (c) die empirischen Werte direkt zur Anwendung kommen, ist der zufällige Fehler eines einzelnen Datenpunktes von höherer Relevanz für die getroffene Vorhersage.

Infolgedessen ist eine Glättung von Daten für die Vorhersage ähnlicher Prozesse mit Hilfe von tabellierten Daten notwendig. Somit können starke Fluktuationen oder Instabilitäten in numerischen Berechnungen, ausgelöst durch die zufälligen Fehler eines einzelnen Punktes, vermieden werden.

Das Glätten experimenteller Daten stellt zudem einen wichtigen Teil bei der Erarbeitung von Tabellen dar. Zum einen müssen die Daten dabei immer noch aussagekräftig bleiben und das Experiment beschreiben, zum anderen ist es notwendig, die Daten von einem experimentellen Aufbau zu entkoppeln, wodurch Vorhersagen basierend auf einzelnen Punkten möglich werden.

Vom statistischen Standpunkt aus gibt es zwei Möglichkeiten bezüglich der Glättung von Daten mit zufälligen Fehlern: Eine parametrische Regression oder eine nicht parametrische Regression. Beide Möglichkeiten führen zu einer mathematischen Näherung der experimentellen Daten, wobei bestimmte Ausgleichsbedingungen erfüllt werden müssen. Bei der parametrischen Regression werden unbekannte Koeffizienten an vorhandene Informationen über den Trend oder den physikalischen Mechanismus angepasst. Die Koeffizienten werden durch die Minimierung der Abweichung (Bsp. kleinste Fehlerquadrate) zwischen Modell und Daten bestimmt. Eine Verbesserung von semiempirischen Korrelationen Fall (b) stellt somit eine Art der Glättung dar.

Bei der nichtparametrischen Regression ist im Vergleich keinerlei Information über die auftretenden physikalischen Mechanismen nötig. Die Bestimmung des zufälligen Fehlers erfolgt aus den experimentellen Daten. Eine weit gebräuchliche Methode ist die Verwendung von Ausgleichssplines. Dabei handelt es sich um abschnittsweise definierte Polynome, die an den Knotenpunkten gewisse Stetigkeits- und Differenzierbarkeitseigenschaften besitzen (Böhmer [137]). Im Vergleich zu normalen Splines besitzen sie andere Interpolationsforderungen (5.3).

Ein stückweise definiertes Polynom im Teilintervall  $x_{i+1}-x_i$  wird als Basis-Spline  $S_i(x)$  bezeichnet (DeBoor [138]), was in Gleichung (5.2) dargestellt ist (Bronstein et al. [93]).

$$S(x) = S_i(x) = a_i + b_i(x - x_i) + c_i(x - x_i)^2 + d_i(x - x_i)^3 \quad (5.2)$$

$$x \in [x_i, x_{i+1}]; \quad (i = 1, 2, \dots, N-1)$$

Ein Spline  $S(x)$  setzt sich somit aus mehreren  $(N-1)$  Basis-Splines  $S_i(x)$  zusammen. Kubische Splines (5.2) sind einfach zu berechnen und geben zufriedenstellende Ergebnisse (Reinsch [139]), sodass sie in der vorliegenden Arbeit angewendet wurden.

In der Praxis sind gegebene Messwerte  $f_i$  fehlerbehaftet, sodass die Interpolationsforderung des kubischen Splines im Falle von Ausgleichssplines durch die Interpolationsforderung (5.3) ersetzt wird.

$$\sum_{i=1}^N \left[ \frac{f_i - S(x_i)}{\sigma_i} \right]^2 + \gamma \int_{x_1}^{x_N} [S''(x)]^2 dx = \text{Min} \quad (5.3)$$

In Gleichung (5.3) stellt  $\gamma$  ein Glättparameter dar, der vorgegeben werden muss. Der Parameter  $\sigma_i$  stellt die Standardabweichung der Messfehler dar, mit denen die Messwerte  $f_i (i=1, \dots, N)$  behaftet sind. Es ergeben sich infolgedessen zwei Extremfälle. Für  $\gamma=0$  ergeben sich kubische Splines und für  $\gamma=\infty$  ergibt sich die Ausgleichsgerade.

Die Glättung wird durch den Glättparameter  $\gamma$  so gewählt, dass der Ausgleichsspline die Messwerte mit einer gewünschten Toleranz beschreibt. Bei der Bestimmung des Basis-Splines wird auf den Algorithmus von Reinsch zurückgegriffen [139]. Ein Spline ist aufgrund seiner mathematischen Beschreibung, durch kubische Basis-Splines lokal sehr einfach und dennoch global sehr flexibel (DeBoor [140]) und eignet sich deshalb für das Glätten von experimentellen Daten.

Die Toleranz ist somit verantwortlich, wie genau die experimentellen Daten wiedergegeben werden. Im Fall der vorliegenden Wärmeübergangstabelle wurde für die Glättung jeden experimentellen Datensatzes der Toleranzbereich individuell angepasst (Löwenberg et al. [141]).

Für die vorliegende Arbeit wurden mehr als 150 verschiedene Experimente mit Hilfe der Ausgleichssplines geglättet. Bei jedem Experiment wurden die experimentellen Daten als Stützstellen des Ausgleichssplines verwendet. Die Anpassung des Ausgleichssplines erfolgte gemäß der dokumentierten Messgenauigkeit der Thermoelemente. Hierfür wurde zur Glättung jedes Experimentes der Glättparameter  $\gamma$  so lange variiert, bis die Temperaturdifferenz zwischen Ausgleichsspline und experimenteller Daten kleiner oder gleich der Größe der Messgenauigkeit der Thermoelemente war. Der Ausgleichsspline beschreibt somit die Daten mit einem Toleranzbereich, der durch die Genauigkeit der Temperaturmessung gegeben wurde. Eine Streuung der Messdaten, die aufgrund der Thermoelemente die Daten überlagerte, wird infolgedessen reduziert. Dieser Toleranzbereich stellt die maximale Abweichung des Ausgleichssplines zu den experimentellen Daten dar. In vielen Fällen ist die Abweichung des Ausgleichssplines zu den experimentellen Daten geringer als durch den vorgegebenen Toleranzbereich möglich wäre. Huang et al. [142] wendeten ein ähnliches Verfahren an, um die Tabelle zur Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte zu glätten.



In Abb. 5-5 ist eine Glättung zwei verschiedener experimenteller Datensätze dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung sind die experimentellen Daten sowie der dazugehörige Ausgleichsspline illustriert. Die Temperaturdifferenz zwischen dem Ausgleichsspline und dem Experiment ist im unteren Teil der Abb. 5-5 dargestellt. Für beide Versuche schwankt die Temperaturdifferenz zwischen  $\pm 3^\circ\text{C}$ . Die Messgenauigkeit des verwendeten Thermoelementes beider Experimente wurde mit  $\pm 3^\circ\text{C}$  angegeben. Somit beschreibt der Ausgleichsspline die experimentellen Daten mit der gewünschten Toleranz.

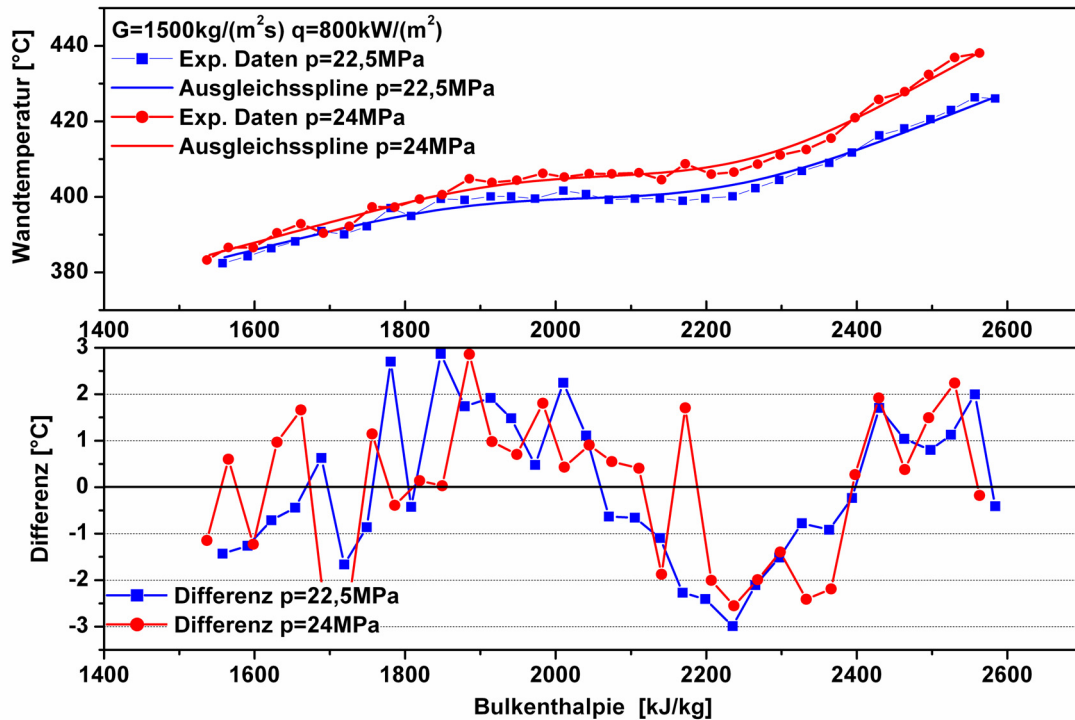


Abb. 5-5: Glätten mit einem Ausgleichsspline, zum Glätten experimenteller Daten wurde ein Glättparameter des Ausgleichsspline individuelle an das Experiment angepasst

Der Ausgleichsspline besitzt in Hinblick auf die Wärmeübergangstabelle einen zusätzlichen wesentlichen Vorteil: Mit diesem Spline ist auch eine Berechnung verschiedener Bulkenthalpien im Gültigkeitsbereich des Splines möglich. Die Bulkenthalpie ist einer der verwendeten Tabellenparameter. In der Wärmeübergangstabelle können jedoch nur diskrete Werte angegeben werden. Es lassen sich mit dem Ausgleichsspline experimentelle Datenpunkte, die zuvor bei verschiedenen nicht tabellierten Bulkenthalpien gemessen worden sind, an die Diskretisierung der Bulkenthalpie in der Tabelle anpassen. Die Diskretisierung der Wärmeübergangstabelle ist in Tab. 5-1 dargestellt.

### 5.3 Tabellenaufbau

Durch die experimentelle Datenbasis von Herkenrath et al. [31] war es möglich, ein Grundskelett der Tabelle aufzubauen. Die Parameterbereiche der Wärmeübergangstabelle sind, wie in Tab. 5-1 veranschaulicht, diskretisiert. Extreme Kombinationen hoher Wärmestromdichten bei niedrigen Massenstromdichten sind aufgrund des verschlechterten Wärmeübergangs nicht tabelliert.

Für die Bulkenthalpie erfolgt eine feinere Diskretisierung um den pseudo-kritischen Punkt. Dies ist unumgänglich, um den starken Gradienten der Stoffeigenschaften folgen zu können (vgl. Kapitel Anhang A). Dadurch wird speziell in diesem Bereich eine hohe Genauigkeit erreicht, in dem Korrelationen deutliche Diskrepanzen aufweisen.

Tab. 5-1: Diskretisierung der Wärmeübergangstabelle

Parameter	Einheit	Anzahl Diskretisierungen	Diskrete Werte
Massenstromdichte	[kg/m <sup>2</sup> s]	5	700; 1000; 1500; 2250; 3500
Wärmestromdichte	[kW/m <sup>2</sup> ]	7	300; 500; 800; 1000; 1200; 1400; 1600
Druck	[MPa]	4	22,5; 23,5; 24; 25.
Durchmesser	[mm]	4	8; 10; 15; 20
Bulkenthalpie	[kJ/kg]	15	1200; 1400; 1600; 1800; 1900; 2000; 2050; 2100; 2150; 2200; 2250; 2300; 2400; 2500; 2700

### 5.4 Vervollständigen der Tabellenmatrix

#### Interpolationsmethode

Der Anspruch mit der Tabelle weite Bereiche der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser abdecken zu können, fordert die Notwendigkeit, Lücken zu schließen. Diese Lücken entstehen dadurch, dass keine Experimente vorliegen, die direkt die diskreten Werte der Tabellenparameter erfüllen. Eine Anpassung von Daten, die zwischen den zu tabellierenden Werten liegen, ist somit erforderlich.

Unausgefüllte Tabellenpunkte sind ebenfalls in Bereichen, in denen eine Aussage gewünscht wird, aber keine Versuchsergebnisse vorliegen, vorhanden. In Abb. 5-4 ist zu erkennen, dass

die grün hinterlegten Bereiche nicht vollständig mit Experimenten (schwarze Kreuze) ausgefüllt sind.

Als sinnvolle Möglichkeit diese Bereiche zu ergänzen, bieten sich Korrelationen an. Wärmeübertragungskorrelationen können lokal angewendet werden, wenn die Annahmen, beispielsweise lineare Stoffeigenschaftsgradienten, erfüllt werden. Global scheitern sie insbesondere in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes, da diese Annahmen nicht überall zutreffend sind. Durch die dimensionlosen Größen einer Korrelation ist sie eingeschränkt auf die physikalischen Ähnlichkeiten, die mit diesen dimensionslosen Größen beschrieben werden.

Die Wärmeübergangstabelle vermeidet Annahmen der Stoffeigenschaftsgradienten und ist deshalb lokal wie auch global anwendbar.

Für eine lokale Betrachtung ist es möglich, Korrelationen zur Interpolation anzuwenden. Bei Interpolationen werden fehlende Wandtemperaturwerte ermittelt, die zwischen Datensätzen liegen; die sich nur durch wenige Tabellenparameter unterscheiden. Ungeachtet dessen, dass die Tabelle in dimensionsbehafteten Variablen aufgebaut ist, erfolgt die Interpolation mit dimensionslosen Korrelationen.

In Abb. 5-6 ist eine Skizze eines Interpolationsbereiches dargestellt. Um diesen Interpolationsbereich zu bilden, werden verschiedene Tabellenparameter ausgewählt, die den fehlenden Tabellenpunkt umschließen. Eine lineare Interpolation in allen fünf Tabellenparametern ( $G$ ,  $q$ ,  $p$ ,  $d$ ,  $h_b$ ) würde 10 Datenpunkte erfordern. Um eventuelle nicht lineare Effekte berücksichtigen zu können, müssten stattdessen mindestens drei Datenpunkte für jeden der fünf Tabellenparameter berücksichtigt werden, was in der Summe 15 Datenpunkte ergibt. Für eine lokale Anpassung wurde der Bereich der Tabellenparameter infolgedessen so gewählt, dass mindestens 15 Datenpunkte vorhanden sind. Zur Interpolation werden die zur Verfügung stehenden Datenpunkte (graue Punkte) um den gesuchten Tabellenpunkt (roter Punkt) für eine Anpassung der Korrelation herangezogen.

Durch diese lokale Anpassung kann die Vorhersage der Korrelation innerhalb dieses Bereichs verbessert werden. Die Auswahl der Korrelation erfolgt nach physikalischen und statistischen Gesichtspunkten, die im Verlauf dieses Kapitels erläutert werden.

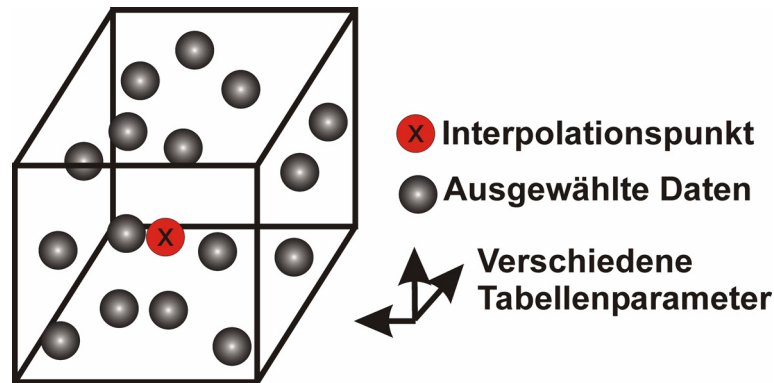


Abb. 5-6: Skizze des Interpolationsbereich

Eine allgemeine Form einer Wärmeübergangskorrelation ist in Gleichung (5.4) gegeben. Um nicht den Trend einer Korrelation zu modifizieren, blieben die Exponenten ( $m$  und  $n$ ) unverändert und lediglich der Vorfaktor ( $const$ ) wurde verändert. Durch den engen Bereich ist die Anzahl an Punkten begrenzt, demzufolge kann nur ein Korrelationsparameter angepasst werden. Die alternative Anpassung des Exponenten  $m$  wurde versucht, verursachte aber große Temperaturdifferenzen abhängig vom Interpolationsbereich und war somit ungeeignet.

$$Nu = const \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (5.4)$$

Die Interpolationsmethode verwendet dimensionslose Korrelationen zur Vorsage des Wärmeübergangs in überkritischem Wasser von Bishop et al. [27], Grass et al. [57], Griem [41], Jackson und Hall [58], Petukhov et al. [21], Razumovskiy et al. [39], Swenson et al. [26], Watts und Chou [38]. Eine Übersicht der Korrelationen ist in Kapitel 1.2.2 zu finden.

In der *CHF* Tabelle von Groeneveld et al. [74] wurde stattdessen eine Polynomfunktion der Tabellenparameter (Druck, Dampfanteil, Massenstromdichte) an einen Datenbereich angepasst. In der Polynomfunktion wurden der Dampfanteil und die Massenstromdichte linear und der Druck quadratisch berücksichtigt wurde. Eine Anpassung erfolgte an mindestens 8 Datenpunkten, während für die vorliegende Wärmeübergangstabelle und der Verwendung von fünf unabhängigen Parametern mindestens 15 Datenpunkte verwendet wurden. Die Wärmeübergangstabelle für überkritisches Wasser ist, durch die starken Stoffeigenschaftsgradienten, um einiges komplexer als die *CHF* Tabelle. Eine Anpassung der Koeffizienten einer Polynomfunktion wie Groeneveld et al. [74], die alle Tabellenparameter der Wärmeübergangstabelle ( $G, q, p, d, h_b$ ) berücksichtigt, würde eine wesentlich größere Anzahl an Daten als Stützstellen benötigen, was einen unverhältnismäßig hohen Aufwand bedeutet. Bei dieser hier durchgeführten Anpassung ist im Gegensatz dazu nur ein Parameter der Korrelation lokal angepasst worden.

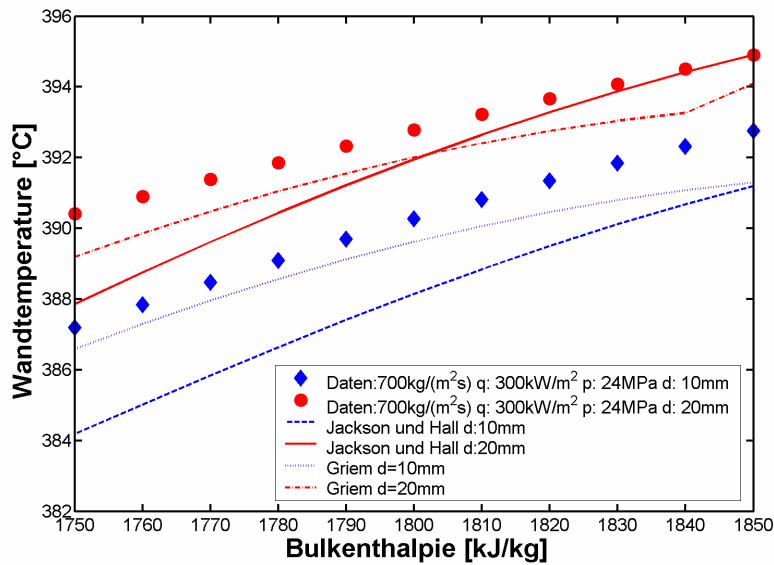


Abb. 5-7: Interpolationsbereich für einen Interpolationspunkt

In Abb. 5-7 sind beispielhaft zwei verschiedene Wandtemperaturverläufe nach der Glättung dargestellt, die sich voneinander nur im Durchmesser  $d$  unterscheiden. Ferner sind die Temperaturverläufe der Korrelationen von Jackson und Hall [58] sowie Griem [41] eingezeichnet. Zur Veranschaulichung wurde auf die ausführliche Darstellung aller untersuchten Korrelationen verzichtet.

Ziel der Interpolation ist es, den zu tabellierenden Datenpunkt mit einem Durchmesser von 15mm und einer Bulkenthalpie von 1800kJ/kg zu bestimmen. Die Werte der sonstigen Kenngrößen entsprechen den der ausgewählten Datenpunkte. Hierfür wird um den gewünschten Punkt stets ein Bereich von  $\pm 50$ kJ/kg gewählt, um die zu verwendete Korrelation auszuwählen und auch anzupassen.

Für jeden Datenpunkt des Interpolationsbereichs wird die Nusselt-Zahl durch die Korrelation bestimmt. Zur Auswahl der Korrelation wird der Quotient  $x_i$  der Nusselt-Zahl der Daten des Interpolationsbereichs  $Nu_{exp}$  und der Nusselt-Zahl der Korrelation  $Nu_{korr}$  gemäß Gleichung (5.5) gebildet.

$$\left[ \frac{Nu_{exp}}{Nu_{korr}} \right] = x_i \quad (5.5)$$

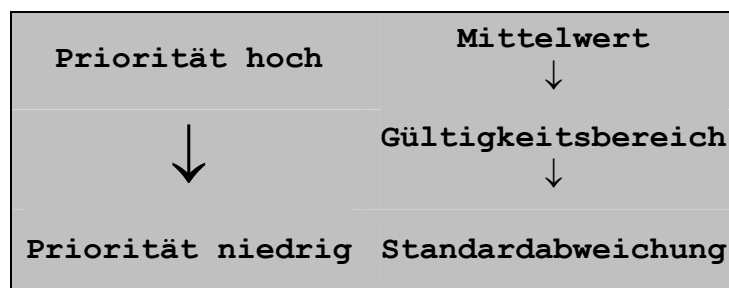
Ein Verhältnis  $x_i$  von Eins bedeutet in diesem Zusammenhang ein Optimum, das heißt die Korrelation kann einen Datenpunkt exakt wiedergeben. In Gleichung (5.6) ist der Mittelwert der Quotienten dargestellt.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_i^N x_i \quad (5.6)$$

Nimmt der Mittelwert  $\bar{x}$  den Wert Eins an, so kann die Korrelation alle Daten  $N$  des Interpolationsbereichs exakt wiedergeben.

In Tab. 5-3 ist für einige Korrelationen die Auswertung zusammengefasst. Zur Beurteilung der Korrelationen wurden mehrere Gesichtspunkte herangezogen. Höchste Priorität wurde dem Mittelwert  $\bar{x}$  einer Korrelation gegeben, der sich nicht wesentlich von Eins unterscheiden darf. Dies ist gleichbedeutend mit einer guten Vorhersage. Zweithöchste Priorität stellt der Gültigkeitsbereich der Korrelation dar. Der Interpolationsbereich sollte sich innerhalb des Gültigkeitsbereichs der Korrelation befinden. Niedrigste Priorität wurde der Standardabweichung des Quotienten gegeben. Die Auswahl lässt sich somit zu einer Prioritätenliste (Tab. 5-2) zusammenfassen.

Tab. 5-2: Prioritätenliste: Auswahl der Korrelation



Vereinzelt konnten Korrelationen, auch außerhalb ihres Gültigkeitsbereichs, Datenpunkte des Interpolationsbereichs besser vorhersagen als Korrelationen innerhalb ihres Gültigkeitsbereichs. In diesen Fällen wurde der besseren Korrelation,  $\bar{x}$  näher Eins der Vorrang gegeben, was die Reihenfolge der Prioritäten rechtfertigt.

Tab. 5-3: Auswahlkriterien für die Korrelationen

Korrelation	Daten im Gültigkeitsbereich der Korrelation [%]	Mittelwert der Quotienten	Standardabweichung	Abweichung vom Optimum [%]
Griem [41]	100	0,95	0,002	5
Jackson und Hall [58]	100	0,92	0,009	8
Swenson et al. [26]	0	0,88	0,014	12

Wie der Tab. 5-3 zu entnehmen ist, beschreibt die Korrelation von Griem [41] den untersuchten Bereich am Besten. Die Abweichung vom Optimum beträgt 3%. Im Vergleich dazu ist die

Abweichung der Korrelationen von Jackson und Hall [58] (6%) sowie Swenson et al. [26] (12%) deutlich größer.

Die Standardabweichung der Quotienten von Jackson und Hall ist ebenfalls größer als von Griem, somit wird die Korrelation von Griem verwendet. Die Korrelation von Swenson et al. schneidet insgesamt deutlich schlechter ab.

Aufgrund dieser Betrachtung ist die Korrelation von Griem für die Interpolation ausgewählt worden. Diese Korrelation konnte nun mit einem Faktor korrigiert werden, der lokal zu einer Verbesserung führt. Der berechnete Mittelwert  $\bar{x}$  stellt den Faktor dar, um den die Korrelation zur Vorhersage der Daten korrigiert werden muss, um die Daten des Interpolationsbereichs besser zu berechnen.

$$Nu_{inter} = Nu_{korr} \cdot \bar{x} \quad (5.7)$$

Die Berechnung des zu tabellierenden Datenpunktes für die Wärmeübergangstabelle erfolgt nach Gleichung (5.7) mit der lokal angepassten Korrelation  $Nu_{inter}$ . Die Standardabweichung des Quotienten gibt somit den Vertrauensbereich des neuen Datenpunktes an, da dieser sich auf die tabellierte Wandtemperatur auswirkt. Eine gesonderte Betrachtung der Standardabweichung erfolgt in der Fehlerbetrachtung (Kap. 5.6).

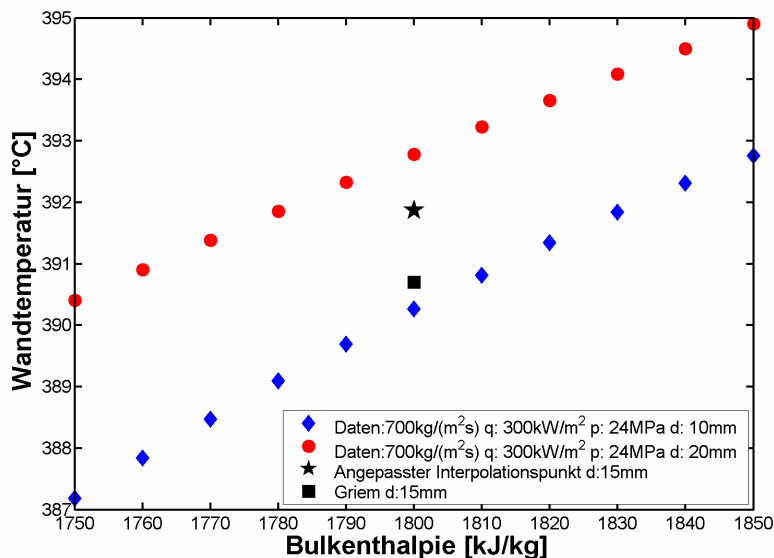


Abb. 5-8: Berechnete Wandtemperatur nach der Interpolationsmethode

In Abb. 5-8 ist der Unterschied der Wandtemperaturen der ursprünglichen Korrelation und der lokal angepassten Korrelation dargestellt. Die zwei Wandtemperaturen unterscheiden sich um ca. 1,5°C. Der interpolierte Datenpunkt (schwarzer Stern) befindet sich zwischen den Wandtemperaturverläufen des höheren und des niedrigeren Durchmessers.

Wie in Abb. 5-7 ersichtlich, gibt die Korrelation von Griem im betrachteten Fall die Wandtemperaturen etwas zu tief an. Ohne die lokale Anpassung der Korrelation würde die Wand-

temperatur somit zu niedrig berechnet werden (schwarzes Quadrat). Durch die lokale Anpassung der Korrelation kann die Interpolationsmethode eine genauere Vorhersage geben. Die alternative Möglichkeit der linearen Interpolation würde kein physikalisches Verständnis verwenden, das in Korrelationen verwendet wird.

### Extrapolationsmethode

Gleichwohl durch die Interpolation schon weite Bereiche der Tabelle gefüllt werden können, ist es trotzdem noch unumgänglich, in vereinzelt Bereichen Extrapolationen anzuwenden. Extrapolationen sind notwendig, um die Tabelle im gewünschten Parameterbereich erstellen zu können. In Abb. 5-9 ist der Unterschied einer Interpolation zu einer Extrapolation verdeutlicht. Während bei der Interpolation der Interpolationspunkt von Daten aller Tabellenparameter umschlossen ist, ist bei der Extrapolation dies nicht für alle Tabellenparameter gegeben.

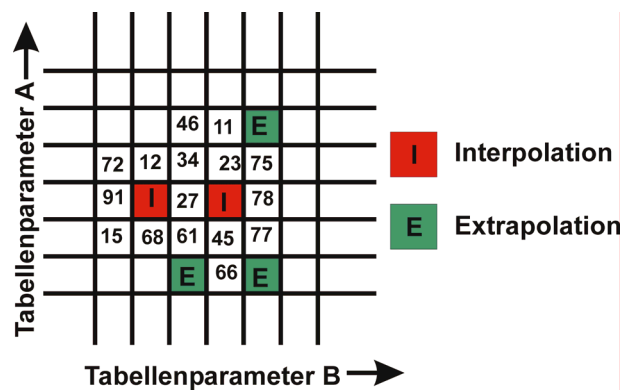


Abb. 5-9: Skizze einer Inter- und Extrapolation

Diese Maßnahme wurde nur bei kleinen Differenzen eines Parameters vom Extrapolationsbereich angewendet. Hauptsächlich konnten dadurch einige 8mm Daten aus 10mm Daten gewonnen werden. Durch die lokale Anpassung der Korrelation ist sie nur in einem engen Bereich anwendbar. Basierend auf den vorhandenen Daten in der Wärmeübergangstabelle werden, unter Zuhilfenahme der Korrelationen, diese Lücken geschlossen. Wie auch bei der Interpolation wird die Korrelation an einen Datenbereich angepasst. Im Gegensatz zu der Interpolation ist bei der Extrapolation kein Datensatz vorhanden, der den gesuchten Punkt im Parameterbereich einschließt. Die Differenzen in der Wandtemperatur sind gering, infolgedessen auch der Fehler. Es ergibt sich dennoch eine gewisse Unsicherheit, die bei der Fehlerbertrachtung (Kapitel 5.6) berücksichtigt wurde.



## 5.5 Randbereiche der Wärmeübergangstabelle

Eine genaue Vorhersage des Wärmeübergangs in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes ist eine der Hauptanwendungen der Wärmeübergangstabelle. Die Differenz zwischen den Korrelationen und experimentellen Daten ist hier am größten. Bei großer Entfernung von dieser Temperatur nähern sich die Korrelationen asymptotisch den experimentellen Daten wieder an. Die Stoffeigenschaften oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur sind nicht mehr so stark temperaturabhängig. Die Unterschiede der Stoffeigenschaften zwischen Wand und Bulk sind nicht gravierend. Folglich sind die vereinfachten Annahmen der Korrelationen (z.B. lineare Stoffeigenschaftsgradienten) wieder gerechtfertigt. Die Wärmeübergangstabelle verbessert speziell die Vorhersage im pseudo-kritischen Bereich und schließt somit dieses Defizit der Korrelationen.

Für Randbereiche der Wärmeübergangstabelle stehen wenige oder keine experimentellen Daten zur Verfügung. Um dennoch in diesen Bereichen Vorhersagen machen zu können, wird auf vorhandenen Korrelationen zurückgegriffen.

Bei ausreichend großem Abstand vom pseudo-kritischen Punkt ist der Fehler in der Vorhersage, der durch die Verwendung der Korrelation gemacht wird, gering. In Abb. 5-10 dargestellt sind experimentelle Daten von Griem [40] und die Korrelationen von Bishop et al. [27], Jackson und Hall [58] sowie Petukhov et al. [21]. Mit zunehmender Enthalpie nähern sich die durch Korrelationen berechnete Wandtemperatur den gemessenen an. Die Differenz der Wandtemperatur zwischen Experiment und Korrelation, wird mit zunehmender Entfernung vom pseudo-kritischen Punkt ( $T_{pc}$ ) kleiner.

Bereiche der Wärmeübergangstabelle, in denen Werte fehlen, die ausreichend weit vom pseudo-kritischen Punkt entfernt sind, können infolgedessen durch die direkte Anwendung von Korrelationen berechnet werden. Die Auswahl der Korrelation erfolgt durch den Wandtemperaturverlauf im Randbereich der Tabelle, wodurch gewährleistet wird, dass keine unphysikalischen Sprünge in der Wandtemperatur eingefügt werden.

Analog ist das Verhalten der Korrelationen und Experimente bei niedrigen Wärmestromdichten. Bei niedrigen Wärmestromdichten ergibt sich ein nahezu konstantes Profil der Stoffeigenschaften im Querschnitt des Rohres. Verschlechterungen des Wärmeübergangs durch starke Änderungen der Stoffeigenschaften sind nicht zu erwarten.

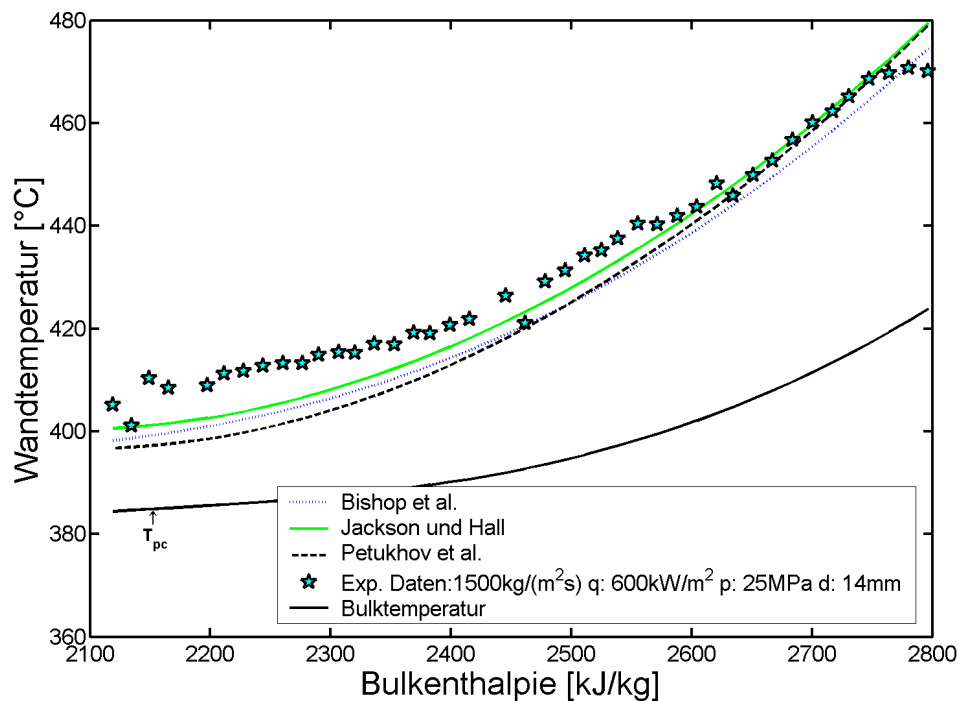


Abb. 5-10: Vergleich unterschiedlicher Korrelationen mit experimentellen Daten oberhalb des pseudo-kritischen Punktes [40]. Durch die Reduktion der Temperaturabhängigkeit mit zunehmender Enthalpie oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur sind die Annahmen der Korrelation bezüglich von Stoffeigenschaftsgradienten wieder erfüllt.

Bei konstanten Stoffeigenschaften im Querschnitt oder sehr schwachen Gradienten kann der Wärmeübergang beispielsweise mit der Korrelation von Dittus-Boelter (vgl. Kap. 1.2.2) für turbulente Rohrströmung berechnet werden. Diese Korrelation für nahezu konstante Stoffeigenschaften im Querschnitt stellt einen idealen Fall in Bezug auf Gradienten der Stoffeigenschaften dar.

Eine Korrelation, die diese Bereiche mit niedriger Wärmestromdichte berechnen soll, sollte zum einen in diesem Randbereich gültig sein und zum anderen asymptotisch in die Dittus-Boelter Korrelation übergehen. Somit wird gewährleistet, dass die Tabelle keine unphysikalischen Temperatursprünge aufweist. Die Korrelation von Griem (B.20) erwies sich während den Interpolationen als gute Korrelation für niedrige Wärmestromdichten. Sie deckt mit dem Gültigkeitsbereich weite fehlende Bereiche ab und ist zudem vom Dittus-Boelter Typ. Infolgedessen wurden fehlende Randbereiche mit niedrigen Wärmeströmen mit dieser Korrelation berechnet.

## 5.6 Fehlerrechnung

Im Zusammenhang mit der Erarbeitung der Tabelle müssen verschiedene Fehlerquellen berücksichtigt werden, die zusammen den Toleranzbereich ergeben. Da die tabellierten Werte keine direkten Messwerte darstellen, ist eine gesonderte Fehlerbetrachtung notwendig. Fehler müssen für jeden der durchgeführten Arbeitsschritte einzeln beurteilt werden. Die folgenden Fehler wurden betrachtet:

### 5.6.1 Betrachtete Einzelfehler

#### Messgenauigkeit der verwendeten Experimente

Für jeden Datensatz eines Autors wurde die Genauigkeit der Messgeräte der Versuchsanlage bestimmt. In Fällen, in denen von den Autoren mangelnde Angaben zur Genauigkeit gemacht wurden, sind sie mit  $\pm 3^\circ\text{C}$  (in runden Klammern) angenommen worden. Eine Aufstellung der Messgenauigkeiten der verwendeten Experimente ist in Tab. 5-4 gegeben. Zur einheitlichen Bewertung des Fehlers der Experimente  $\delta_{\text{Experiment}}$  wurde die Messgenauigkeit der Thermoelemente verwendet (5.8).

Da in allen Fällen die Außenwandtemperatur des Rohres gemessen wurde, müsste zusätzlich eine Fehlerbetrachtung für die Lösung der Fourierschen Differentialgleichung für die radiale Wärmeleitung in der Rohrwand zur Bestimmung der Innenwandtemperatur berücksichtigt werden. Leider wurde, außer in der Arbeit von Herkenrath et al. [31], keine Betrachtung dieses Fehlers durchgeführt, so dass dieser Fehler nicht berücksichtigt werden kann. Der Wert bei Herkenrath et al. in geschweifeter Klammer, wurde mit Berücksichtigung der Fourierschen Differentialgleichung angegeben.

$$\delta_{\text{Experiment}} = \pm \text{Messgenauigkeit des Thermoelements} \quad (5.8)$$

Tab. 5-4: Messgenauigkeit der Thermoelemente verschiedener Autoren

Autor	Messgenauigkeit der Thermoelemente	Autor	Messgenauigkeit der Thermoelemente
Ackermann [33]	Keine Angaben ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )	Ornatskii et al. [34]	Keine Angaben ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )
Glushchenko et al. [35]	Keine Angaben ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )	Shitsman [24,25]	$\pm 2\text{-}3^\circ\text{C}$
Griem [40]	$\pm 2,5\text{-}3,5^\circ\text{C}$	Swenson et al. [26]	Keine Angaben ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )
Herkenrath et al. [31]	$\pm 2\text{-}3^\circ\text{C}$ {8,1-10,7%}	Vikhrev et al. [29]	Keine Angaben ( $\pm 3^\circ\text{C}$ )
Kirillov et al. [43]	$\pm 2^\circ\text{C}$	Yamagata et al. 36]	$\pm 2^\circ\text{C}$

### Datenerfassung

Viele der Datenpunkte wurden aus Diagrammen rekonstruiert, um sie für die Wärmeübergangstabelle verwenden zu können. Somit besteht die Möglichkeit der ungenauen Wiedergabe der Daten im Vergleich zu den Originalwerten mit denen die Tabelle erstellt wurde. Durch das hochauflösende Einscannen der Diagramme sowie durch anschließende Vergrößerung vor der Datenerfassung, konnte der Fehler der Datenerfassung  $\delta_{\text{Datenerfassung}}$  mit  $\pm 0,3^\circ\text{C}$  abgeschätzt werden (5.9).

$$\delta_{\text{Datenerfassung}} = \pm 0,3^\circ\text{C} \quad (5.9)$$

Der Fehler der Datenerfassung (5.9) tritt nur zusammen mit dem Fehler experimenteller Daten (5.8) auf, und kann, da die Einzelfehler quadratisch addiert werden, vernachlässigt werden.

### Glätten der experimentellen Daten

Durch die Verwendung von glättenden Ausgleichssplines wurde die Streuung der Daten  $N$  deutlich reduziert. Der zu berücksichtigende Fehler  $\delta_{\text{Glätten}}$  des Ausgleichssplines lässt sich durch die Standardabweichung der Temperaturdifferenz des geglätteten ( $T_{\text{Spline},i}$ ) zum experimentellen Wert ( $T_{\text{Experiment},i}$ ) beziffern (5.10).

$$\delta_{\text{Glätten}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i^N (T_{\text{Experiment},i} - T_{\text{Spline},i})^2} \quad (5.10)$$

Zur Veranschaulichung ist im unteren Teil der Abb. 5-11 die Temperaturdifferenz zwischen einem Ausgleichsspline und einem Datensatz dargestellt. Im oberen Teil sind die experimentellen Datenpunkte und der Ausgleichsspline dargestellt.

Jeder durch den Ausgleichsspline berechnete Wert unterliegt der Standardabweichung des Splines. Maximal kann der Fehler den Zahlenwert der Messungenauigkeit der Thermoelemente erreichen, da dies durch die verwendete Glättmethode (Kapitel 5.2) vorgegeben ist. In Abb. 5-11 liegt der Fehler des Ausgleichssplines bei 1,1K und somit geringer als maximal möglich.

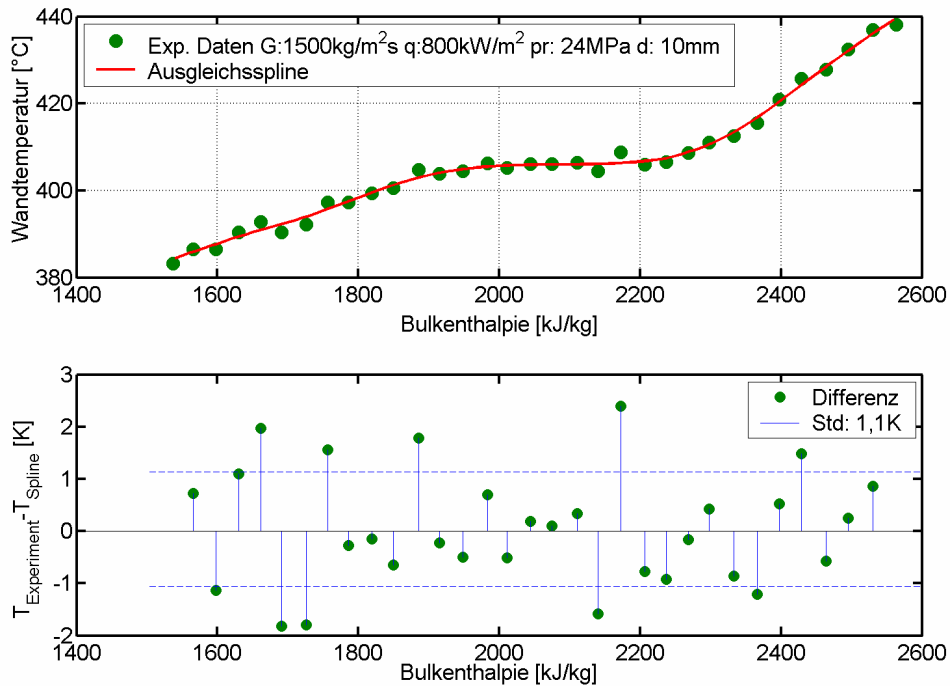


Abb. 5-11: Fehler durch das Verwenden eines Ausgleichssplines [31], der Fehler eines einzelnen Punktes ergibt sich aus der Standardabweichung des Ausgleichssplines zum Experiment

### Verwendung der Korrelation bei Inter- und Extrapolationen

Durch die lokale Anpassung des Vorfaktors der Korrelation wird die Vorhersage der Korrelation verbessert. Der sich mit der Interpolation ergebende Fehler lässt sich durch die Daten des Interpolationsbereichs quantifizieren.

Der Fehler, der auf die Interpolation zurückgeführt werden kann, bestimmt sich wie folgt.

$$\left[ \frac{Nu_{\text{exp}}}{Nu_{\text{korr}}} \right] = x_i \quad (5.11)$$

In Gleichung (5.11) stellt  $x_i$  den Quotienten der Nusselt-Zahl des Experiments zu der Nusselt-Zahl der Korrelation für einen Datenpunkt dar. Der Mittelwert  $\bar{x}$  sowie die Standardabweichung des Mittelwerts  $\sigma_{\bar{x}}$  dieses Quotienten ergeben sich für alle Quotienten  $N$  durch Gleichung (5.12). Alle Daten, die in dem ausgewählten Interpolationsbereich um den Interpolationspunkt (Abb. 5-6) fallen, werden für die Berechnung herangezogen.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_i^N x_i \quad (5.12)$$

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_i^N (x_i - \bar{x})^2} ; \sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}$$

Der Mittelwert zusammen mit der Standardabweichung, wird als Vorfaktor  $x_{VF}$  zur Optimierung der Korrelation für den zu interpolierenden Datenpunkt gemäß (5.13) verwendet.

$$Nu_{inter} = Nu_{korr} \cdot x_{VF} ; x_{VF} = \bar{x} \pm \delta(x_{VF}) ; \delta(x_{VF}) = \sigma_{\bar{x}} \quad (5.13)$$

$$\frac{q_{inter} d_{inter}}{\Delta T_{inter} \lambda_{b,inter}} = \frac{q_{korr} d_{korr}}{\Delta T_{korr} \lambda_{b,korr}} \cdot x_{VF} \quad (5.14)$$

Berücksichtigt man, dass sich die Terme der Wärmestromdichte  $q$ , der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_b$  im Bulk und der Durchmesser  $d$  in beiden Nusselt-Zahlen ( $Nu_{inter}$  und  $Nu_{korr}$ ) nicht unterscheiden, vereinfacht sich Gleichung (5.14) zu (5.15).

$$\Delta T_{inter} = \Delta T_{korr} \cdot \frac{1}{x_{VF}} \quad (5.15)$$

$$\Delta T_{inter} = (T_{w,inter} - T_b) ; \Delta T_{korr} = (T_{w,korr} - T_b)$$

Die Wandtemperatur  $T_{w,inter}$  der Interpolation lässt sich infolgedessen durch die Bulktemperatur  $T_b$ , die durch die Korrelation berechnete Wandtemperatur  $T_{w,korr}$  und den Vorfaktor  $x_{VF}$  durch Gleichung (5.16) berechnen.

$$T_{w,inter} = T_b + \Delta T_{korr} \cdot \frac{1}{x_{VF}} \quad (5.16)$$

Die Temperaturdifferenz des Interpolationspunktes  $\Delta T_{inter}$  wird nach Gleichung (5.15) durch das Produkt aus Temperaturdifferenz der Korrelation  $\Delta T_{korr}$  und dem reziproken Vorfaktor  $x_{VF}$  gebildet. Jeder dieser zwei Faktoren in (5.15) kann durch den Mittelwert und dessen relative Standardabweichung dargestellt werden (5.17).

$$\Delta T_{korr} = \Delta \bar{T}_{korr} \left( 1 \pm \frac{\delta(\Delta T_{korr})}{|\Delta \bar{T}_{korr}|} \right) ; x_{VF} = \bar{x} \left( 1 \pm \frac{\delta(x_{VF})}{|\bar{x}|} \right) \quad (5.17)$$

Die Betrachtung der Temperaturdifferenz  $\Delta T_{korr}$  als Mittelwert und relative Standardabweichung für einen Interpolationspunkt vereinfacht die Herleitung. Setzt man Gleichung (5.17) in (5.15) ergibt sich Gleichung.

$$\Delta T_{inter} = \frac{\Delta \bar{T}_{korr}}{\bar{x}} \frac{1 \pm \frac{\delta(\Delta T_{korr})}{|\Delta \bar{T}_{korr}|}}{1 \pm \frac{\delta(x_{VF})}{|\bar{x}|}} \quad (5.18)$$

Der zweite Quotient der rechten Seite (5.18), besitzt die Form  $(1+a)/(1-b)$ , wenn der maximale Wert des Quotienten gesucht wird, wobei die relativen Standardabweichungen ( $a$  und  $b$ ) normalerweise klein sind. Somit können zwei Näherungen durchgeführt werden. Wenn  $b$

klein ist, kann eine Näherung des binomial Theorems (5.19) angewendet werden (Taylor [143]).

$$\frac{1}{(1-b)} \approx 1+b \quad (5.19)$$

Somit ergibt sich,

$$\frac{1+a}{1-b} \approx (1+a)(1+b) = 1+a+b+a \cdot b \approx 1+a+b \quad (5.20)$$

In Gleichung (5.20) kann das Produkt zweier kleiner Größen ( $a \cdot b$ ) vernachlässigt werden. Infolgedessen lässt sich Gleichung (5.18) zu (5.21) vereinfachen. Für eine detaillierte Herleitung sei auf Taylor [143] verwiesen. Aus Gl. (5.18) ergibt sich somit:

$$\Delta T_{inter} = \frac{\Delta \bar{T}_{korr}}{\bar{x}} \left( 1 + \frac{\delta(\Delta T_{korr})}{|\Delta T_{korr}|} + \frac{\delta(x_{VF})}{|\bar{x}|} \right) \quad (5.21)$$

Die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{inter}$  in (5.21) kann, ebenso wie in (5.17), aus einem Mittelwert und einer relativen Standardabweichung aufgefasst werden. Die relative Standardabweichung der Temperaturdifferenz  $\Delta T_{inter}$  ergibt sich demzufolge zu (5.22).

$$\frac{\delta(\Delta T_{inter})}{|\Delta T_{inter}|} \approx \frac{\delta(\Delta T_{korr})}{|\Delta T_{korr}|} + \frac{\delta(x_{VF})}{|\bar{x}|}. \quad (5.22)$$

Durch die Anpassung mit dem Vorfaktor wurde die Korrelation lokal verbessert, sodass sie im Interpolationsbereich die Daten bestmöglich vorhersagen kann. Die relative Standardabweichung der Temperaturdifferenz  $\Delta T_{korr}$  für einen Interpolationspunkt kann somit als klein angenommen werden und gegenüber der relativen Standardabweichung des Vorfaktors  $x_{VF}$  des Interpolationsbereiches vernachlässigt werden.

Der durch die Anpassung der Korrelation bei Inter- und Extrapolationen zu berücksichtigende Fehler ergibt sich infolgedessen zu (5.23).

$$\delta_{inter,extra} = \delta(\Delta T_{inter}) \approx \frac{\delta(x_{VF})}{|\bar{x}|} |\Delta T_{inter}| \quad (5.23)$$

In der Wärmeübergangstabelle unterscheiden sich die Wandtemperaturen lediglich durch verschiedene Genauigkeiten und nicht in Bereich abhängig von der Methode der Erstellung. Bereiche die durch Extrapolationen erstellt wurden sind somit für den Anwender nicht ersichtlich. Um der verbleibenden Unsicherheit der Extrapolation Rechnung zu tragen, wird zusätzlich zu dem Fehler der durch die Anpassung der Korrelation entsteht, ein Fehler von  $\pm 1^\circ\text{C}$  berücksichtigt. Diese Bereiche müssen somit nicht gesondert gekennzeichnet werden.

$$\delta_{extra} = \pm 1^\circ\text{C} \quad (5.24)$$

### Verwendung der Korrelationen in den Randbereichen der Tabelle

In Bereichen in denen die Korrelation direkt angewendet wird und somit keine Anpassung erfolgt, wird die von den Autoren dokumentierte Standardabweichung als Fehler  $\delta_{korrelation}$  verwendet (5.25) (vgl. Kapitel 1.2.2 ).

$$\delta_{korrelation} = \pm \text{Standardabweichung der Korrelation} \quad (5.25)$$

#### 5.6.2 Gesamtfehler der tabellierten Wandtemperaturen

Da nicht allen Bereiche der Wärmeübergangstabelle alle Fehlerquellen zugrunde liegen, ist eine abschnittsweise Differenzierung nötig. Es lassen sich die vier Bereiche unterscheiden:

- **Geglätteter experimenteller Datenbereich**
  - i. Experimenteller Fehler
  - ii. Fehler durch die Verwendung von Ausgleichssplines
- **Interpolierte Datenbereiche**
  - i. Experimenteller Fehler
  - ii. Fehler durch die Verwendung von Ausgleichssplines
  - iii. Fehler durch lokale Anpassung der Korrelation
- **Extrapolierte Datenbereiche**
  - i. Experimenteller Fehler
  - ii. Fehler durch die Verwendung von Ausgleichssplines
  - iii. Fehler durch lokale Anpassung der Korrelation
  - iv. Unsicherheitsfaktor für Extrapolation
- **Datenbereich durch die Verwendung von Korrelationen**
  - i. Fehler der Korrelation

Eine Berechnung des sich ergebenden Gesamtfehlers, wird mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung durchgeführt [93]. Der Fehler setzt sich gemäß Gleichung (5.26) aus den einzelnen Fehlern ( $1 \dots k$ ) zusammen.

$$\delta_{Gesamt} = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2 + \delta_3^2 + \dots + \delta_k^2} \quad (5.26)$$

#### Beispiel

Für den in Abb. 5-8 dargestellten Interpolationspunkt (grüner Stern) ergibt sich nach Gleichung (5.27) der Gesamtfehler der Wandtemperatur zu 3,41K. Die Wandtemperatur beträgt somit **396±3,4°C**.



$$\delta_{Gesamt} = \sqrt{\delta_{Experiment}^2 + \delta_{Glätten}^2 + \delta_{inter,extra}^2} = \sqrt{(3K)^2 + (1,6K)^2 + (0,23K)^2} \quad (5.27)$$

$$\underline{\underline{\delta_{Gesamt} = 3,41K}} \quad ; \quad \underline{\underline{T_{w,Tabelle} = 396 \pm 3,4^\circ C}}$$

## 5.7 Ausschnitt der Wärmeübergangstabelle

Ein Ausschnitt der Wärmeübergangstabelle ist in Tab. 5-5 präsentiert. Jede Wandtemperatur  $T_w$  wird durch fünf Tabellenparameter (Massenstromdichte  $G$ , Wärmestromdichte  $q$ , Druck  $p$ , Durchmesser  $d$ , Bulkenthalpie  $h_b$ ) beschrieben.

Durch eine Fehlerrechnung (Kap. 5.6) war es möglich, für jede tabellierte Wandtemperatur einen Toleranzbereich zu bestimmen. Der Toleranzbereich wurde in vier Bereiche mit unterschiedlichen Genauigkeiten unterteilt. Wandtemperaturen mit einer Genauigkeit von ca.  $3^\circ C$  sind weiß hinterlegt. Bereiche in grau weisen einen Toleranzbereich von  $3-7^\circ C$  auf, blaue Bereiche  $7-10^\circ C$  und Bereiche in gelb für  $10-20^\circ C$ .

Tab. 5-5: Ausschnitt der Wärmeübergangstabelle

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
[kg/m <sup>2</sup> s]	[kW/m <sup>2</sup> ]	[MPa]	[mm]	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
1500	500	24	8	303	341	370	387	390	394	394	394	395	396	397	399	405	414	439
1500	500	24	10	305	342	371	387	391	395	395	395	396	397	398	400	406	415	441
1500	500	24	15	307	344	373	388	393	396	396	396	397	398	400	402	408	417	443
1500	500	24	20	308	346	374	389	394	398	397	397	398	399	401	403	410	419	446
1500	500	25	8	304	341	371	388	392	396	397	398	399	400	402	404	410	418	444
1500	500	25	10	305	342	372	389	393	397	398	399	400	401	403	405	411	420	445
1500	500	25	15	307	344	374	390	394	399	400	400	401	403	404	407	413	422	448
1500	500	25	20	308	346	375	391	394	400	401	402	402	404	405	408	414	423	450
1500	800	22,5	8	321	357	382	394	398	399	398	397	398	401	404	403	411	419	457
1500	800	22,5	10	323	359	385	396	400	400	400	400	399	400	402	405	413	421	459
1500	800	22,5	15	326	362	385	397	401	400	398	398	399	400	404	407	416	424	464
1500	800	22,5	20	326	361	385	398	402	399	397	397	398	400	406	409	419	427	470
1500	800	23,5	8	321	358	384	395	398	399	402	402	403	405	407	410	420	431	465

Die vollständige Tabelle befindet sich Anhang, sie beinhaltet 5.280 Wandtemperaturwerte.

Für nicht tabellierte Werte wird die Wandtemperatur durch eine lineare Interpolation zwischen den Tabellenwerten der Wärmeübergangstabelle berechnet.

### Beispiel

Die Wandtemperatur für  $G=1500\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $q=500\text{kW/m}^2$ ,  $p=25\text{MPa}$ ,  $d=10\text{mm}$  und  $h_b=2100\text{kJ/kg}$  wird gesucht. Durch das Aufsuchen der Zeile mit den diskreten Werte ( $G$ ,  $q$ ,  $p$ ,  $d$ ) auf der linken Seite der Tabelle und der Spalte der entsprechenden Bulkenthalpie ( $h_b$ ) im Kopf der Tabelle kann die Temperatur im Schnittpunkt abgelesen werden. Die Wandtemperatur des gesuchten Punktes ist somit  $T_w=399^\circ\text{C}$ .

## 5.8 Verifikation der Wärmeübergangstabelle für kleine Rohrdurchmesser

Aufgrund der geringen Anzahl an experimentellen Daten mit kleineren Rohrdurchmessern, wurde die Wärmeübergangstabelle für Durchmesser von 8-20mm erstellt. Um die Wärmeübergangstabelle auch für kleinere Rohrdurchmesser  $d<8\text{mm}$  anwenden zu können, wird eine Verifikation anhand vorhandener experimenteller Daten mit kleinen Durchmessern durchgeführt. Zur Ermittlung der Wandtemperaturen für kleinere Durchmesser als in der Wärmeübergangstabelle vorhanden, wird eine lineare Extrapolation mit den vorhandenen Daten für 8mm und 10mm durchgeführt.

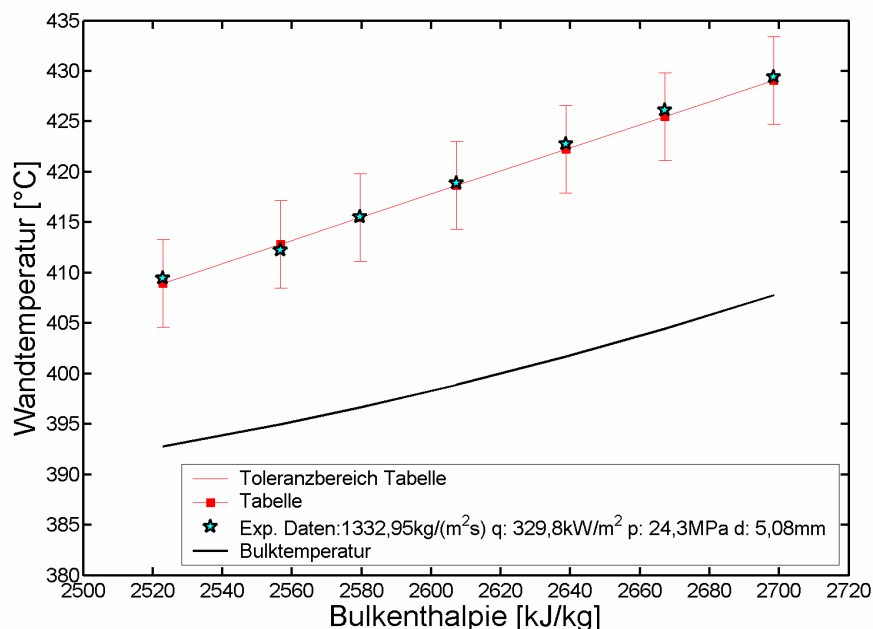


Abb. 5-12: Verifikation der Wärmeübergangstabelle für kleine Durchmesser ( $q/G=0,24\text{kJ/kg}$ ) [28]. Eine Extrapolation der Wärmeübergangstabelle zu Durchmessern mit  $d=5\text{mm}$  zeigt eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten.

In Abb. 5-12 und Abb. 5-13 sind experimentelle Daten von Bishop et al. [28] einer Extrapolation der Wärmeübergangstabelle gegenübergestellt. Die zwei Experimente unterschieden sich sowohl im Druck wie auch in der Wärmestromdichte und stellen so verschiedene Bereiche der Wärmeübergangstabelle dar.

Die Vorhersage der Wandtemperaturen durch die Wärmeübergangstabelle trifft mit einer guten Übereinstimmung die experimentellen Daten in Abb. 5-12. Der Einfluss des Durchmessers auf die Wärmeübertragung und damit auf die Wandtemperatur ist gering. So kann beispielsweise der Einfluss des Durchmessers mit  $\alpha \sim d^{-0,2}$  dargestellt werden, wenn die Dittus-Boelter Gleichung zugrunde gelegt wird [86].

In Abb. 5-13 ist ein weiterer Vergleich mit experimentellen Daten bei einer höheren Wärmestromdichte und tieferem Druck dargestellt. Die Wandtemperaturen des Experimentes werden mit der Wärmeübergangstabelle innerhalb des Toleranzbereiches der Tabelle vorhergesagt.

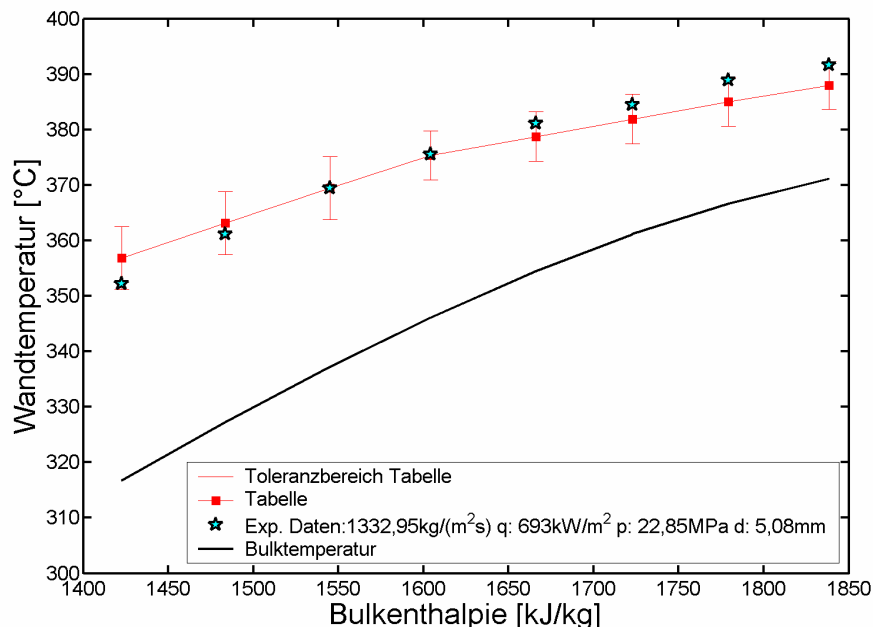


Abb. 5-13: Verifikation der Wärmeübergangstabelle für kleine Durchmesser ( $q/G=0,52\text{kJ/kg}$ ) [28]. Durch Extrapolation der Wärmeübergangstabelle werden die experimentellen Daten innerhalb des Toleranzbereiches vorhergesagt.

Beide Extrapolationen belegen, dass die Wärmeübergangstabelle auch für kleinere Durchmesser angewendet werden kann und Vorhersagen mit der Wärmeübergangstabelle gute Übereinstimmungen mit experimentellen Daten liefert.



## 6 Ergebnisse für Rohrströmungen und erste *HPLWR* Anwendungen

In diesem Kapitel wird die Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser mit experimentellen Daten für Rohrströmungen verglichen. Die Wärmeübergangstabelle wird auf ihre Zuverlässigkeit überprüft und anschließend in einer ersten Anwendung für das *HPLWR* Projekt die Anwendbarkeit demonstriert.

### 6.1 Vergleich der Tabelle mit Korrelationen für Rohrströmungen

In diesem Kapitel wird die Vorhersage der Wandtemperatur der Wärmeübergangstabelle mit verschiedenen Korrelationen verglichen. Ebenso wird die Genauigkeit der Tabelle mit diesen Korrelationen verglichen.

Für die Analysen der Wärmeübergangstabelle wurden drei viel zitierte Korrelationen ausgewählt: Bishop et al. [27], Jackson und Hall [58] und Petukhov et al. [21] (vgl. Kapitel 1.2.2). Diese Korrelationen eignen sich besonders, da ihre Gültigkeitsbereiche nahezu den gesamten Parameterbereich der Tabelle abdecken. Nur die Korrelation von Bishop et al. wurde für kleinere Durchmesser empfohlen, als in der Tabelle berücksichtigt werden.

Es wird gezeigt, dass mit der Wärmeübergangstabelle präzisere Vorsagen in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes gemacht werden können, als durch die Korrelationen.

#### 6.1.1 Vergleich mit einzelnen Experimenten

Zur weiteren detaillierteren Analyse werden die verschiedenen Vorhersagemethoden mit Experimenten verglichen. In Abb. 6-1 sind fünf Experimente qualitativ dargestellt, die zu vergleichen herangezogen werden. Grün hinterlegt ist der Parameterbereich der durch die Wärmeübergangstabelle abgedeckt wird. In roten Rechtecken sind Experimente dargestellt, deren Daten zur Erstellung der Tabelle vorlagen und im gelben Rechteck ist ein Experiment, dessen Daten erst nach der Fertigstellung der Tabelle zugänglich waren. Ein Vergleich mit diesen Daten wird am Ende dieses Kapitels durchgeführt. Die ausgewählten Experimente stellen einen repräsentativen Querschnitt durch die Wärmeübergangstabelle dar. Verschiedene Massenstromdichten, Wärmestromdichten sowie verschiedene Durchmesser wurden eingeschlossen.

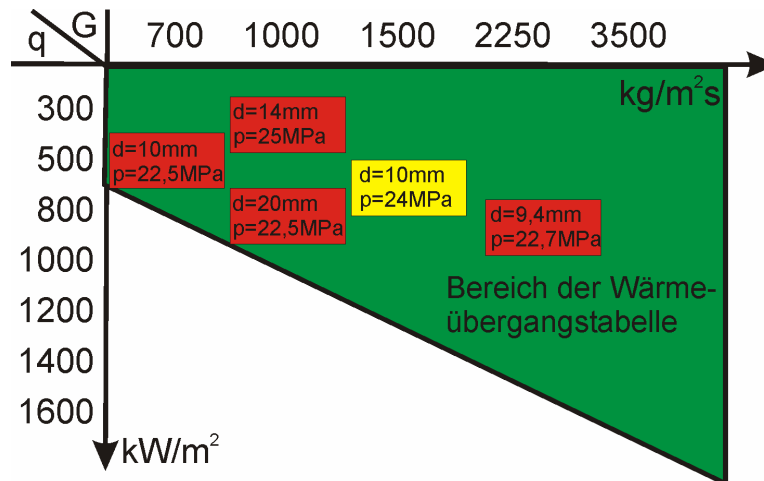


Abb. 6-1: Übersicht, fünf ausgewählter Experimente in Bezug zum Parameterbereich der Wärmeübergangstabelle für überkritisches Wasser

Die Abb. 6-2 zeigt Wandtemperaturen experimenteller Daten von Herkenrath et al. [31] als Funktion der Bulkenthalpie. Ebenso dargestellt sind die Wandtemperaturverläufe der Korrelationen sowie der Wärmeübergangstabelle. Zur Orientierung ist die Bulktemperatur dargestellt sowie der pseudo-kritische Punkt mit  $T_{pc}$  gekennzeichnet.

Die Wandtemperatur der Experimente steigt mit zunehmender Enthalpie an. Kurz nachdem die Bulktemperatur die pseudo-kritische Temperatur übersteigt, sinkt die Wandtemperatur geringfügig ab. Mit weiterer Enthalpiezunahme steigt sie wieder an.

Die Wandtemperaturverläufe der Korrelationen weisen deutliche Differenzen zu den gemessenen Wandtemperaturen auf. Bei niedrigen Enthalpien bis ca. 1800kJ/kg besitzen sie den gleichen Trend. Die Korrelation von Petukhov et al. [21] überschätzt die Wandtemperatur leicht, während die zwei anderen Korrelationen die Temperatur zu gering wiedergeben. Im Bereich zwischen 1800-2400kJ/kg weichen die Korrelationen im Wandtemperaturverlauf deutlich von dem Experiment ab. Die Korrelation von Bishop et al. [27] weicht ca. 25°C von den gemessenen Temperaturen ab, währenddessen ergeben Jackson und Hall [58] sowie Petukhov et al. über 30°C Unterschied.

Die Wärmeübergangstabelle im Vergleich kann nicht nur den Trend unterhalb und oberhalb der pseudo-kritischen Enthalpie gut wiedergeben, sondern auch direkt um diesen Punkt. Ebenfalls ist der Toleranzbereich der Tabellenwerte eingezeichnet, die vorhergesagte und gemessene Wandtemperatur weichen am geringsten voneinander ab und liegen im Toleranzbereich der Tabellenwerte. Der Toleranzbereich wurde durch die Mittelung von Einzeltoleranzen bestimmt. Die Einzeltoleranz ergibt sich für eine Wandtemperatur der Wärmeübergangstabelle aus dessen Farbcode in der Tabelle. Jeder Wert der Tabelle, der zur Berechnung des experimentellen Datenpunktes berücksichtigt wurde, fließt so in den gemittelten Toleranzbereich ein.

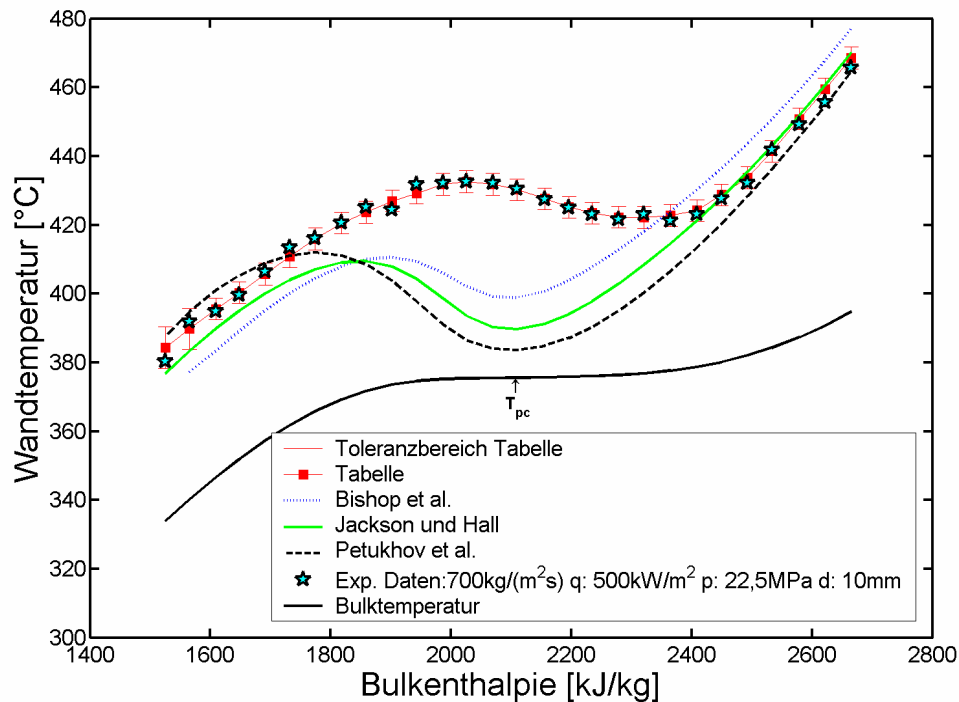


Abb. 6-2: Experimentelle Daten versus verschiedene Vorhersagemethoden ( $q/G=0,71\text{kJ/kg}$ ) [31]. Die Wärmeübergangstabelle kann die experimentellen Daten in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur gut wiedergeben, Korrelationen weisen hier große Differenzen zum Experiment auf.

Die starken Stoffeigenschaftsänderungen in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur ( $T_{pc}$ ), speziell die der hohen Wärmekapazität, führen zu einer Überschätzung des Wärmeübertragungskoeffizienten durch die Korrelationen und infolgedessen zu einem Absinken der Wandtemperatur.

Abb. 6-3 zeigt von Swenson et al. [26] gemessene Wandtemperaturverläufe. Mit einer Massenstromdichte von  $2150\text{kg/m}^2\text{s}$ , liegt die Massenstromdichte um ein Vielfaches höher als die in Abb. 6-2 gezeigten  $700\text{kg/m}^2\text{s}$ . Die Wandtemperaturen der Experimente liegen im gleichen zuvor dargestellten Bulkenthalpiefenster. Die Wärmeübergangstabelle stellt die Wandtemperatur über den gesamten Enthalpiefereich mit nur geringen Differenzen zu den Experimenten dar, wobei für die Berechnung der Wandtemperaturen mit der Wärmeübergangstabelle eine Interpolation innerhalb aller Tabellen Parameter nötig war.

In hinreichendem Abstand vom pseudo-kritischen Punkt ( $h_b < 1600\text{kJ/kg}$  und  $h_b > 2400\text{kJ/kg}$ ) unterscheiden sich die verschiedenen Vorhersagemethoden nur unwesentlich. Die Differenzen der Korrelationen um den pseudo-kritischen Punkt sind hier nicht so stark ausgeprägt wie im vorangegangenen Beispiel. Im Gegensatz zur vorherigen Abbildung (Abb. 6-2) ist der spezifische Wärmeeintrag pro Massenstrom geringer ( $q/G=0,36\text{kJ/kg}$ ). Infolgedessen sind die Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Bulk geringer, was geringere Stoffeigenschaftsänderungen im Rohrquerschnitt zur Folge hat. Die Korrelation von Petukhov et al. [21] wie auch

von Jackson und Hall [58] überschätzen die Experimente geringfügig vor dem pseudo-kritischen Punkt, in dem sie ein Maximum besitzen. Die Korrelation von Bishop et al. [27] hingegen gibt im gesamten dargestellten Enthalpiebereich die Wandtemperatur zu tief an.

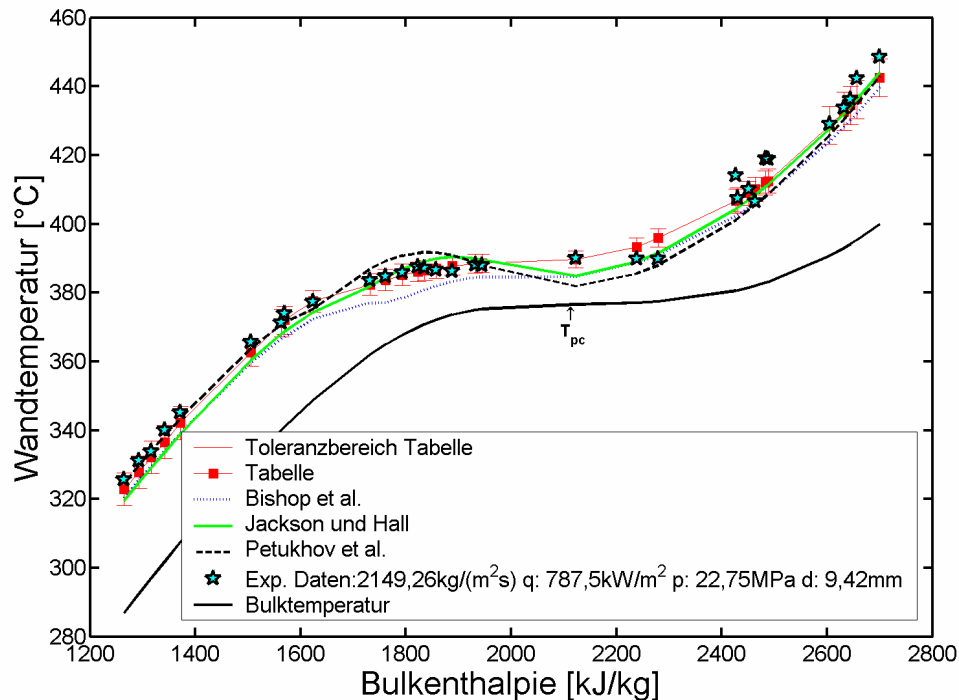


Abb. 6-3: Experimentelle Daten versus verschiedene Vorhersagemethoden ( $q/G=0,36\text{kJ/kg}$ ) [26]. Bei vergleichsweise niedrigen Wärmestromdichten (geringe Stoffeigenschaftsgradienten im Querschnitt) können Wärmeübergangstabelle wie auch Korrelation die experimentellen Daten gut vorhersagen.

Ein weiterer Vergleich mit Daten einer experimentellen Untersuchung von Griem [40] ist in Abb. 6-4 abgebildet. Der spezifische Wärmeeintrag ist mit  $q/G=0,45\text{kJ/kg}$  etwas höher. Die Wandtemperatur des Experiments steigt, bis auf wenige Ausreißer, monoton mit der Bulkenthalpie an. Die Vorhersage der Tabelle gibt den Trend innerhalb des Versuchsbereiches gut wieder. Lediglich kurz nach dem pseudo-kritischen Punkt liegt die Wandtemperatur der Tabelle ca. 2-3°C tiefer als im Experiment. Wird der Toleranzbereich der Tabelle berücksichtigt, so zeigt sich, dass nahezu alle experimentelle Daten innerhalb des Toleranzbereichs der Tabellenwerte liegen. Die Korrelationen geben im gesamten Enthalpiebereich die Wandtemperatur deutlich zu tief wieder. Die Korrelation von Bishop et al. [27] weicht, im Vergleich zu Jackson und Hall [58] sowie Petukhov et al. [21], bereits bei niedrigen Enthalpien von den Experimenten ab. Bei hohen Enthalpien nähern sich alle Korrelationen den gemessenen Wandtemperaturen an.

In Abb. 6-5 werden experimentelle Ergebnisse von Herkenrath et al. [31] den Korrelationen und der Wärmeübergangstabelle gegenübergestellt. Das hier abgebildete Experiment wurde bei einem Durchmesser von 20mm durchgeführt, der zugleich den größten tabellierten Durchmesser der Wärmeübergangstabelle darstellt. Im gesamten Enthalpiebereich liegt die



vorhergesagte Temperatur der Wärmeübergangstabelle oberhalb der gemessenen Temperaturen. Während unterhalb des pseudo-kritischen Punktes die experimentelle Daten am unteren Rand des Toleranzbereiches und oberhalb außerhalb liegen. Für die Vorhersage mit der Wärmeübergangstabelle wurde die Wandtemperatur für die nicht tabellierte Wärmestromdichte  $q=700\text{kW/m}^2$  durch eine Interpolation zwischen Stützstellen bestimmt.

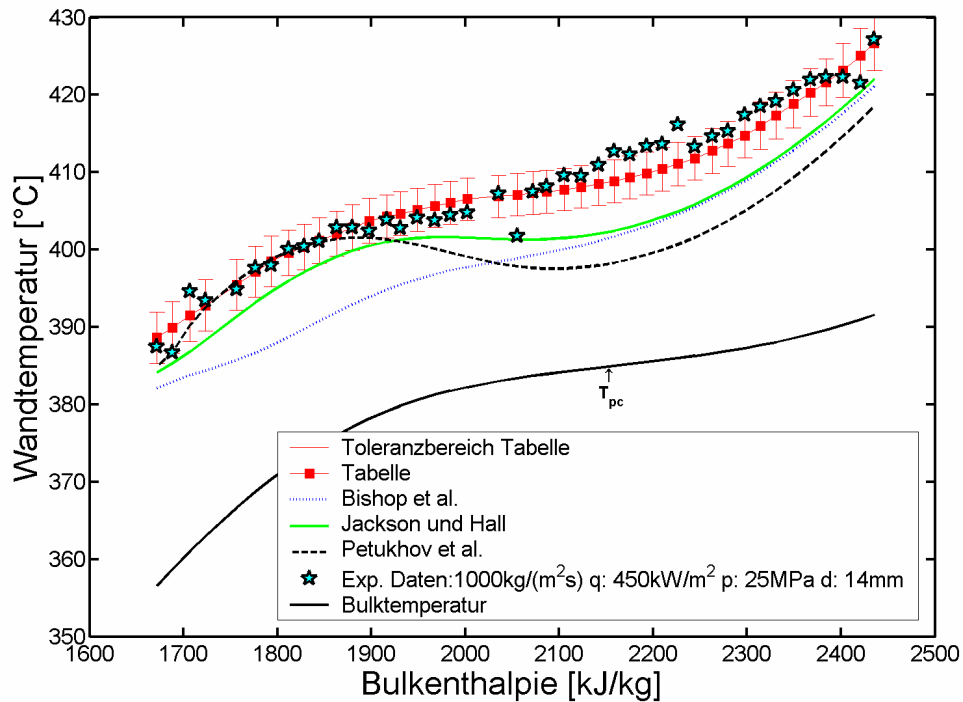


Abb. 6-4: Experimentelle Daten versus verschiedene Vorhersagemethoden ( $q/G=0,45\text{kJ/kg}$ ) [40]. Die experimentellen Daten liegen innerhalb des Toleranzbereiches der Wärmeübergangstabelle, Korrelationen geben die Wandtemperatur zu tief wieder.

Kritisch anzumerken sei, dass die in diesem Bereich zur Erstellung der Tabelle verwendeten experimentellen Daten von Herkenrath et al. [31] keinerlei Verschlechterungen des Wärmeübergangs nach dem Kriterium von Jackson und Hall (4.15) zeigen, wie bei dem großen Durchmesser zu erwarten wäre. Hingegen würde nach anderen Kriterien (vgl. Kap. 4.5) eine Verschlechterung des Wärmeübergangs zu erwarten sein. Es scheint, dass die tabellierten Daten für  $q=800\text{kW/m}^2$  zu hohe Wandtemperaturen enthalten, und folglich durch die Interpolation die Vorhersage für  $q=700\text{kW/m}^2$  ebenfalls höhere Wandtemperaturen aufweist.

Vergleicht man die verschiedenen Vorhersagemethoden, so zeigt sich, dass in diesem Beispiel die Tabelle oberhalb des pseudo-kritischen Punktes im Mittel ca.  $11^\circ\text{C}$  oberhalb der gemessenen Wandtemperaturen liegt. Im Gegensatz dazu, geben die Korrelationen die Wandtemperatur jedoch erheblich (bis zu  $50^\circ\text{C}$ ) zu tief an. Die Wärmeübergangstabelle ist in diesem Bereich zwar nicht so präzise wie in anderen Bereichen, dennoch stellt sie innerhalb der Methoden die konservativste dar.

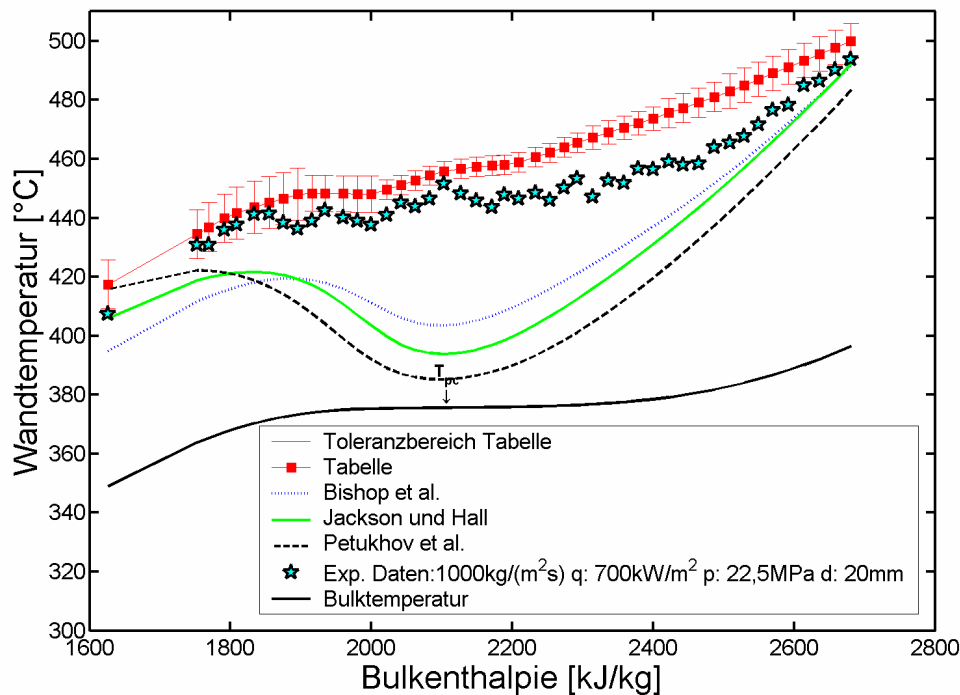


Abb. 6-5: Experimentelle Daten versus verschiedene Vorhersagemethoden ( $q/G=0,7\text{kJ/kg}$ ) [31]. Die experimentellen Daten liegen bis  $T_{pc}$  innerhalb bzw. nahe dem Toleranzbereich der Wärmeübergangstabelle, oberhalb wird die Wandtemperatur etwas zu hoch vorhergesagt. Die Korrelationen weisen stattdessen große Differenzen (bis  $50^\circ\text{C}$ ) zu den experimentellen Daten auf.

Experimentelle Daten von Kirillov et al. [42] sind in Abb. 6-6 dargestellt. Diese experimentelle Daten lagen zur Zeit der Erstellung der Wärmeübergangstabelle noch nicht vor und eignen sich somit als Blindprobe der Tabelle. Die Wandtemperatur des Experiments nimmt mit steigender Bulkenthalpie zu. Die Bulkenthalpie ist im gesamten Bereich unterhalb des pseudo-kritischen Punktes. Beginnend ab  $h_b=1800\text{kJ/kg}$  nimmt die Streuung der Wandtemperaturen zu.

Bishop et al. [27] zeigt im gesamten Enthalpiebereich tiefere Wandtemperaturen als das Experiment. Die Wandtemperaturen mit der Korrelation von Petukhov et al. [21] liegen bis ca.  $h_b=1800\text{kJ/kg}$  unterhalb und anschließend oberhalb des Experiments. Der sichtbare Knick im Temperaturverlauf ergibt sich durch die verschiedenen Stoffeigenschaftsverhältnisse zwischen Wand und Bulk. Die Wandtemperatur liegt hier erstmalig oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur, wodurch starke Änderungen in den Verhältnissen entstehen. Diesen Knick weisen alle Korrelationen auf, wobei er bei den Korrelationen von Bishop et al. [27] sowie Jackson und Hall [58] weniger stark ausgeprägt ist. Zum einen durch die Berücksichtigung eines Stoffeigenschaftsverhältnisses, zum anderen durch einen temperaturabhängigen Exponenten das Stoffeigenschaftsverhältnis.

Die Wärmeübergangstabelle gibt die Wandtemperatur zunächst etwas zu tief wieder. Die Wandtemperaturen des Experiments liegen in diesem Bereich am oberen Rand des Toleranz-

bereiches und nur wenige Punkte liegen außerhalb dieses Bereiches. Ab einer Bulkenthalpie von  $h_b=1800\text{kJ/kg}$  liegen die Vorhersagen der Tabelle oberhalb der gemessenen Wandtemperaturen. Auch in diesem Bereich, mit großer Streuung der Wandtemperaturen, liegen nahezu alle experimentelle Daten im Toleranzbereich der Tabellenwerte.

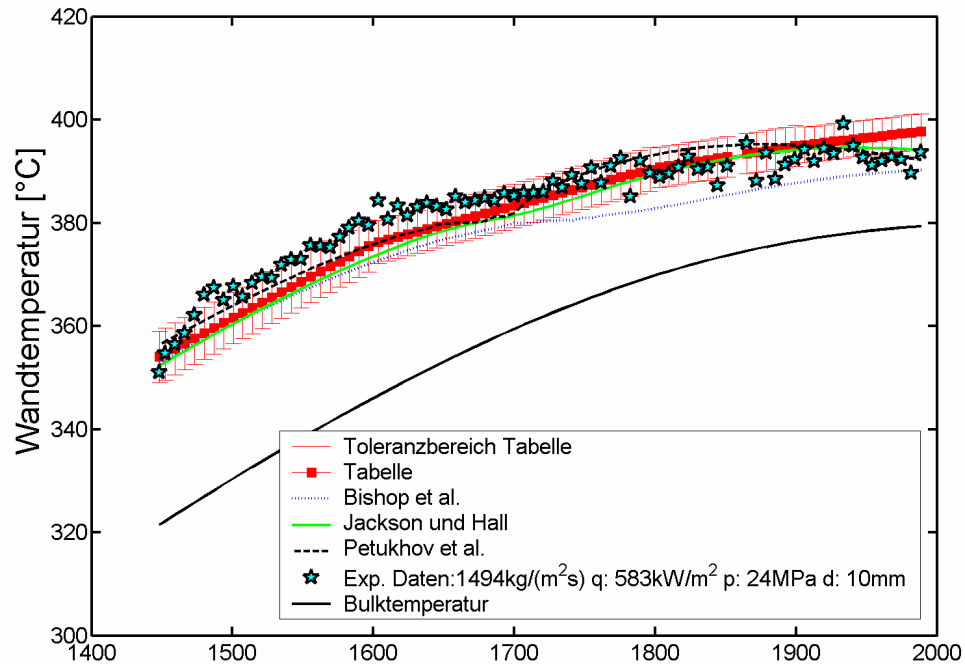


Abb. 6-6: Experimentelle Daten versus verschiedene Vorhersagemethoden ( $q/G=0,39\text{kJ/kg}$ ) [42]. Experimentelle Daten die zur Erstellung der Wärmeübergangstabelle **nicht** verwendet wurden, können innerhalb des Toleranzbereiches der Tabelle vorhergesagt werden. Die Korrelationen liegen zum Teil etwas tiefer als die experimentellen Daten.

Wird der gesamte Enthalpiebereich dieses Experimentes betrachtet, so liegen die Wandtemperaturen, bis auf wenige Ausnahmen, im Toleranzbereich der mit der Wärmeübergangstabelle erreicht wird. Eine Vorhersage dieser Blindprobe kann infolgedessen als erfolgreich betrachtet werden.

### 6.1.2 Zuverlässigkeit der Wärmeübergangstabelle

Um die Güte der Tabelle, wie auch der Korrelationen, zu bestimmen wird der Quotient aus vorhergesagten Wandtemperaturen zur experimentell gemessenen Wandtemperatur verglichen. Der Fehler wird durch Gleichung (6.1) definiert:

$$E_{r,i} = \frac{\Delta T_{Vorhersage,i}}{\Delta T_{Experiment,i}} - 1 \quad (6.1)$$

Somit lässt sich der mittlere Fehler  $\overline{E_r}$  bzw. die Standardabweichung des mittleren Fehlers  $\sigma_{\overline{E_r}}$  durch

$$\overline{E_r} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (E_{r,i}) \quad (6.2)$$

$$\sigma_{E_r} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (E_{r,i})^2} \quad ; \quad \sigma_{\overline{E_r}} = \frac{\sigma_{E_r}}{\sqrt{N}} \quad (6.3)$$

für alle betrachteten Daten  $N$  bestimmen. Negative Werte des Fehlers  $E_r$  ergeben sich, wenn die Wandtemperatur niedriger als die gemessene Wandtemperatur vorhergesagt wird und dementsprechend höher bei positiven  $E_r$  Werten.

Die Fehlerstatistik basiert auf allen zur Verfügung stehenden experimentellen Daten, die sich innerhalb des Parameterbereichs der Tabelle befinden. Darin eingeschlossen sind die später hinzugekommenen Daten von Kirillov et al. [42].

In Abb. 6-7 ist die Wiedergabegenauigkeit der verschiedenen Vorhersagemethoden in Bezug zur Anzahl der Daten in einem Genauigkeitsbereich als Histogramm, dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die scharf ausgeprägte Spitze der Wärmeübergangstabelle in rot. Diese Spitze verdeutlicht die hohe Wiedergabegenauigkeit der Tabelle gegenüber den Korrelationen.

Die Wärmeübergangstabelle kann ca. 23% der experimentellen Daten mit einer sehr hohen Genauigkeit wiedergeben und damit um ein Vielfaches mehr Daten als die Korrelationen. Die enge Verteilung ist signifikant für die hohe Wiedergabegenauigkeit über den gesamten Parameterbereich der Tabelle, wie dies in Abb. 6-8 noch detaillierter dargestellt wird.

Mit einem nach linksversetzten Maximum von ca. 12% bzw. ca. 10% unterscheiden sich die Korrelationen von Bishop et al. [27] sowie Jackson und Hall [58] deutlich von der Wärmeübergangstabelle. Die Verteilung der Korrelation von Petukhov et al. [21] erreicht ein Maximum von ca. 6% ebenfalls leicht nach links versetzt. Zudem ist die Verteilung sehr breit und stellt somit die schlechteste Vorhersage dar. Es ist zu beachten, dass die Verteilung von Bishop et al. zwar innerhalb der Korrelationen die schmalste Verteilung aufweist, aber der Maximalwert bezüglich des Nullwertes, exakte Vorhersage, versetzt ist.

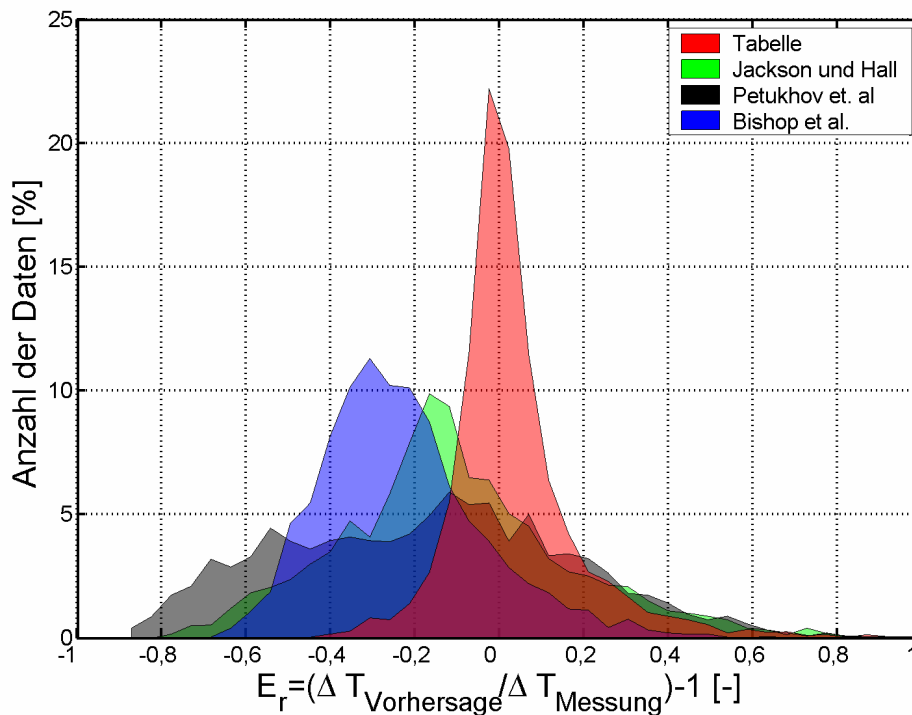


Abb. 6-7: Fehlerhistogramm der Vorhersagemethoden mit allen experimentellen Daten innerhalb der Wärmeübergangstabelle, die Tabelle kann eine große Anzahl an experimentellen Daten in einem kleinen Fehlerband wiedergeben, zum Vergleich können die Korrelationen im selben Fehlerband weniger experimentelle Daten vorhersagen

In Tab. 6-1 sind die Wiedergabegenauigkeiten der einzelnen Vorhersagemethoden zusammengefasst. Innerhalb der  $\pm 10\%$  Fehlergrenzen kann die Wärmeübergangstabelle 68% der experimentellen Daten wiedergeben. Zwischen den Korrelationen im Vergleich erweist sich die Korrelation von Jackson und Hall [58] als die Beste, da sie in allen Fehlergrenzen jeweils die meisten Daten wiedergibt. Zwischen den  $\pm 30\%$  Fehlergrenzen nähern sich die Aussagen der Korrelation von Petukhov et al. [21] und der Korrelation von Bishop et al. [27] an. Die Korrelation von Bishop et al. besitzt ein deutlich versetztes Maximum (Abb. 6-7), sodass bei einem größeren Fehlerbereich  $\pm 30\%$  sich die Anzahl der Punkte schnell erhöht

Die Korrelation von Pethukhov et al. ist durch seine breite Fehlerstreuung und langsames Ansteigen der Datenanzahlen innerhalb der Fehlergrenzen ungeeignet zur Vorhersage der Wandtemperaturen.

Eine weitere Darstellung der Güte der Vorsagemethoden ist in Abb. 6-8 abgebildet, um die Lage des Fehlers zur pseudo-kritischen Linie zu betrachten. Dargestellt ist die Wiedergabegenauigkeit  $E_r$  über die normierte Bulkenthalpie  $h_b/h_{pc}$ . Für die verschiedenen Drücke wird die Bulkenthalpie  $h_b$  mit der jeweiligen Enthalpie am pseudo-kritischen Punkt  $h_{pc}$  entdimensioniert.

Tab. 6-1: Fehlerbereiche der verschiedenen Vorhersagemethoden

Vorhersagemethode	Daten innerhalb der Fehlergrenzen (%)			Datenpunkte (Anzahl)
	±10%	±20%	±30%	
Wärmeübergangstabelle	68	86	93	4101
Jackson und Hall [58]				
Alle Daten	24	51	69	4101
Nur Gültigkeitsbereich	29	62	84	3345
Petukhov et al. [21]				
Alle Daten	21	40	54	4101
Nur Gültigkeitsbereich	31	58	80	2766
Bishop et al. [27]				
Alle Daten	15	35	54	4101
Nur Gültigkeitsbereich*	0	0	0	0

\*: siehe Bemerkung Kapitel 6.1

Der Vergleich in Abb. 6-8 verdeutlicht die Vorteile der Wärmeübergangstabelle. Es zeigt sich, dass die Tabelle über dem gesamten Enthalpiebereich die experimentellen Daten gut vorher-sagen kann. Im Mittel (schwarze Line) beträgt der Fehler nach Gleichung (6.2) 3,94%. Die Korrelation von Jackson und Hall [58] gibt die Daten im Mittel mit -10,7% wieder. Die Korrelationen von Petukhov et al. und Bishop et al. [27] hingegen, geben die experimentellen Daten mit -17,7% bzw. -23,3% wieder. Die Wärmeübergangstabelle als einzige Vorhersage-methode einen positiven Mittelwert von  $E_r$ , sie gibt im Mittel die Wandtemperatur damit et-was höher an, wodurch ein Anwender einen technischen Sicherheitszuschlag für eine Ausle-gung geringer wählen kann. Sie ist damit konservativer als die Korrelationen.

Die Tabelle weist zudem eine geringere Streuung über den gesamten untersuchten Bereich auf, als die Korrelationen. Im Gegensatz dazu liegen die Ergebnisse von Petukhov et al. [21]. Die Vorsage mit der Korrelation von Petukhov et al. überschätzt die Wandtemperatur bei Enthalpien unterhalb der pseudo-kritischen Linie und unterschätzt die Wandtemperatur oberhalb der pseudo-kritischen Linie. Dahingegen unterschätzt die Korrelation von Bishop et al. [27] die Wandtemperatur nahezu generell. Die Ergebnisse durch die Jackson und Hall [58] Korrelation hingegen zeigen eine gleichmäßige Streuung im gesamten Enthalpiebereich.

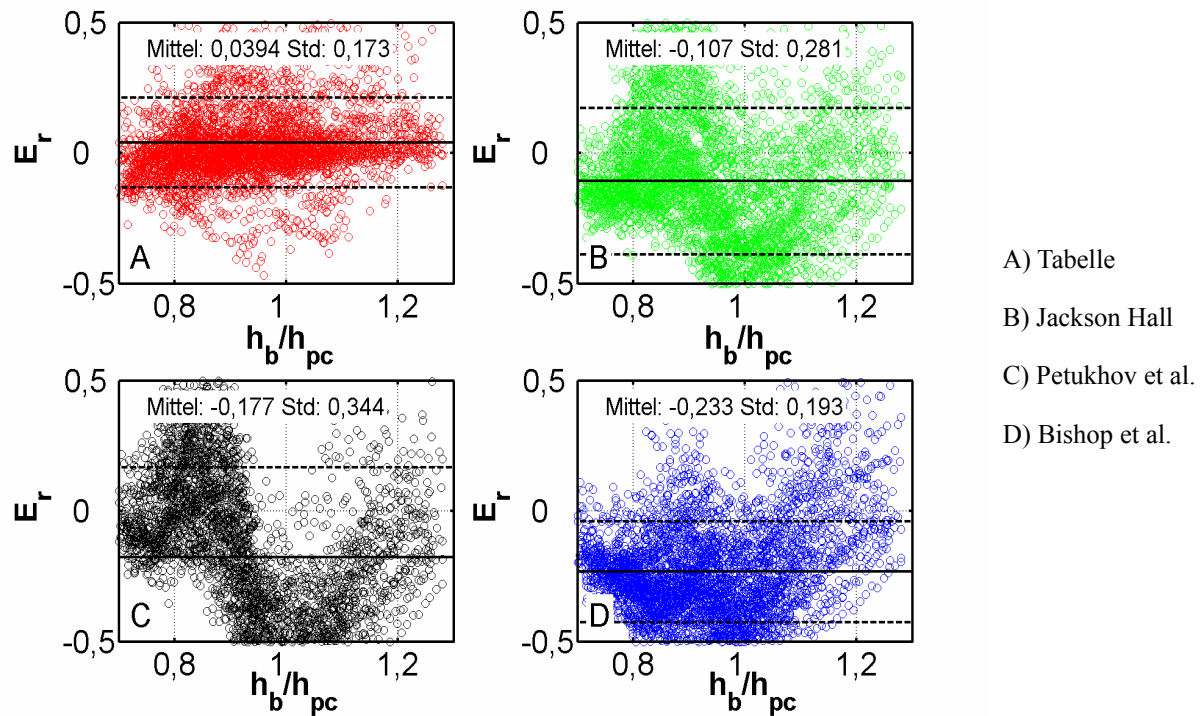


Abb. 6-8: Position des Fehlers in Abhängigkeit der normierten Enthalpie aller experimenteller Daten. Die Wärmeübergangstabelle zeichnet sich gegenüber den Korrelationen durch den geringsten mittleren Fehler aus.

Die Standardabweichung (schwarze gestrichelte Linie) der Wärmeübergangstabelle mit 17% zeigt in etwa die Hälfte der Standardabweichung wie die Korrelation von Jackson und Hall [58] mit 28%. Die Wärmeübergangstabelle kann die Daten mit einer höheren Sicherheit wiedergeben. Mit 34% weist Pethukhov et al. insgesamt die größte Standardabweichung auf. Mit der Korrelation von Bishop et al. [27] ergibt sich eine Standardabweichung von 19% vergleichbar mit der Tabelle, jedoch ist der Mittelwert -23% um ein vielfaches größer als der Mittelwert der Tabelle 4%.

In einem weiteren Vergleich wird die Genauigkeit der verschiedenen Vorhersagemethoden mit den kürzlich zugänglichen Daten von Kirillov et al. [42] analysiert. In Abb. 6-9 ist hierzu der Fehler  $E_r$  als Funktion der normierten Bulkenthalpie dargestellt. Auch hier zeigt sich, wie bereits in Abb. 6-8, dass die Vorhersage der Wärmeübergangstabelle mit 3% den kleinsten Mittelwert besitzt und damit sogar etwas geringer ist als im vorherigen Vergleich. Jedoch ist die Standardabweichung etwas größer geworden. Im Vergleich dazu hat sich der Mittelwert der Korrelationen deutlich zu größeren negativen  $E_r$  Werten verschoben. Im Fall von Bishop et al. [27] sogar auf -30%, was eine deutliche Unterschätzung der gemessenen Wandtemperatur im gesamten Bereich bedeutet. Auch in diesem Vergleich zeigt sich, dass alle Korrelationen im Mittel die Wandtemperatur unterschätzen, die Wärmeübergangstabelle andererseits ist im Mittel die Wandtemperatur etwas höher und folglich konservativer in der Vorhersage ist.

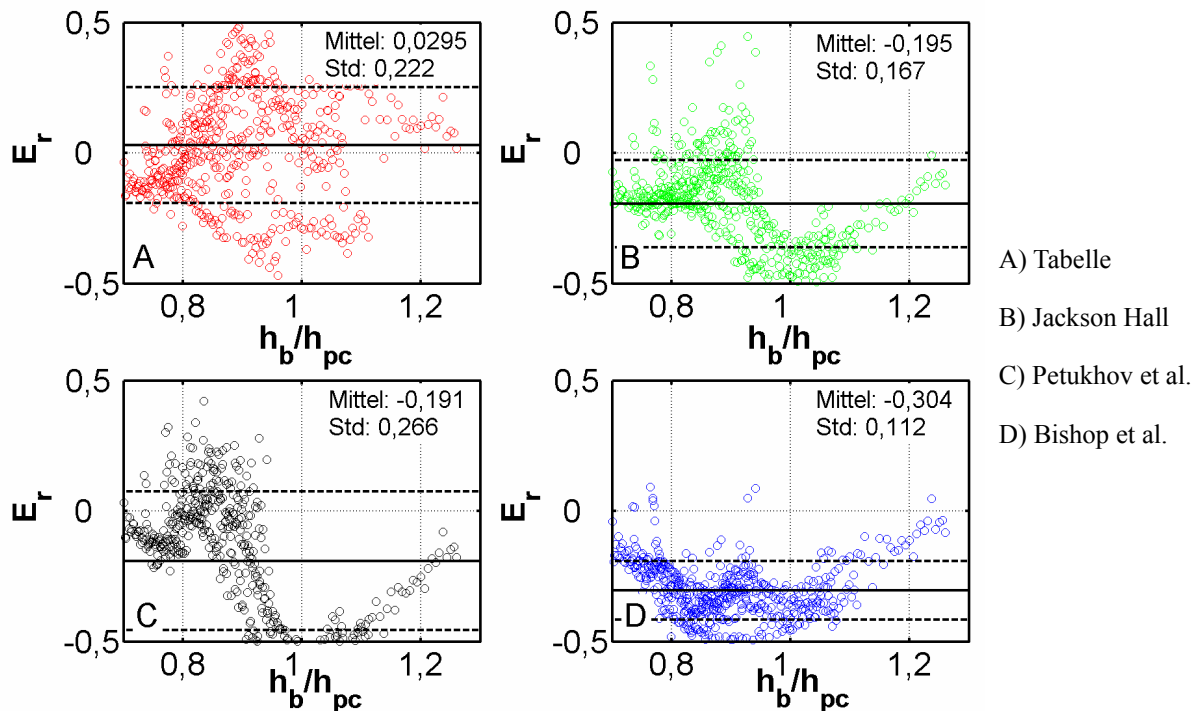


Abb. 6-9: Position des Fehlers in Abhängigkeit der normierten Enthalpie Kirillov et al. [42]. Die Wärmeübergangstabelle kann diese experimentellen Daten, die zur Erstellung **nicht** berücksichtigt wurden mit dem geringsten mittleren Fehler wiedergeben.

Die Wärmeübergangstabelle stellt für überkritisches Wasser in vertikalen Rohren eine neue Methode zur Vorhersage der Wandtemperatur dar. Sie erweist sich speziell um die pseudo-kritische Linie als sinnvolle Vorhersagemethode im Vergleich zu Korrelationen, die hier große Differenzen aufweisen. Die großen Differenzen treten in einem Bereich auf, wie er aufgrund der Dimensionsanalyse bereits erwartet wurde.

Die durchgeführten Analysen zeigen, dass die Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser in Rohren mit der Wärmeübergangstabelle gegenüber Korrelationen deutliche Vorteile bietet. Durch einen kleinen mittleren Fehler von 4% und einer Standardabweichung von 17% gibt sie die experimentellen Daten deutlich präziser wieder als Korrelationen und ist zudem konservativ in der Vorhersage. Die Wärmeübergangstabelle stellt somit ein wertvolles Hilfsmittel für thermohydraulische Auslegungen dar.



## 6.2 Anwendung für den HPLWR

Die Wärmeübergangstabelle ist speziell für die Wärmeübertragung in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes konzipiert worden. Korrelationen weisen an diesem Punkt, wie in den vorangehenden Abschnitten dargelegt, zum Teil große Temperaturdifferenzen zu experimentellen Daten auf. Die Vergleiche zeigten zudem (vgl. Kap. 6.1.2), dass die Korrelationen vielfach bei Bulktemperaturen unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur zu hohe und bei dieser Temperatur zu tiefe Wandtemperaturen vorhersagen. Besonders Vorhersagen die eine zu tiefe Wandtemperatur angeben, können infolgedessen zu einer Unterschätzung der wahren Wandtemperaturen führen.

Im folgenden Abschnitt sind erste Anwendungen der in dieser Arbeit erstellten Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung von überkritischem Wasser auf den HPLWR 3-Pass Kern nach Schulenberg et al. [84] angewendet. In Abb. 1-4 ist eine Designskizze des HPLWR 3-Pass Kerns abgebildet. Der Kern ist in diesem Konzept in drei Bereiche aufgeteilt. Im ersten Bereich, dem Verdampfer, wird das Wasser auf Temperaturen kurz oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur aufgeheizt. In den zwei nachfolgenden Bereichen, den Überhitzern, wird das Wasser bis auf die Austrittstemperatur erhitzt.

Der Verdampfer des HPLWR Kernkonzeptes wird in einer Einkanalanalyse untersucht, in der die Wärmeübertragung mit der Wärmeübergangstabelle und einer Korrelation verglichen werden. Die Korrelation von Jackson und Hall [58] wurde verwendet, da diese im Designvorschlag für die Wärmeübertragung im Verdampfer angewendet wurde [84] und so Vergleiche besser möglich sind.

### Modellannahmen für den 3-Pass Kern

Basierend auf den Untersuchungen für dieses Kernkonzept, werden in einem ersten Vergleich die gleichen Bedingungen verwendet, wie sie von Schulenberg et al. [84] für einen nominalen Kanal vorgestellt wurden. Die wichtigsten Modellannahmen des Konzeptes werden nachfolgend kurz skizziert. Berechnet wird ein einzelner Unterkanal, der von vier Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern umgeben ist. Daraus ergibt sich eine hydraulischer Durchmesser von  $d=5\text{mm}$ . Bei Volllast wird für den Eintritt in den Reaktordruckbehälter ein Massenstrom von  $1160\text{kg/s}$  bei einem Druck von  $p_{\text{voll}}=25\text{MPa}$  angenommen. In der unteren Mischkammer wird das Wasser der Moderatorkanäle und das Ringspaltwasser vermischt und fließt mit  $310^\circ\text{C}$  in den Verdampfer ein. Das Wasser wird in einer Aufwärtsströmung erhitzt und überschreitet innerhalb dieser Aufheizstrecke die pseudo-kritische Temperatur. Aufgrund der Anordnung der Brennelemente im Kern ergibt sich für den betrachteten Unterkanal eine Massenstromdichte von  $G_{\text{voll}}=1665\text{kg/m}^2\text{s}$ . Gekoppelte Rechnungen zwischen Neutronik und Thermohydraulik liegen derzeit für dieses Kernkonzept nicht vor. Es wird deshalb für die axiale Leistungsverteilung ein kosinus-förmiges Leistungsprofil mit einer Reflektorsparnis von  $20\text{cm}$  angenommen. Betrachtet wird eine maximal lineare Heizleistung im Nominalkanal von

$Q=21,65\text{kW/m}$ . Die maximale Wärmestromdichte  $q_{max,voll}=859\text{kW/m}^2$  ergibt sich infolgedessen bei halber Kernhöhe ( $x=2,1\text{m}$ ).

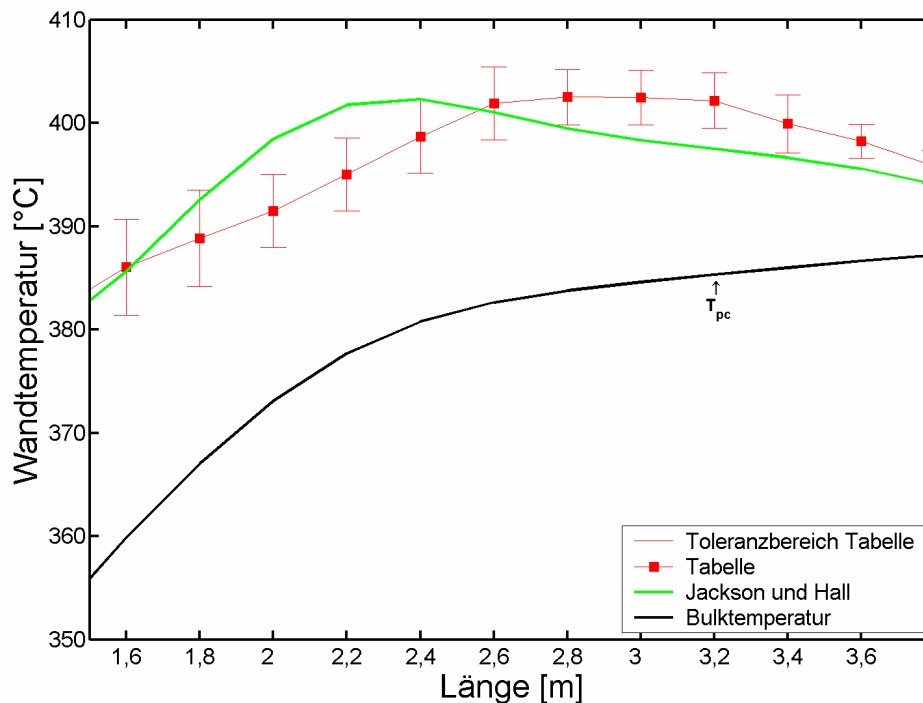


Abb. 6-10: Wandtemperatur des Nominalkanal für einen HPLWR 3-Pass Kern nach Schulenberg et al. [84] unter Vollastbedingungen  $G_{voll}=1665\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $q_{max,voll}=859\text{kW/m}^2$ ,  $p_{voll}=25\text{MPa}$ ,  $d=5\text{mm}$ . Die Korrelation gibt die Wandtemperatur am pseudo-kritischen Punkt tiefer an als die Wärmeübergangstabelle.

In Abb. 6-10 ist die Wandtemperatur für einem Nominalkanal im Verdampferbereich des 3-Pass Kerns mit der Korrelation von Jackson und Hall [58] sowie der Wärmeübergangstabelle für den Vollastfall berechnet. Die Korrelation gibt links von der pseudo-kritischen Temperatur im Vergleich zur Wärmeübergangstabelle höhere Wandtemperaturen an. In der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur ( $x=3,2\text{m}$ ) fällt die Wandtemperatur aufgrund der absinkenden Wärmestromdichte beider Vorhersagen ab. Es ist zu bemerken, dass die Korrelation an diesem Punkt tiefere Temperaturen vorhersagt als die Wärmeübergangstabelle. In diesem Fall betragen die Differenzen am pseudo-kritischen Punkt ca.  $5^\circ\text{C}$ .

In einem zweiten Vergleich werden die Differenzen zwischen der Korrelation von Jackson und Hall [58] und der Wärmeübergangstabelle offensichtlicher. In Abb. 6-11 ist die Wandtemperatur für einen Kanal unter möglichen Teillastbedingungen dargestellt. Als Teillast wurde angenommen, dass der Druck auf 90%, die Massenstromdichte auf 75% und die maximal lineare Heizleistung auf 90% der Vollastbedingungen reduziert wird. Deutlich in Abb. 6-11 zu erkennen ist, dass sich die zwei Vorhersagen drastischer voneinander unterscheiden als im ersten Vergleich (Abb. 6-10). Am pseudo-kritischen Punkt ergeben sich bei diesen Teillastbedingungen große Differenzen zwischen den zwei Wandtemperaturen. Wie im ersten Vergleich weist die Korrelation höhere Wandtemperaturen links von der pseudo-kritischen Temperatur

auf. Die Wandtemperatur der Korrelation ist bis zu 20°C tiefer als die der Wärmeübergangstabelle. Aufgrund der Beschaffenheit der Korrelation werden nur lineare Stoffeigenschaftsgradienten betrachtet (vgl. Kap. 3.4 sowie Gl. (1.6)). Die Gradienten der Stoffeigenschaften am pseudo-kritischen Punkt sind durch den tieferen Druck  $p_{teil}=22,5\text{MPa}$ , und damit näher dem kritischen Punkt, stärker nicht linear als beim Druck unter Vollast (vgl. Anhang A). Da nicht alle Aspekte der Gradienten erfasst werden, ergeben sich daraus größere Differenzen am pseudo-kritischen Punkt, wie dies bereits in Vergleichen mit experimentellen Daten von Rohrströmungen in Kap. 6.1.1 gezeigt werden konnte.

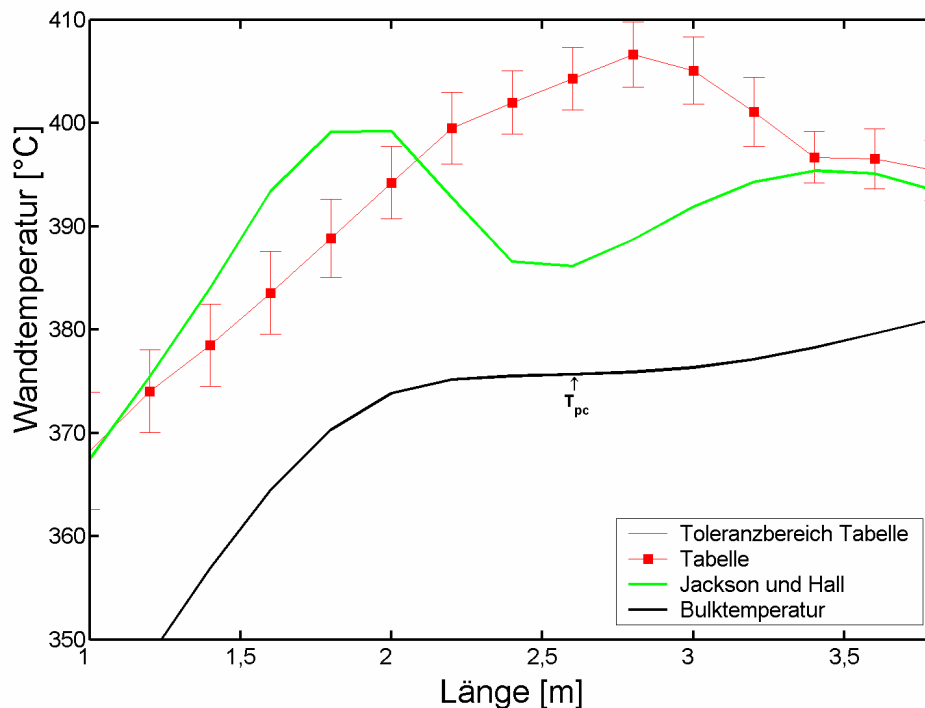


Abb. 6-11: Wandtemperatur eines Kanals für einen *HPLWR* 3-Pass Kern nach Schulenberg et al. [84] unter Teillastbedingungen,  $G_{teil}=1248\text{kg/m}^2\text{s}$ ,  $q_{max, teil}=767\text{kW/m}^2$ ,  $p_{teil}=22,5\text{MPa}$ ,  $d=5\text{mm}$ . Die Korrelation weist deutlich tiefere Wandtemperaturen auf als die Wärmeübergangstabelle in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes.

Diese ersten Analysen für den *HPLWR* 3-Pass Kern mit der Wärmeübergangstabelle im Vergleich zu einer Korrelation zeigen, die Notwendigkeit der Anwendung der Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wandtemperaturen. Mit der Korrelation werden die Wandtemperaturen zum Teil zu tief vorhergesagt, dies könnte bei Auslegungsrechnungen zu falschen Aussagen bezüglich des Optimierungspotentials führen. Für die Wärmeübergangstabelle konnte in Kap. 6.1.2 nachgewiesen werden, dass sie im Vergleich zu Korrelationen zuverlässiger die Wandtemperatur vorhersagt. Die Wärmeübergangstabelle ist deshalb für zuverlässige Vorhersagen der Wärmeübertragung und damit der Wandtemperatur besonders geeignet, und kann auf den *HPLWR* 3-Pass Kern angewendet werden.



## 7 Schlussfolgerungen und Ausblick

In vielen Bereichen der Energietechnik werden überkritische Fluide verwendet. In fossil geheizten Kraftwerken kommen sie aufgrund ihrer hohen Energiedichten als Arbeitsmedien zum Einsatz. Ein zentraler Punkt kontinuierlicher Optimierung des Wirkungsgrades dieser Anlagen stellt die Wärmeübertragung dar. Zur optimalen Auswahl von Materialien im Hinblick auf beispielsweise Korrosionseigenschaften oder Materialfestigkeit sind unter anderem Berechnungen des Wärmeübergangs notwendig, durch die Materialtemperaturen bestimmt werden können. In Kernkraftwerken der Generation IV sollen die Vorteile der hohen Energiedichte von überkritischem Wasser technisch genutzt werden. Untersuchungen zur Wärmeübertragung werden hierfür im Rahmen des europäischen *HPLWR* Projekts durchgeführt.

Bisherige Korrelationen weisen speziell in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes starke Abweichungen zu experimentellen Ergebnissen auf. Die extremen Gradienten der Stoffeigenschaften, wie sie in überkritischem Wasser am pseudo-kritischen Punkt existieren, werden durch die Korrelationen nicht ausreichend erfasst, wie aufgrund einer durchgeführten Dimensionsanalyse gezeigt werden konnte.

Vorhersagetabellen sind Stand der Technik zur Bestimmung der kritischen Wärmestromdichte in unterkritischem Wasser [75]. Mit dieser Arbeit wurde die Methodik dieser Tabellen auf die Wärmeübertragung in überkritischem Wasser weiterentwickelt und angewendet. In dieser Arbeit wurde erstmalig eine Wärmeübergangstabelle zur Vorhersage der Wärmeübertragung von überkritischem Wasser erstellt.

Durch das systematische Zusammenführen von experimentellen Daten und der Entwicklung einer Wärmeübergangstabelle entfällt die schwierige Auswahl aus der Vielzahl vorhandener Korrelationen, die Schwächen am pseudo-kritischen Punkt aufweisen.

Starke Änderung der Stoffeigenschaften gekoppelt mit einer hohen Wärmestromdichte führen zu Auftriebs- und Beschleunigungseffekten, die sich im Verlauf der Strömung entwickeln. Diese Effekte reduzieren die Turbulenz, vermindern die radiale Wärmestromdichte und führen so zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs. Die radial geminderte Wärmestromdichte führt durch eine konstante Wandwärmestromdichte zu einem Erhitzen der Wand. Die Wandtemperaturspitze bei verschlechtertem Wärmeübergang entsteht am Ort der maximalen Reduktion der Turbulenz.

Zur Gewährleistung zuverlässiger Vorhersagen mussten Bereiche mit verschlechtertem Wärmeübergang, der zu hohen Wandtemperaturspitzen führt, identifiziert und ausgeschlossen werden.

Die zusammengeführten experimentellen Daten wurden zunächst anhand erarbeiteter Kriterien evaluiert. Durch das entwickelte Verständnis der Mechanismen die zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führen, wurden diese Bereiche durch ein Kriterium ausgeschlossen.

sen. Dieses Kriterium bestimmt die Grenze der Auftriebskräfte, nach deren Überschreitung es zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs kommt. Mit Ausgleichssplines wurde ein Glättalgorithmus entwickelt, durch den Streuungen der experimentellen Daten reduziert werden können, um Instabilitäten in der Anwendung der Wärmeübergangstabelle zu vermindern.

Durch eine in dieser Arbeit entwickelte Interpolationsmethode ist es möglich, die Vielzahl der experimentellen Daten zu einer geschlossenen Wärmeübergangstabelle zusammenzuführen. Mit der Interpolationsmethode können Wandtemperaturen für die Wärmeübergangstabelle bestimmt werden, für die keine experimentellen Daten vorhanden sind. Die Interpolationsmethode passt für jede Interpolation eine dimensionslose Korrelation individuell an. Zur Anpassung der Korrelation werden experimentelle Daten verschiedener Dimensionen um den gesuchten Tabellenpunkt verwendet. Durch die Anpassung der Korrelation an lokale Daten, sowie die Selektion der besten Korrelation in diesem Bereich anhand einer Prioritätenliste, wird die zu interpolierende Wandtemperatur bestimmt.

Die vorliegende Wärmeübergangstabelle tabelliert über 5.000 Wandtemperaturen in einem fünf-dimensionalen Raum, der durch die dimensionsbehafteten Größen: Massenstromdichte, Wärmestromdichte, Druck, Rohrdurchmesser sowie Bulkenthalpie aufgespannt wird. Sie tabelliert damit Wandtemperaturen für vollentwickelte turbulente Strömungen und kann durch Verwenden hydraulischer Durchmesser auf verschiedene Geometrien angewendet werden.

Vergleiche der Wärmeübergangstabelle mit experimentellen Daten zeigen, dass Wandtemperaturen mit einem mittleren Fehler von 4% und einer Standardabweichung von 17% wiedergegeben werden können. Es zeigte sich, dass die Wärmeübergangstabelle ein konservatives Verhalten besitzt. Die Wandtemperatur wird im Mittel leicht höher wiedergegeben, wodurch ein möglicher Sicherheitszuschlag des Anwenders geringer ausfallen kann.

Korrelationen weisen stattdessen mittlere Fehler zwischen -11% und -23% auf und berechnen die Wandtemperatur tendenziell zu tief. Es zeigte sich zudem, dass eine Korrelation unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur die Wandtemperatur überschätzt und oberhalb unterschätzt. Eine weitere Korrelation unterschätzt nahezu im gesamten untersuchten Enthalpiebereich die experimentellen Daten.

Durch die jetzt vorliegende Wärmeübergangstabelle kann die Wandtemperatur in überkritischem Wasser in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur mit einer hohen Genauigkeit in einem weiten Parameterbereich berechnet werden. Dies macht sie zu einem wertvollen Werkzeug in der gesamten Energietechnik. In einer ersten Anwendung für den *HPLWR* konnte die Anwendbarkeit und Notwendigkeit für Auslegungen von Kernkraftwerkssystemen der nächsten Generation gezeigt werden.

Die Wärmeübergangstabelle ist vollständig der vorliegenden Arbeit angehängt und wird nach Veröffentlichung der Arbeit elektronisch zugänglich gemacht.



# Nomenklatur

## Abkürzungen

<i>ATHLET</i>	Analysis of Thermal-hydraulics of Leaks and Transients
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CHF</i>	Critical Heat Flux
<i>CO<sub>2</sub></i>	Kohlendioxid
<i>DHT</i>	Deteriorated Heat Transfer
<i>DNS</i>	Direkte Numerische Simulation
<i>NHT</i>	Normal Heat Transfer

## Lateinische Zeichen

$c_p$	[kJ/kgK]	Spezifische Wärmekapazität
$\bar{c}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b}$	[kJ/(kgK)]	Integrale Wärmekapazität
$d$	[m]	Innendurchmesser
$e$	[J/kg]	Gesamtenergie
$F$		Messwert in Gl. (5.3)
$G$	[kg/(m <sup>2</sup> s)]	Massenstromdichte
$g$	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
$h$	[kJ/kg]	Enthalpie
$\vec{k}$	[N/m <sup>3</sup> ]	Volumenkraftvektor
$L, l$	[m]	Länge
$M$	[kg]	Masse
$p$	[MPa]	Druck
$P_h$	[m]	Beheizten Umfang
$P_w$	[m]	Benetzter Umfang
$q$	[kW/m <sup>2</sup> ]	Wärmestromdichte
$Q$	[kW/m]	Lineare Heizrate
$S$		Basis-Spline in Gl. (5.3)



$T$	[°C]	Temperatur
$t, Z$	[s]	Zeit
$u, v, w$	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten in (x,y,z)-Richtung
$\vec{v}$	[m/s]	Geschwindigkeitsvektor
$x$	[m]	Lauflänge
$x, y, z$	[m]	Kartesische Koordinaten
$y^+$	[-]	Dimensionsloser Abstand

**Griechische Zeichen**

$\alpha$	[kW/m <sup>2</sup> K]	Wärmeübertragungskoeffizient
$\beta$	[1/K]	Isobare Ausdehnungskoeffizient
$\bar{\beta} = \frac{1}{\rho_f} \frac{\rho_b - \rho_w}{T_w - T_b}$	[1/K]	Gemittelter isobare Ausdehnungskoeffizient
$\gamma$		Glättparameter in Gl. (5.3)
$\delta$	[°C]	Fehler
$\zeta, \xi$	[-]	Verlustbeiwert
$\eta$	[Pas]	Dynamische Viskosität
$\lambda$	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
$\nu = \frac{\eta}{\rho}$	[m <sup>2</sup> /s]	Kinematische Viskosität
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} \rho dT$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Gemittelte Dichte
$\tau$	[N/m <sup>2</sup> ]	Schubspannung

**Dimensionslose Kennzahlen**

$c_f$	[-]	Reibungsbeiwert
$E_r$	[-]	Fehler
$\overline{Gr}_b = \frac{(\rho_b - \bar{\rho})gd^3}{\rho_b \nu_b^2}$	[-]	Grashof-Zahl nach Jackson
$Gr_q = \frac{g\bar{\beta}q_w d^4}{\nu_b^2 \lambda_b}$	[-]	Grashof-Zahl gebildet mit der Wärmestromdichte
$Nu$	[-]	Nusselt-Zahl
$Pr$	[-]	Prandtl-Zahl
$R$	[-]	Radius
$\overline{Pr}$	[-]	Prandtl-Zahl mit $\bar{c}_p$
$q^+ = \frac{q\beta}{c_p G}$	[-]	Dimensionsloser Wärmestrom
$Re$	[-]	Reynolds-Zahl
$Ri$	[-]	Richardson-Zahl
$S_b$	[-]	Impulsfaktor
$Ec$	[-]	Eckert-Zahl
$n, m$	[-]	Exponenten
$J, k_v$	[-]	Beschleunigungsparameter
$\Theta$	[-]	Temperaturdifferenz
$K$	[-]	Ableitung

**Indices und andere Zeichen**

-	Mittelwert
~	Zeitlich und örtlich gemittelter Wert
'	Entdimensionierter Wert
0	Konstanter Wert
$b$	Bulk

<i>c</i>	Wert am kritischen Punkt
<i>cr</i>	limitierender Wert
<i>exp</i>	Experimenteller Wert
<i>f</i>	Film=(Wand+Bulk)/2
<i>G</i>	Effektive Grenzschicht
<i>inter</i>	Interpolierte Wert
<i>korr</i>	Wert der Korrelation
<i>max</i>	Maximal Wert
<i>p</i>	Druck
<i>pc</i>	Wert am pseudo-kritischen Punkt
<i>teil</i>	Teillast
<i>VF</i>	Vorfaktor
<i>voll</i>	Volllast
<i>w</i>	Wand

# Anhang A. Stoffeigenschaften von Wasser

Die Kenntnis der Stoffeigenschaften ist für die Wärmeübertragung von elementarer Bedeutung. Folglich werden in diesem Kapitel zunächst die Eigenschaften von Wasser näher diskutiert und in den folgenden Kapiteln der Schwerpunkt auf die Wärmeübertragung gelegt.

Der Druck, bei dem die Verdampfung, d.h. die Volumenzunahme durch Wärmezufuhr unter konstantem Druck ohne gleichzeitigen Temperaturanstieg, gerade aufhört und die flüssige Phase kontinuierlich in die Gasphase überzugehen beginnt, heißt kritischer Druck  $p_c$  (Stephan und Mayinger [144]). Die dazugehörige Temperatur wird als kritische Temperatur  $T_c$  bezeichnet. Bei weiterer Wärmezufuhr ändert sich infolgedessen der Aggregatzustand des Fluids nicht mehr, flüssige und gasförmige Phase gehen stetig ineinander über.

Für den kritischen Punkt gilt [144],

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{T_c} = 0 \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2}\right)_{T_c} = 0 . \quad (\text{A.1})$$

Für jede reine Substanz ist dies ein einzelner Punkt. In Abbildung a ist dies in einem Druck-Temperatur Diagramm verdeutlicht. Der Endpunkt der Dampfdruckkurve stellt den kritischen Punkt dar, der die Grenze zwischen unterkritischem und überkritischem Bereich bildet. Wasser oberhalb der kritischen Temperatur ( $T_c=373,9^\circ\text{C}$ ) und oberhalb des kritischen Drucks ( $p_c=22,06\text{MPa}$ ) wird als überkritisch bezeichnet.

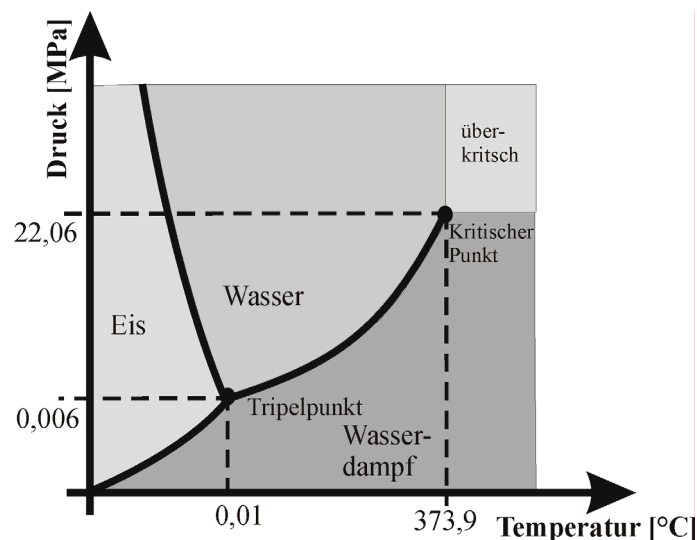


Abbildung a: Druck-Temperatur Diagramm von Wasser (qualitativ)

Wasser oberhalb des kritischen Punktes ist durch starke Gradienten der Stoffeigenschaften charakterisiert. Diese starken Gradienten treten in der Nähe der pseudo-kritischen Linie auf. Die pseudo-kritische Linie ist definiert durch die Maxima der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$  bei Drücken oberhalb des kritischen Drucks (Abbildung b). Bei einem überkritischen Druck

wird die dazugehörige Temperatur als pseudo-kritische Temperatur ( $T_{pc}$ ) bezeichnet. Ein höherer Druck hat eine höhere pseudo-kritische Temperatur zur Folge.

Die isobare spezifische Wärmekapazität ist als  $c_p = (\partial h / \partial T)_p$  definiert. Durch diese Definition ist die Wärmekapazität am kritischen Punkt unendlich, da der Gradient der Enthalpie hier maximal ist. Durch die hohe spezifische Wärmekapazität und der damit verbundenen Prandtl-Zahl, kann hier die beste Wärmeübertragung erwartet werden. Wenn diese Wärmekapazität an der Wand vorliegt, kann das Fluid viel Energie aufnehmen bevor es zu einer Temperaturerhöhung kommt.

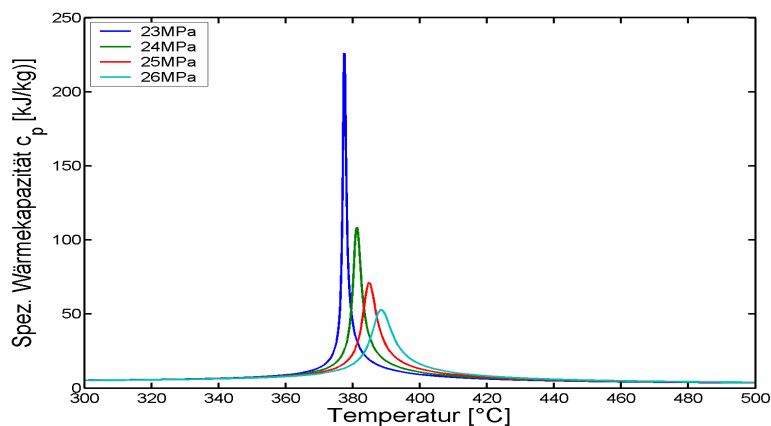


Abbildung b: Spezifische Wärmekapazität von Wasser [9]

Die Eigenschaften von Wasser im überkritischen Bereich unterscheiden sich maßgeblich von denen im unterkritischen Bereich. Für verschiedene Drücke sind die Verläufe über die Temperatur verschiedener Stoffeigenschaften von Wasser in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. Die Zustandsgrößen wurden der aktuellen Version der Wasserdampf-tafel von Wagner und Kruse [9] entnommen. Die Enthalpie  $h$  steigt mit Zunahme der Temperatur an, wie dies der Abbildung c zu entnehmen ist. In der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur  $T_{pc}(23-26\text{MPa})=377-388^\circ\text{C}$ , wird der Verlauf zunehmend druckabhängig. Die Steigung bei der pseudo-kritischen Temperatur nimmt mit steigendem Druck ab. Weit oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur reduziert sich der Einfluss des Druckes wieder.

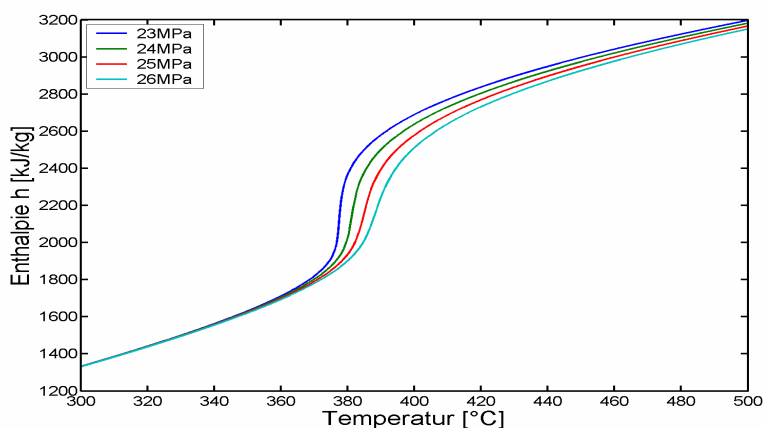


Abbildung c: Enthalpie als Funktion der Temperatur [9]

Die in Abbildung d dargestellte Dichte  $\rho$ , fällt in der Nähe der pseudo-kritischen Temperatur rapide mit steigender Temperatur ab. Innerhalb des Temperaturbereichs von  $T=300-500^{\circ}\text{C}$  sinkt der Wert der Dichte um zirka den Faktor sieben. Die Dichte nahe dem pseudo-kritischen Punkt weist ein nichtlineares Verhalten auf. Bei hohen Temperaturen ist die Dichte nur noch schwach von der Temperatur abhängig. Der maximale Dichtegradient wandert mit dem pseudo-kritischen Punkt bei steigendem Druck zu höheren Temperaturen.

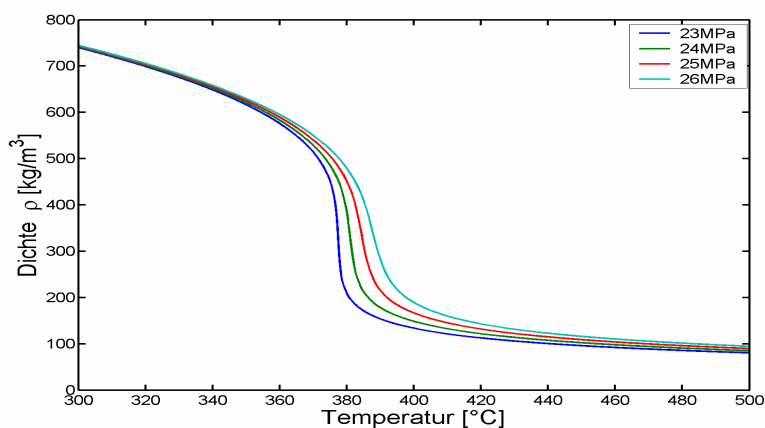


Abbildung d: Dichte als Funktion der Temperatur [9]

Die dynamische Viskosität  $\eta$  in Abbildung e, sinkt mit steigender Temperatur bis zum pseudo-kritischen Punkt. Hier fällt sie im Gegensatz zur Dichte auf ein Minimum und steigt anschließend leicht mit der Temperatur an. Im Temperaturbereich von  $T=300-500^{\circ}\text{C}$  fällt die dynamische Viskosität um zirka den Faktor drei.

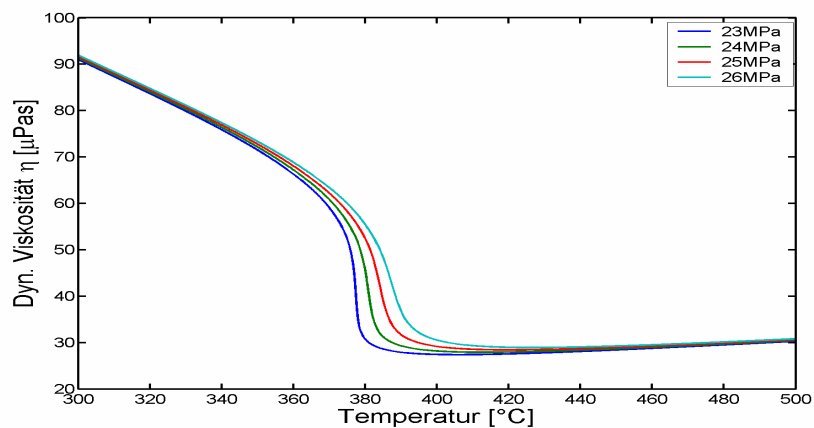


Abbildung e: Dynamische Viskosität von Wasser [9]

Eine Besonderheit ist die Wärmeleitfähigkeit von Wasser in Abbildung f. Zunächst sinkt sie mit steigender Temperatur, um nachfolgend im Einflussbereich des pseudo-kritischen Punktes kurz wieder anzusteigen. Sie besitzt hier somit ein lokales Maximum, nach dem Maximum fällt sie stark ab. Speziell in der Nähe des kritischen Punktes ist dieses Maximum deutlich ausgeprägt. Mit zunehmendem Druck verschwindet es. Auch hier ist im dargestellten Temperaturbereich ein Abfall der Wärmeleitfähigkeit um etwa den Faktor sechs zu verzeichnen.

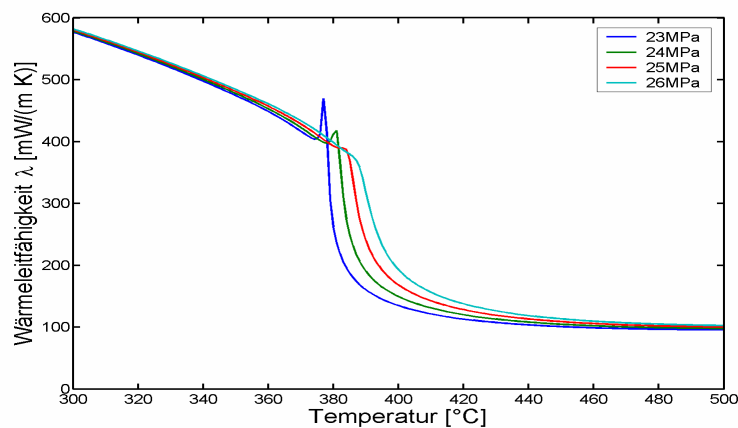


Abbildung f: Wärmeleitfähigkeit von Wasser [9]

Allen Stoffeigenschaften gemeinsam ist die Tatsache, dass der Einfluss von Temperatur und Druck am kritischen Punkt am stärksten ist. Die starken nichtlinearen Gradienten der Stoffeigenschaften im überkritischen Bereich können sich auf die Wärmeübertragung auswirken, wenn sich die pseudo-kritische Temperatur zwischen Wand- und Bulktemperatur ( $T_b < T_{pc} < T_w$ ) befindet. In diesem Fall treten die größten Differenzen der Stoffeigenschaften zwischen Wand und Bulk auf, wodurch Auswirkungen auf die Wärmeübertragung erwartet werden können.

# Anhang B. Ergänzende Ausführungen zum Stand der Forschung bei überkritischem Druck

In diesem Abschnitt sind für den interessierten Leser wichtige Arbeiten ausführlich diskutiert als in Kap 1.2.

## B.1. Goldmann 1961

Eine der frühesten Untersuchungen mit überkritischem Wasser wurde 1961 von Goldmann [19] durchgeführt. Das Interesse der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser war enorm, da Wasser in diesem Zustand nur noch in einer Phase vorliegt und somit Phasenübergänge nicht mehr stattfinden. Goldmann konnte in seinen Experimenten Effekte beobachten, die auf ein Zwei-Phasen Verhalten hindeuten. In Rohrexperimenten wurden zwei verschiedene Wärmeübertragungsverhalten festgestellt in Abhängigkeit der Wärmestromdichte. Bei niedrigen Wärmestromdichten konnte eine „normale“ Wärmeübertragung gemessen werden, während bei hohen Wärmestromdichten ein Pfeifton (*eng. whistle*) bei der Wärmeübertragung zu vernehmen war. Bei Versuchen mit Pfeifton konnte ein Absinken der Wandtemperatur auf einen nahezu konstanten Wert am Versuchsausstritt beobachtet werden, gleichzeitig war ein Anstieg des Systemdrucks um 0,3MPa zu bemerken. Infolgedessen wurde eine Art Siedemechanismus, vergleichbar dem bei unterkritischen Bedingungen, postuliert. Ein Auftreten konnte nur bei Bulktemperaturen unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur ( $T_{pc}$ ) festgestellt werden. Das Auftreten des Pfeiftons während der Wärmeübertragung konnte durch Variation von Eintrittstemperatur, Massenstromdichte und Wärmestromdichte verändert werden. Durch ein Herabsetzen der Eintrittstemperatur trat der Pfeifton bei niedrigeren Wärmestromdichten auf, währenddessen bei höheren Massenstromdichten ein Pfeifton nur bei höherer Wärmestromdichte zu verzeichnen war.

## B.2. Petukhov, Krasnoschekov und Protopopov 1961

Zeitgleich untersuchten Petukhov, Krasnoschekov und Protopopov [21] den Wärmeübergang in überkritischem Kohlendioxid. Durch Analysen ihrer Experimente mit Kohlendioxid ( $CO_2$ ) und Berücksichtigung von Experimenten mit überkritischem Wasser anderer Autoren, wurde eine generelle Korrelation für beide Stoffsysteme entwickelt. Diese Korrelation berücksichtigt den Einfluss von radialen Änderungen der Stoffeigenschaften bei kleinen Temperaturdifferenzen zwischen Wand und Bulk.

Speziell der Einfluss variabler Stoffgrößen auf die Wärmeübertragung wurde untersucht. Dieser Einfluss wurde durch zwei verschiedene Versuchsfahrweisen ausgewertet. Zum einen



wurde die Eintrittstemperatur variiert, bei gleichzeitigem Konstanthalten der Wandtemperatur an der Stelle  $x=50d$  im Rohr. Zum anderen wurde die Bulktemperatur an der gleichen Stelle nahezu konstant gehalten und die Wandtemperatur variiert. Somit war es in beiden Fällen möglich den Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten zu untersuchen. Mit Steigerung der Differenztemperatur zwischen Wand und Bulk steigt der Wärmeübertragungskoeffizient an und fällt anschließend, in Übereinstimmung mit den physikalischen Stoffeigenschaften in der wandnahen Schicht.

Befindet sich die Wandtemperatur noch unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur so steigt der Wärmegangkoeffizient mit Zunahme der Bulktemperatur an. Liegt die pseudo-kritische Temperatur jedoch in der Grenzschicht, so steigt der Koeffizient erst an, fällt aber später ab. Oberhalb von  $T_{pc}$  fällt der Wärmeübergangskoeffizient mit höheren Bulktemperaturen nur noch ab. Es wurde eine Abhängigkeit von der pseudo-kritischen Wärmekapazität festgestellt und als Verhältnis der mittleren Wärmekapazität  $\bar{c}_p$  zur Wärmekapazität des Bulks  $c_{pb}$  berücksichtigt. Bereits Miropolskii und Shitsman [23] analysierten, dass die Wärmekapazität nicht nur durch eine feste Bezugstemperatur (beispielsweise Wandtemperatur) berücksichtigt werden kann.

Mit den gewonnen Erkenntnissen konnte eine Korrelation (B.1) für Wasser und Kohlendioxid bestimmt werden. Sie beruht auf einer Weiterentwicklung einer Korrelation für konstante Stoffeigenschaften von Petukhov und Kirillov [22]. Die Mehrheit der vorhergesagten experimentellen Daten (85%) weisen eine Genauigkeit von  $\pm 15\%$  auf.

$$Nu_b = Nu_0 \left( \frac{\eta_b}{\eta_w} \right)^{0,11} \left( \frac{\lambda_b}{\lambda_w} \right)^{-0,33} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{0,35} \quad (\text{B.1})$$

$$Nu_0 = \frac{(\xi_0/8) Re_b \overline{Pr}_b}{\left[ 12,7 \sqrt{\xi_0/8} (\overline{Pr}_b^{2/3} - 1) + 1,07 \right]} \quad (\text{B.2})$$

$$\xi_0 = \frac{1}{(1,82 \log Re_b - 1,64)^2} ; \bar{c}_p = \frac{h_w - h_b}{T_w - T_b} ; \overline{Pr}_b = \frac{\eta_b \bar{c}_p}{\lambda_b} \quad (\text{B.3})$$

Tabelle a: Parameterbereich der Korrelation (B.1) von Petukhov et al. [21]

Reynolds	$2 \cdot 10^4 < Re_b < 8,6 \cdot 10^5$	Wärmekapazität	$0,07 < \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} < 4,5$
Prandtl	$0,85 < Pr_b < 65$	Standardabweichung (85%)	15%
Dynamische Viskosität	$0,9 < \frac{\eta_b}{\eta_w} < 3,6$	Dimensionslose Länge	$\frac{x}{d} \geq 15$
Wärmeleitfähigkeit	$1,0 < \frac{\lambda_b}{\lambda_w} < 6,0$		

### B.3. Shitsman 1963

Untersuchungen von Shitsman [24] wurden hauptsächlich im niedrigen Massenstromdichtebereich in vertikaler Aufwärtsströmung mit Wasser durchgeführt. Das plötzliche Auftreten von Verschlechterungen des Wärmeübergangs (*eng. impairment of heat transfer*) wurde in den Experimenten analysiert. Für Shitsman zeigen diese Verschlechterungen unter überkritischen Bedingungen Analogien zum Filmsieden (*eng. film boiling*) in unterkritischen Strömungen.

Für die Untersuchungen wurde ein Rohr aus Edelstahl mit 1500mm Länge und einem Innendurchmesser von 8mm verwendet. Mit elf aufgeschweißten Thermoelementen wurde der Wärmeübergang analysiert. Durch Voruntersuchungen wurden die Wärmeverluste an die Umgebung als klein im Vergleich zum Wärmeeintrag an das Fluid angesehen und dementsprechend vernachlässigt. Tabelle b zeigt eine Übersicht der dokumentierten Messgenauigkeiten.

Bei Wärmestromdichten unterhalb von  $q=281\text{kW/m}^2$  konnte bei Massenstromdichten von  $G=430\text{kg/m}^2\text{s}$  keine Verschlechterung des Wärmeübergangs festgestellt werden. Nach einer Erhöhung auf  $q=299\text{kW/m}^2$  kam es zu einem steilen Anstieg der Wandtemperatur auf über  $500^\circ\text{C}$  an einem Thermoelement. Ein Steigern der Wärmestromdichte verschob die Temperaturspitze Richtung Rohreintritt, teilweise zum Anfang des Rohres. Diese Temperaturspitzen, zum Teil knapp unter  $600^\circ\text{C}$ , waren durch ein Rotglühen des Rohres (Temperatur Halo) wahrnehmbar. Der Versuchsbereich, in dem es zu Temperaturspitzen kam, ist gekennzeichnet durch starke Fluktuationen der Wandtemperatur. Dieser Zustand ist somit nicht eindeutig. Durch Erhöhen der Massenstromdichte konnte, unter Beibehalten restlicher Randbedingungen, die Verschlechterung reduziert werden bzw. es wurde ein normaler Wärmeübergang gemessen. Ebenso kann durch eine Druckerhöhung die Temperaturspitze reduziert werden. Eine weitere Erhöhung der Wärmestromdichte führte zu keiner Stabilisierung der Strömung.

Ein verschlechterter Wärmeübergang wurde bei  $G=300-700\text{kg/m}^2\text{s}$  bis zu Enthalpien von  $2093\text{kJ/kg}$  festgestellt. Vereinzelt konnte bei verschlechtertem Wärmeübergang ein Pulsieren des Systemdrucks sowie der Wandtemperatur registriert werden. Die Druckpulsationen erreichten bei einer Periodendauer von  $15\text{s}$  zum Teil Amplituden von  $2,5\text{MPa}$ , die durch Erhöhen der Wärmestromdichte wieder verschwanden. Die Pulsationen wurden in Bereichen beobachtet, in denen sich das Fluid mit deutlichen Änderungen der Stoffeigenschaften durch das Rohr bewegt.

Bei einer hohen Massenstromdichte  $G=1500\text{kg/m}^2\text{s}$  konnte bis  $q=1104\text{kW/m}^2$  keinerlei Verschlechterung des Wärmeübergangs beobachtet werden. Jedoch wurden zwischen  $q=872-1104\text{kW/m}^2$  Schwankungen des Drucks am Versuchsausstritt registriert.

Tabelle b: Messgenauigkeit Shitsman [24]

Messgenauigkeit:	Temperaturen: $\pm 2-3^\circ\text{C}$ , Wärmestromdichte: $\pm 5\%$ , Enthalpie: $\pm 2\%$ , Massenstromdichte: $\pm 3\%$
------------------	---

#### **B.4. Swenson, Carver und Kakarala 1965**

Nach Auffassung von Swenson, Carver und Kakarala [26] können konventionelle Korrelationen die Wärmeübertragung in Fluiden im pseudo-kritischen Bereich nicht vorausberechnen. Zur Lösung dieser Problematik wurden eigene Experimente mit erzwungener Strömung von Wasser in vertikalen Rohren durchgeführt. Untersucht wurde ein Edelstahl Rohr (AISI Type 304) der Länge  $l=2946\text{mm}$ , unterteilt in eine unbeheizten Einlaufstrecke ( $l=889\text{mm}$ ), eine beheizte Länge von  $l=1828\text{mm}$  und eine Auslaufstrecke. Zu Messgenauigkeiten wurden keinerlei Angaben gemacht.

Nur Daten der zweiten Hälfte des Rohres wurden für die Korrelation (B.4) als vollentwickelt betrachtet, da es zu deutlichen thermischen Einlaufeffekten (bis  $x/d=97$ ) in Abhängigkeit der Eintrittsenthalpie kam. Zur besseren Beschreibung der Stoffeigenschaften wurde ein Dichteverhältnis verwendet. Bei hohen Wärmestromdichten konnte eine Reduzierung des Wärmeübertragungskoeffizienten beobachtet werden. Ebenso wurde eine Reduzierung des Wärmeübertragungskoeffizienten bei einer Druckerhöhung beobachtet (vgl. Abb. 1-3).

Die Korrelation beschreibt  $94,9\%$  der Daten mit einer Standardabweichung von  $\pm 15\%$ . Die physikalischen Eigenschaften im pseudo-kritischen Bereich waren zu dieser Zeit nicht ausreichend bekannt, sodass eine Glättung der Stoffeigenschaften in diesem Bereich angewendet wurde. Im Gegensatz zu anderen Korrelationen, werden die Stoffeigenschaften hier auf die Wandtemperatur bezogen.

$$Nu_w = 0,00459 Re_w^{0,923} \overline{Pr_w}^{0,613} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,231} \quad (\text{B.4})$$

Tabelle c: Gültigkeitsbereich der Korrelation (B.4) von Swenson et al. [26]

Druck:	22,7-41,3	MPa	Bulktemperatur:	75-575	°C
Massenstromdichte:	542-2149	kg/(m <sup>2</sup> s)	Wandtemperatur:	352-633	°C
Wärmestromdichte:	204-1820	kW/m <sup>2</sup>	Rohrlänge beheizt	1828	mm
Durchmesser:	9,4	mm	Standardabweichung (85,7%; 94,9%)	10; 15	%

## B.5. Bishop, Sandberg und Tong 1965

Mit vier verschiedenen Rohrgeometrien wurden von Bishop, Sandberg und Tong [27] Untersuchungen in überkritischem Wasser durchgeführt. Zum Einsatz kamen Rohre aus Edelstahl (SS 316) und Hastelloy C in vertikaler Aufwärtsströmung.

Während der Versuche wurde vereinzelt bei hohen Wärmestromdichten ein Pfeifton registriert, wenn die Bulktemperatur nahe  $T_{pc}$  und die Wandtemperatur oberhalb  $T_{pc}$  lag. Als Quelle des Tons wurde eine Störung in der thermischen Grenzschicht durch die starken Dichteänderungen vermutet. Der Pfeifton ging einer Steigerung der Wandtemperatur voraus. Nur bei Wärmestromdichte die 10-30% größer waren, als zum Initiieren der Pfeiftöne nötig war, kam es zu Temperatursteigerungen von ca. 100°C. Die Intensität des Pfeiftons schien durch niedrigere Eintrittstemperaturen stärker zu werden. Bei höheren Massenstromdichten waren höhere Wärmestromdichten von Nöten, um den Pfeifton zu initiieren. Während des Auftretens eines Pfeiftons wurden Oszillationen der Messwerte beobachtet, konnten jedoch nicht näher erfasst werden.

Es wurde von Bishop et al. [27] vermutet, dass trotz der Abschwächung des Wärmeübergangs bei Experimenten mit Pfeifton, es offensichtlich nicht zu einer Änderung des Wärmeübertragungsmechanismus kommt.

Die Korrelation (B.5) wurde erstellt, die einen Einlaufterm berücksichtigt. Bishop et al. nehmen an, dass der Faktor 2,4 im Einlaufterm mit großer Sicherheit geometrieabhängig ist. Mit der Korrelation (B.5) konnte in einem 95% Wahrscheinlichkeitsbereich die Wandtemperatur der Experimente, mit in einer Standardabweichung von  $\pm 15\%$  berechnet werden.

$$Nu_b = 0,0069 Re_b^{0,9} \overline{Pr_b}^{0,66} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,43} \left( 1 + \frac{2,4}{x/d} \right) \quad (\text{B.5})$$

Tabelle d: Parameterbereich der Korrelation (B.5) von Bishop et al. [27]

Druck:	22,75-27,58	MPa	Bulktemperatur:	293-524	°C
Massenstromdichte:	678-3661	kg/(m <sup>2</sup> s)	Wandtemperatur:	352-633	°C
Wärmestromdichte:	315-3465	kW/m <sup>2</sup>	Rohrlänge	60,9-2743	mm
Durchmesser:	2,5-5,1	mm			

## B.6. Vikhrev, Barulin und Konkov 1967

In einem offenen Versuchsaufbau untersuchten Vikhrev, Barulin und Konkov [29] den Wärmeübergang von überkritischem Wasser in einer vertikalen Aufwärtsströmung.

Untersucht wurden zwei Edelstahlrohre (1Cr18Ni9Ti bzw. 1Cr18Ni10Ti) verschiedener Geometrien. Ein kurzes Rohr ( $d=7,85\text{mm}$ ) mit einer beheizten Länge von 1515mm, sowie ein langes Rohr ( $d=20,4\text{mm}$ ) mit 6000mm beheizter Länge, wobei jeweils eine unbeheizte Einlaufstrecke berücksichtigt wurde. Messgenauigkeiten des Versuchsaufbaus sind nicht dokumentiert.

Analysen mit kurzem Rohr zeigten, dass bei verschiedenen Versuchen es zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs (*eng. deteriorated heat transfer*) im beheizten Bereich  $x/d=40-60$  kam. Die Position der Temperaturspitze, durch den verschlechterten Wärmeübergang, war von der Eintrittsenthalpie abhängig. Es wurde angenommen, dass dies im Zusammenhang mit der thermischen Ausbildung der Strömung steht.

In Experimenten mit verschiedenen Wärme- und Massenstromdichten bei  $p=26,5\text{MPa}$  wurde im Rohr mit  $d=20,4\text{mm}$  ( $l=6000\text{mm}$ ) ebenfalls der Zusammenhang zwischen Temperaturspitzen und Eintrittsenthalpie beobachtet. Erst ab Wärmestromdichten von  $q=505\text{kW/m}^2$  bei  $G=495\text{kg/m}^2\text{s}$ , kam es zu Verschlechterungen des Wärmeübergangs bei  $x/d=50$ . Bei niedrigeren Wärmestromdichten war diese Verschlechterung nicht ausgeprägt. Eine Steigerung der Wärmestromdichte auf  $q=570\text{kW/m}^2$  führte zudem zu einem weiteren steilen Anstieg der Wandtemperatur kurz vor Versuchsausstritt. Im Vergleich zu  $q=505\text{kW/m}^2$  verschob sich die erste Temperaturspitze bei  $q=570\text{kW/m}^2$  in Richtung Versuchseintritt. Eine Verschlechterung des Wärmeübergangs in den ersten Rohrabschnitten konnte bei höheren Eintrittsenthalpien bereits durch niedrigere Wärmestromdichten erreicht werden.

Bei Massenstromdichten oberhalb von  $G=1000\text{kg/m}^2\text{s}$  konnte eine Verschlechterung in den ersten Abschnitten bis  $q=1250\text{kW/m}^2$  nicht beobachtet werden, während bei  $G=1400\text{kg/m}^2\text{s}$

Wandtemperaturspitzen am Rohrende erst bei Wärmestromdichten von  $q > 930 \text{ kW/m}^2$  registriert wurden.

### **B.7. Herkenrath, Mörk-Mörkenstein, Jung und Weckermann 1967**

In einer groß angelegten Messkampagne wurde an der Gemeinsamen Kernforschungsstelle der europäischen Atomgemeinschaft in Ispra/Italien das Verhalten des Wärmeübergangs von Wasser unterhalb und oberhalb des kritischen Punkts von Herkenrath et al. [31] untersucht. In einer vertikalen Aufwärtsströmung wurden verschiedene Rohrgeometrien vermessen.

Eine detaillierte Beschreibung der Versuchsfahrweise, sowie eine umfangreiche Fehlerbetrachtung wurde durchgeführt und dokumentiert. Infolgedessen kann der Untersuchung großes Vertrauen entgegengebracht werden und stellt somit eine wertvolle Datenbasis dar.

Eine Messung benötigte mit der notwendigen Beharrungszeit zum Erreichen des stationären Zustandes etwa 30-50 Minuten. Jede Messung wurde im stationären Zustand zweimal durchgeführt. Eine Überprüfung der Reproduzierbarkeit durch Herkenrath et al. [31] lieferte eine sehr gute Übereinstimmung. Eine Interpretation der Ergebnisse wurde von den Autoren nicht gegeben.

Für eine Fehlerbetrachtung wurde stets der mittlere relative Messfehler im ungünstigsten Messbereich verwendet. In Tabelle e sind diese Messgenauigkeiten aufgelistet.

Tabelle e: Messgenauigkeit Herkenrath et al. [31]

Messgenauigkeit:	Druck: <1%,	Massenstromdichte: <1,6-1,7%	,
	Wärmestromdichte:		<1,1%,
	Thermoelemente: $\pm 3^\circ\text{C}$ bis $T=400^\circ\text{C}$ und 0,75% für $T > 400^\circ\text{C}$		

### **B.8. Shitsman 1968**

In Fortführung der Untersuchungen von 1963 [24], wurden von Shitsman [25] 1968 weitere Untersuchungen mit überkritischem Wasser durchgeführt. Analysiert wurde der Wärmeübergang in Edelstahlrohren (1Cr18NiTi) bei verschiedenen Strömungsrichtungen mit verschiedenen Durchmessern und Längen ( $d=3-16\text{mm}$ ,  $l=700-3200\text{mm}$ ). Zur optischen Inspektion des Rohres wurden Lücken (30-40mm) in der Isolierung vorgesehen, um auftretende Temperatur Halos [24] zu erkennen.

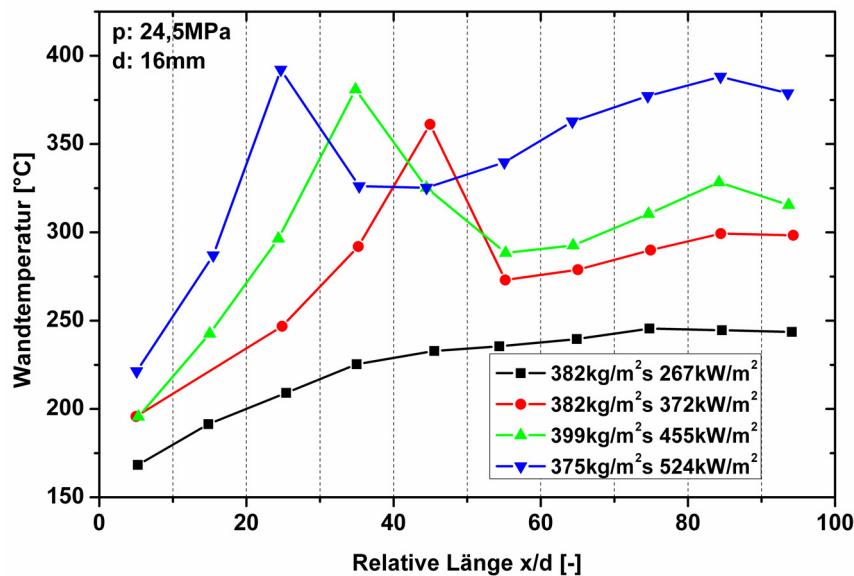


Abbildung g: Wandtemperatur als Funktion der relativen Lauflänge [25] einer Aufwärtsströmung, ab einer kritischen Wärmestromdichte entsteht eine Temperaturspitze, die durch Wärmestromdichte Steigerungen zum Rohreintritt verschoben wird

Durch Untersuchungen zum Siedeverhalten bei 10MPa wurde gezeigt, dass die Wandtemperaturspitze bei 24,5MPa und ähnlicher Wärmestromdichte deutlich höher ist. Die durch hohe Wärmestromdichten verursachte Temperaturspitze wurde durch Steigerung der Wärmestromdichte zum Rohreintritt verschoben. Eine Verlängerung der Einlaufstrecke, bei gleichzeitiger Reduzierung der beheizten Strecke, veränderte dieses Verhalten nicht. Eine Verschiebung einer Temperaturspitze ist in Abbildung g dargestellt. Die Wandtemperatur steigt in Strömungsrichtung abhängig von der jeweiligen Wärmestromdichte an. Durch eine höhere Wärmestromdichte ergab sich, zusätzlich zur Verschiebung der Temperaturspitze, eine höhere Wandtemperatur am Austritt.

Wird die Wärmestromdichte bei  $G \sim 380 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$  von  $q = 500 \text{ kW/m}^2$  auf  $q = 700 \text{ kW/m}^2$  gesteigert, so wurde eine „Entartung“ (*eng. degenerate*) der Temperaturspitzen festgestellt. Die Wandtemperatur fällt in diesem Fall nicht mehr nach einer Temperaturspitze ab.

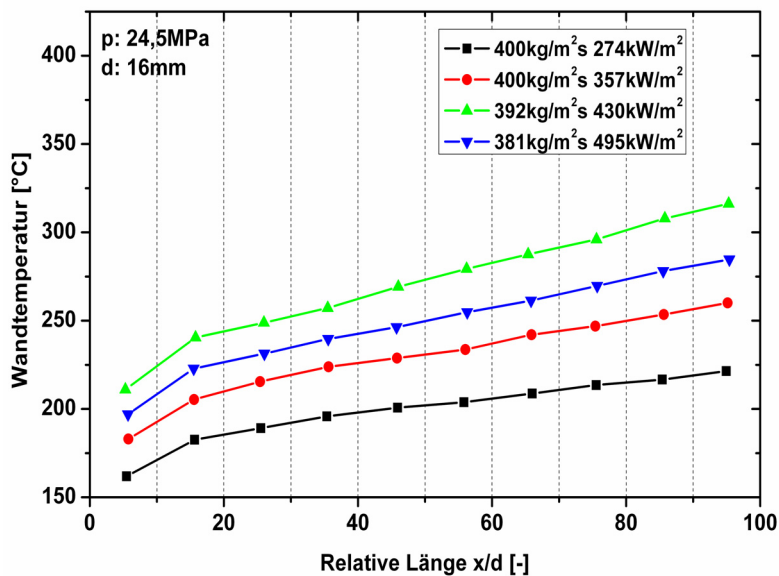


Abbildung h: Wandtemperatur als Funktion der relativen Lauflänge [25] einer Abwärtsströmung, im Vergleich zu Aufwärtsströmungen entsteht unter gleichen Bedingungen keine Temperaturspitze

Bei einer Abwärtsströmung (Abbildung h) bildete sich im Vergleich zur Aufwärtsströmung (Abbildung g) mit gleichen Randbedingungen keine Temperaturspitze aus. Es wurde daraus geschlossen, dass die Temperaturspitzen aus einer Wechselwirkung der erzwungenen mit der freien Konvektion entstehen.

Shitsman [25] nimmt an, dass es in Aufwärtsströmungen mit hohem Wärmeeintrag zu einer Reduzierung der Turbulenz kommt, sodass die Grenzschicht laminar wird und dies demzufolge zu einer Temperaturspitze führt. Es wurde weiterhin vermutet, dass die Temperaturspitze mit einer Umorientierung der Strömung zusammenhängt. Da diese Laminarisierung nur durch die sich ändernden Stoffeigenschaften auftritt, kann sie auch nur unterhalb der pseudo-kritischen Temperatur auftreten.

Grundsätzlich wurde aus den Untersuchung gefolgert, dass es in langen geraden Rohren, bei großen Enthalpieerhöhungen und niedrigen Eintrittsenthalpien zu zwei Wandtemperaturspitzen infolge einer Verschlechterung des Wärmeübergangs kommen kann. Die erste Spitze steht in direktem Zusammenhang mit dem Rohreintritt, während die zweite Spitze kurz vor der pseudo-kritischen Temperatur auftritt. Durch eine Erhöhung der Eintrittstemperatur kann die erste Spitze vermieden werden. Durch Vergrößerung des Rohrdurchmessers ließen sich die Temperaturspitzen zum Rohreintritt verschieben. Eine Variation des Drucks  $p=24,5-34,3$ MPa hatte in den durchgeführten Untersuchungen keinen wesentlichen Effekt auf die Temperaturspitzen. Es wurde gefolgert, dass eine Laminarisierung der Strömung nur erfolgt, wenn die Wandtemperatur einen gewissen Wert erreicht und somit freie Konvektion entsteht.



## B.9. Alferov, Rybin und Balunov 1969

Die Grenzen des verschlechterten Wärmeübergangs infolge freier Konvektion in vertikaler Aufwärtsströmung wurde von Alferov, Rybin und Balunov [32] untersucht. Experimente mit zwei Edelstahlrohren (1Cr18Ni10Ti) verschiedener Geometrie ( $d=14\text{mm}$ ,  $l=1400\text{mm}$  bzw.  $d=20\text{mm}$ ,  $l=3700\text{mm}$ ) wurden mit Wasser durchgeführt. Dazu wurde die Wärmestromdichte ( $q=147\text{-}697\text{kW/m}^2$ ) und die Massenstromdichte ( $G=250\text{-}1000\text{kg/m}^2\text{s}$ ) variiert.

Bei Wandtemperaturen unterhalb  $T_w < 350^\circ\text{C}$  wurde kein Einfluss des Drucks auf das Wandtemperaturprofil am Versuchseintritt festgestellt. Lediglich am Rohrende, in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes, kam es zu geringen Differenzen. Der Verlauf der Wandtemperatur weist einen wellenartigen Temperaturanstieg auf, wobei die erste Welle am stärksten ausgeprägt ist und es danach zu einer Art Dämpfung kommt. Dieses wellenartige Verhalten wurde von Alferov et al. [32], auf eine Umstrukturierung der Strömung durch freie Konvektion zurückgeführt. Es wurde vermutet, dass eine laminare Grenzschicht entsteht, die immer wieder (in Wellen) eine kritische Dicke erreicht bevor sie zerstört wird.

Der Einfluss der freien Konvektion wurde durch einen Quotienten ( $\alpha/\alpha_{erzwungen}$ ) beschrieben, aus dem Wärmeübertragungskoeffizienten der Strömung zu dem einer erzwungenen Strömung. Ist der Einfluss der freien und der erzwungenen Konvektion ungefähr gleich groß ( $\alpha_{erzwungen}/\alpha_{frei} \sim 1$ ), so wurde ein minimaler Quotient von  $\sim 0,4$  bestimmt. Eine Verschlechterung des Wärmeübertragungskoeffizienten ist in diesem Fall am größten. Mit dieser Betrachtung wurde ein oberes Limit (B.6) für den Rohreintritt ermittelt, das den Einfluss der freien Konvektion auf die Strömung betrachtet. Das Limit wurde mit 1,6 angegeben, bei kleineren Werten kommt es zu einer Reduktion der Wärmeübertragung durch freie Konvektion.

$$\left( \frac{\alpha_{erzwungen}}{\alpha_{frei}} \right)_{\text{Eintritt}} \cong 1,6 \quad (\text{B.6})$$

$$\alpha_{erzwungen} = 0,023 \frac{\lambda_b}{d} Re_b^{0,8} Pr_b^{0,4} \quad ; \quad \alpha_{frei} = 0,135 \frac{\lambda_b}{d} (\overline{Gr Pr})^{1/3} \quad (\text{B.7})$$

$$\overline{Gr} = \frac{\beta_b g d^3}{\nu_b^2} \Delta t \quad ; \quad \Delta t = \frac{q}{(\alpha_{erzwungen})_b}$$

## B.10. Ackerman 1970

Ackerman [33] knüpfte 1970 an Versuchsreihen von Swenson [26] an. Am gleichen Versuchsstand wurde die Verschlechterung in überkritischem Wasser untersucht. Ackerman bezeichnete diese Verschlechterung des Wärmeübergangs, durch Analogien zum Filmsieden in unterkritischem Wasser, als Pseudo-Filmsieden (*eng. pseudofilm-boiling*).

Bei sehr niedrigen Eintrittsenthalpien, noch unterhalb der pseudo-kritischen Enthalpie, konnte in einem Rohr mit  $d=9,4\text{mm}$  bei einer Massenstromdichte von  $G=1220\text{kg/m}^2\text{s}$  bis zu  $q=1260\text{kW/m}^2$  kein verschlechterter Wärmeübergang festgestellt werden. Durchgeführte Versuche bei höherer Enthalpie, Eintrittsenthalpie knapp unterhalb der pseudo-kritischen, zeigten stattdessen ab  $q=787\text{kW/m}^2$  deutliche Temperaturspitzen. Ein Steigern der Wärmestromdichte verstärkt den Temperaturanstieg. Ein Erniedrigen der Massenstromdichte, verstärkte die Ausprägung des Temperaturanstiegs, während eine Steigerung dazu neigt den Effekt zu unterdrücken. Bei Drücken nahe dem kritischen Druck war dieser Temperaturanstieg am stärksten.

In Experimenten mit einem Rohrdurchmesser von  $d=18,5\text{mm}$  wurde nahe der pseudo-kritischen Enthalpie eine zweite Temperaturspitze beobachtet. Während die erste Temperaturspitze wesentlich stärker ausgeprägt ist und die Wandtemperatur danach kurzzeitig wieder sinkt, ist der zweite Temperaturanstieg über einen weiten Bereich des Rohres ausgebildet. Bei einem größeren Rohrdurchmesser von  $d=24,3\text{mm}$  und einer Massenstromdichte von  $G=406,8\text{kg/m}^2\text{s}$ , trat der starke Temperaturanstieg am Rohranfang bereits bei niedrigen Enthalpien auf. Es konnte ein Auftreten des verschlechterten Wärmeübergangs bereits bei niedrigeren Werten der Wärmestromdichte als bei Versuchen mit  $d=18,5\text{mm}$  beobachtet werden. Durch die Reduzierung des Durchmessers von  $d=24,3\text{mm}$  auf  $d=9,4\text{mm}$  konnte der zulässige Wärmestrom um 40% gesteigert werden.

### **B.11. Grass, Herkenrath und Hufschmidt 1971**

Durch eine Abänderung des Prandtlschen Grenzschichtmodells erstellten Grass, Herkenrath und Hufschmidt [57] eine Korrelation zur Vorhersage der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser. Das Prandtlschen Modell kann in eine Darstellung überführt werden, in der der „Wärmewiderstand“ des Gesamtsystems als Anteile der laminaren Grenzschicht und des turbulenten Kerns betrachtet wird.

Mit der Grundüberlegung, dass für den turbulenten Anteil die mittlere Temperatur des Kerns zugrunde liegt, und für den laminaren Teil die Grenzschichttemperatur, wurde die neue Beziehung (B.8) angegeben. Es wurde bewusst die Prandtlzahl auf die „effektive“ Grenzschichttemperatur bezogen. Bei  $Pr_b < 0,5Pr_w$  werden somit die Stoffeigenschaften der Grenzschichttemperatur auf die Bulktemperatur bezogen, während sie bei  $Pr_b > 0,5Pr_w$  auf die Wandtemperatur bezogen werden.

Durch Verwendung der Messergebnisse von Herkenrath [56] wurde mit der Korrelation (B.8) eine mittlere Abweichung von weniger als 10% erreicht. In Tabelle f ist der Parameterbereich der untersuchten Daten von Herkenrath [56] dargestellt, da kein Gültigkeitsbereich empfohlen wurde.

$$Nu_b = \frac{(\xi_0/8) Re_b Pr_b}{1,07 + 12,7 \sqrt{(\xi_0/8)} \left( Pr_G^{2/3} \frac{c_{pb}}{c_{pG}} - 1 \right)} \quad (B.8)$$

$$\xi_0 = (1,82 \log_{10} Re_b - 1,64)^{-2} \quad (B.9)$$

$$Pr_G = \begin{cases} Pr_b; & Pr_b < 0,5 Pr_w \\ Pr_w; & Pr_b > 0,5 Pr_w \end{cases}; c_{pG} = \begin{cases} c_{pb}; & Pr_b < 0,5 Pr_w \\ c_{pw}; & Pr_b > 0,5 Pr_w \end{cases} \quad (B.10)$$

Tabelle f: Parameterbereich der Korrelation (B.8) von Grass et al. [57]

Massenstromdichte	700-3500	kg/(m <sup>2</sup> s)	Durchmesser	10-20	mm
Wärmestromdichte	400-2000	kW/m <sup>2</sup>	Mittlere Standardabweichung	10	%
Druck	14-25	MPa			

## B.12. Ornatskii, Glushchenko und Kalachev 1971

Ornatskii, Glushchenko und Kalachev [34] untersuchten die Wärmeübertragung in überkritischem Wasser speziell in kleinen Rohren bei vertikaler Auf- und Abwärtsströmung. Sie verwendeten dazu ein Edelstahlrohr (1Cr18Ni9Ti) der Länge  $l=750\text{mm}$  und einem Durchmesser  $d=3\text{mm}$ .

Bei Eintrittsenthalpien von  $h_b \leq 1350 \text{ kJ/kg}$  wurde eine Verschlechterung des Wärmeübergangs in Aufwärtsströmungen bei  $q/G \geq 0,93-1,05 \text{ kJ/kg}$  beobachtet, währenddessen es unabhängig der Eintrittsenthalpie bei  $q/G < 0,9 \text{ kJ/kg}$  zu keiner Verschlechterung der Wärmeübertragung kam. Eine Temperaturspitze durch verschlechterten Wärmeübergang konnte ebenso nicht bei Eintrittsenthalpien von  $h_b > 1350-1500 \text{ kJ/kg}$  gemessen werden. Für abwärtsgerichtete Strömungen konnte der Beginn des verschlechterten Wärmeübergangs bereits bei  $q/G = 0,7-0,85 \text{ kJ/kg}$  erreicht werden. Dies steht in deutlichem Gegensatz zu Shitsman [25] der in Abwärtsströmungen erst bei höheren Wärmestromdichten eine Verschlechterung feststellte, als bei Aufwärtsströmungen.

Bei einem nahezu konstanten Wärmestrom- zu Massenstromdichteverhältnis  $q/G = 0,765 \text{ kJ/kg}$  und nahezu konstanter Eintrittsenthalpie  $h_b = 800 \text{ kJ/kg}$  wurde in einer Abwärtsströmung die Massenstromdichte reduziert  $G = 3000-800 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . Ornatskii et al. [34] beobachteten, dass der Temperaturabfall nach der Temperaturspitze mit Reduzierung der Massenstromdichte abnahm. Ein Temperaturabfall nach einer Temperaturspitze verschwand beginnend bei  $G = 1200 \text{ kg/m}^2\text{s}$  zunehmend, sodass bei  $G = 800 \text{ kg/m}^2\text{s}$  es zu keinem Temperaturabfall mehr kam. Es wurde von Ornatskii et al. [34] vermutet, dass die Verschlechterung des Wärmeüber-

gangs und den damit verbundenen Temperaturspitzen durch eine Interaktion zwischen freier und erzwungener Strömung entsteht.

### **B.13. Glushchenko, Kalachev und Gandzyuk 1972**

Der Einfluss hoher Wärmestromdichten auf das Temperaturprofil in kleinen Rohren ( $d=3, 4, 6, 8\text{mm}$ ) in Aufwärtsströmungen wurde von Glushchenko, Kalachev und Gandzyuk [35] untersucht. Zusätzlich wurden Abwärtsströmungen in einem Rohr  $d=3\text{mm}$  von überkritischem Wasser durchgeführt.

Das Auftreten eines verschlechterten Wärmeübergangs konnte nahezu bei gleichen Bedingungen in Aufwärts- und Abwärtsströmungen beobachtet werden. Wenn die Wandtemperatur höher als die pseudo-kritische Temperatur ist, konnte eine Grenze zum verschlechterten Wärmeübergang mit  $q/G > 0,6-1,0\text{kJ/kg}$  ermittelt werden. Wobei durch Reduzierung des Rohrdurchmessers die Temperaturspitze bei gleicher Wärmestromdichte, früher zu erkennen war. Glushchenko et al. [35] folgerten aus Vergleichen mit Korrelationen, dass keine Korrelation den verschlechterten Wärmeübergang im untersuchten Bereich vorhersagen kann. Es zeigte sich zudem, dass die Korrelation von Swenson et al. [26] die Wandtemperatur überschätzt und die Korrelation von Bishop et al. [27] unterschätzt. Durch den komplexen Prozess der Wärmeübertragung in überkritischem Wasser, erschien es Glushchenko et al. [35] unmöglich, die gesamte Länge eines Kanals mit einem Ausdruck zu beschreiben.

### **B.14. Yamagata, Nishikawa, Hasegawa, Fujii und Yoshida 1972**

Yamagata et al. [36] untersuchten den Wärmeübergang in überkritischem Wasser mit erzwungener Konvektion in horizontaler und vertikaler Strömung. Die Experimente dienten zur Bestimmung von Einflussfaktoren auf den verschlechterten Wärmeübergang in Rohren ( $d=7,5, 10\text{mm}$ ).

Bei niedrigen Wärmestromdichten  $q=233\text{kW/m}^2$  ( $G=1260\text{kg/m}^2\text{s}$ ) konnte keine Abhängigkeit der Strömungsrichtung zum Schwerfeld beobachtet werden, während es bei  $q=698\text{kW/m}^2$  zu deutlichen Wandtemperaturunterschieden kam. Der Wärmeübergangskoeffizient des horizontalen Rohres auf der Ober- und Unterseite des Rohres schließt den Wärmeübergangskoeffizient der vertikalen Aufwärts- und Abwärtsströmung ein. Wohingegen die Aufwärtsströmung niedrigere Wärmeübergangskoeffizienten als die der Abwärtsströmung besitzt. Bei hohen Wärmestromdichten und gleichzeitigen niedrigen Massenstromdichten waren die Differenzen stärker ausgeprägt. Dieses Phänomen konnte durch die Untersuchung nicht geklärt werden. Es wurde jedoch von Yamagata et al. [36] vermutet, dass es sich voraussichtlich um ein Zwei-Phasen ähnliches Verhalten oder um Auftriebseffekte handelt.

Zur Vorhersage der Wandtemperaturen wurde eine abschnittsweise definierte Korrelation (B.11) bestimmt. Die Korrelation basiert auf Daten, die keinen verschlechterten Wärmeübergang zeigten. Die Korrelation (B.11) wurde in drei Bereiche, in Abhängigkeit der Eckert-Zahl (hier als  $E$  dargestellt) (B.12) unterteilt.

$$Nu_b = 0,0135 Re_b^{0,85} Pr_b^{0,8} F_c \tag{B.11}$$

$$E = \frac{T_{pc} - T_b}{T_w - T_b} \tag{B.12}$$

$$F_c = \begin{cases} 1; & E > 1 \\ 0,67 Pr_{pc}^{-0,05} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{n_1}; & 0 \leq E \leq 1; \\ \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{n_2}; & E < 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} n_1 = -0,77 \left( 1 + \frac{1}{Pr_{pc}} \right) + 1,49 \\ n_2 = 1,44 \left( 1 + \frac{1}{Pr_{pc}} \right) - 0,53 \end{matrix} \tag{B.13}$$

Die Korrelation ist am Punkt  $E=1$  diskontinuierlich, wenn die Wandtemperatur die pseudo-kritische Temperatur erreicht. Diese Unstetigkeit wurde bereits von den Autoren als gravierender Schwachpunkt erkannt.

Tabelle g: Gültigkeitsbereich der Korrelation (B.11) von Yamagata et al. [36]

Druck	22,6-29,4	MPa	Durchmesser	7,5, 10	mm
Massenstromdichte	310-1830	kg/(m <sup>2</sup> s)	$q_{cr} = 0,2G^{1,2}$		
Wärmestromdichte	116-930	kW/m <sup>2</sup>	Standardabweichung	20	%
Bulktemperatur	230-540	°C			

Tabelle h: Messgenauigkeit Yamagata et al. [36]

Messgenauigkeit:	Temperaturen: ±2°C; Wärmestromdichte: ±1%
------------------	---

### B.15. Lee und Haller 1974

Untersuchungen mit Wasser von Lee und Haller [37] widmeten sich speziell großer Verdampferrohre. Studien dazu wurden an der gemeinsamen Kernforschungsstelle der europäischen Atomgemeinschaft in Ispra/Italien mit Rohrdurchmessern von  $d=38,1$ mm durchgeführt. Der Versuchsaufbau entspricht der Anordnung von Herkenrath et al. [31].

Die Experimente zeigten, dass die Temperaturspitzen durch verschlechterten Wärmeübergang, sehr sensitive auf Veränderungen der Wärmestromdichte reagieren. Die Verschlechterung des Wärmeübergangs wurde von Lee und Haller durch das Entstehen einer isolierenden Dampfschicht nahe der Wand vermutet. Dieses Verhalten (ausgeprägte Temperaturspitzen) wurde deshalb von Lee und Haller [37] als Pseudo-Filmsieden bezeichnet.

Durch die Verwendung der Korrelation von Swenson et al. [26] als Referenz, wurde die limitierende Wärmestromdichte für  $d=38,1\text{mm}$  bestimmt. Die Limitierung gibt die Wärmestromdichte wieder, in der die Experimente um weniger als  $10^\circ\text{C}$  höher durch die Referenzkorrelation vorhergesagt als gemessen wurden. Analysen von Glushchenko et al. [35] zeigen, dass diese Korrelation die Wandtemperatur überschätzt, demzufolge lässt sich vermuten, dass die limitierende Wärmestromdichte dadurch höher vermutet wird als eigentlich zulässig.

In Versuchsreihen mit innenberippten Rohren konnte das Pseudo-Filmsieden bei gleichen Randbedingungen unterdrückt werden. Steigerungen von 50-100% der Wärmestromdichte im Vergleich zu Glattrohren wurden erreicht, ohne Anzeichen von Temperaturspitzen.

## B.16. Jackson und Hall 1979

Ausgehend von einer Korrelation von Krasnoschekov und Protopopov [52] erstellten Jackson und Hall [58] 1979 eine vereinfachte Form (B.14). Sie vereinfacht in dem Maße, dass der Anteil für konstante Stoffeigenschaften durch eine Dittus-Boelter Beziehung ersetzt wurde. Der Exponent  $n$  des Wärmekapazitätsverhältnisses hängt von der Lage der Wand- und Bulktemperaturen zur pseudo-kritischen Temperatur ab. Mit wesentlichem einfacherem Aufbau ergab die Korrelation (B.14) gleich gute Vorhersage wie die ursprüngliche [52].

$$Nu_b = 0,0183 Re_b^{0,82} Pr_b^{0,5} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,3} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^n \quad (\text{B.14})$$

$$n = \begin{cases} 0,4; & T_b < T_w \leq T_{pc} \text{ und } 1,2T_{pc} \leq T_b < T_w \\ 0,4 + 0,2 \left[ \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) - 1 \right]; & T_b \leq T_{pc} < T_w \\ 0,4 + 0,2 \left[ \left( \frac{T_w}{T_{pc}} \right) - 1 \right] \left\{ 1 - 5 \left[ \left( \frac{T_b}{T_{pc}} \right) - 1 \right] \right\}; & T_{pc} \leq T_b \leq 1,2T_{pc} \text{ und } T_b < T_w \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

Tabelle i: Parameterbereich der Korrelation Jackson und Hall [58], aus [111]

Druck	22,5-26,5	MPa
Massenstromdichte	700-3600	kg/m <sup>2</sup> s
Wärmestromdichte	$q \cdot 10^{-3} < 602G$	
Durchmesser	1,64-20,4	mm

## B.17. Watts und Chou 1982

Watts und Chou [38] legten den Schwerpunkt ihrer Untersuchungen auf die Wärmeübertragung bei Mischkonvektion. Experimente in Rohren ( $d=25,4, 32,2\text{mm}$ ) mit verschiedenen Strömungsrichtungen wurden hierzu durchgeführt. Die verwendete Versuchsanordnung ermöglichte ein Ausbilden der freien Konvektion. Versuche wurden nur für Bulkenthalpie unterhalb der pseudo-kritischen Enthalpie durchgeführt, während sich die Wandtemperatur zum Teil oberhalb  $T_{pc}$  befand, sodass dieser extremere Bereich ebenfalls untersucht wurde.

Durch das Absenken der Massenstromdichte in einer vertikalen Aufwärtsströmung konnte das Ausbilden einer Temperaturspitze beobachtet werden. Mit weiterer Absenkung verschob sich der Temperaturscheitel zum Rohreintritt. Für vertikale Aufwärtsströmung in Rohren wurde Korrelation (B.16) angegeben, die Auftriebseffekte durch einen Korrekturterm berücksichtigt.

$$Nu_b = 0,021 Re_b^{0,8} \overline{Pr}_b^{0,55} \left( \frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0,35} \cdot \phi \quad (\text{B.16})$$

$$\phi = \begin{cases} 1 & ; \left( \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right) < 10^{-5} \\ \left[ 1 - 3000 \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right]^{0,295} & ; 10^{-5} < \left( \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right) \leq 10^{-4} \\ \left[ 7000 \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right]^{0,295} & ; \left( \frac{\overline{Gr}_b}{Re_b^{2,7} \overline{Pr}_b^{0,5}} \right) > 10^{-4} \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

Tabelle j: Parameterbereich der Korrelation (B.16) von Watts et al. [38]

Druck	25	MPa	Massenstromdichte	132-1060	kg/(m <sup>2</sup> s)
Bulktemperatur	150-310	°C	Durchmesser	25,4; 32,2	mm
Wandtemperatur	260-520	°C	Standardabweichung	7,7-13	%
Wärmestromdichte	175-440	kW/m <sup>2</sup>			

### B.18. Razumovskiy, Ornatskiy und Mayevskiy 1990

Untersuchungen zum Wärmeübergang und Druckverlust in überkritischem Wasser wurden 1990 von Razumovskiy, Ornatskiy und Mayevskiy [39] durchgeführt. Wenn  $T_b < T_{pc} < T_w$  ist kann es abhängig von der Wärmestromdichte zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs kommen. Die entweder durch hohe Maximaltemperaturen oder durch das Entstehen starker Fluktuationen des Drucks, für die Versuchsanlage gefährlich werden konnten.

Mit den durchgeführten Experimenten konnte ein Korrekturterm (B.19) für den Reibungsbeiwert bei isothermer Strömung bestimmt werden. Unter Verwendung dieses Reibungsbeiwertes wurde die Korrelation (B.18) bestimmt.

$$Nu_b = \frac{(\xi_{fr}/8) Re_b \overline{Pr}_b}{1,07 + 12,7 \sqrt{\xi_{fr}/8} (\overline{Pr}_b^{2/3} - 1)} \left( \frac{\bar{c}_p}{c_{pb}} \right)^{0,65} \quad (B.18)$$

$$\xi_{fr} = \xi_0 \left( \frac{\eta_w \rho_w}{\eta_b \rho_b} \right)^{0,18} ; \quad \xi_0 = \left( 1,82 \log \left( \frac{Re_b}{8} \right) \right)^{-2} \quad (B.19)$$

Tabelle k: Parameterbereich der Korrelation (B.18) von Razumovskiy et al. [39]

Durchmesser	3-6	mm	Bulkenthalpie	1400-1800	kJ/kg
Massenstromdichte	500-2600	kg/(m <sup>2</sup> s)		$\frac{Gr}{Re^2} \leq 0,003$	[-]
Reynolds	100-300x10 <sup>3</sup>	[-]	Mittlere Standardabweichung	14,5	%



## B.19. Griem 1995

Um die Verbesserung des Wärmeübergangs in Wasser mit Rippen- und Noppenrohren zu quantifizieren wurden Messungen, sowohl an diesen Rohrgeometrien als auch an Glattrohren im Zweiphasengebiet und oberhalb des kritischen Drucks von Griem [40] durchgeführt.

Die Experimente zeigten keine Verbesserung des Wärmeübergangs in der Nähe des pseudo-kritischen Punktes, was aufgrund der großen Wärmekapazität zu erwarten gewesen wäre. Bereits ab  $p=22,0\text{MPa}$  konnte kein Sieden mehr vor dem *DNB* (eng. *Departure from nucleate boiling*) beobachtet werden. Es kann somit nach Griem bereits von überkritischem Verhalten gesprochen werden. Wenn bei einer bestimmten Massenstromdichte die Wärmestromdichte einen kritischen Wert überschreitet, kommt es zu einer „Pseudo-Siedekrise“ (verschlechterter Wärmeübergang).

Tabelle I: Messgenauigkeit Griem [40]

Messgenauigkeit:	Druck: $\pm 0,035\text{MPa}$ , Massenstromdichte: $< 1\%$ , Wärmestrom: $< 0,5\%$ , Thermoelemente: $\pm 2,5^\circ\text{C}$ (bis $333^\circ\text{C}$ ), $0,75\%$ ( $> 333^\circ\text{C}$ )
------------------	---

## B.20. Griem 1996

Ausgehend von Wärmeübergangsuntersuchungen in nahe kritischem und überkritischem Wasser [40], wurde eine neue Korrelation (B.20) mit modifizierter Wärmekapazität von Griem [41] entwickelt. Die Wärmekapazität (B.21) wird durch fünf Stützstellen berechnet, in dem die zwei höchsten Werte ( $c_{p,max}$  und  $c_{p,2,max}$ ) und somit dem pseudo-kritischen Zustand am nächsten sind, ausgesondert werden. Der Mittelwert der drei verbleibenden Werte, stellt die charakteristische Wärmekapazität dar. Die Korrelation (B.20) berücksichtigt eine Korrektur (B.22) für niedrige Enthalpien auf.

$$\tilde{Nu} = 0,0169 Re_b^{0,8356} \tilde{Pr}^{0,432} \Phi \quad (\text{B.20})$$

$$\tilde{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}; \tilde{Pr} = \frac{c_{p,sel} \eta_b}{\lambda}; \bar{\lambda} = \frac{1}{2} (\lambda_b + \lambda_w)$$

$$c_{p,sel} = \frac{1}{3} \left\{ \sum_{i=1}^5 c_p(T_i) - c_{p,max} - c_{p,2,max} \right\} \quad (\text{B.21})$$

$$T_i = \left\{ T_w, \frac{1,5T_w + T_b}{2}, \frac{T_w + T_b}{2}, \frac{T_w + 1,5T_b}{2}, T_b \right\}$$

$$\phi = \begin{cases} 0,82 & ; h_b \leq 1540 \text{kJ/kg} \\ 0,82 + \frac{0,18}{200} (h_b - 1540) & ; 1540 \text{kJ/kg} < h_b \leq 1740 \text{kJ/kg} \\ 1 & ; h_b > 1740 \text{kJ/kg} \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

Tabelle m: Parameterbereich der Korrelation (B.20) von Griem [41]

Druck	22,0-27,0	MPa	Durchmesser	10-20	mm
Massenstromdichte	300-2500	kg/(m <sup>2</sup> s)	Mittlerer relativer Fehler	1	%
Wärmestromdichte	200-700	kW/m <sup>2</sup>	Standardabweichung	16	%

### B.21. Kirillov, Pometko, Smirnov und Grabezhaia 2003

Der Wärmeübergang in Aufwärtsströmungen von überkritischem Wasser in 1m und 4m langen vertikalen Rohren wurde 2003 von Kirillov et al. [42] untersucht. Getestet wurden Edelstahlrohre (12Cr18Ni10Ti) mit  $d=10\text{mm}$ . Bei niedrigen Wärmestromdichten konnte ein monotoner Wandtemperaturverlauf entlang des Rohres gemessen werden. Bei höheren Wärmestromdichten ist der Verlauf von der Massenstromdichte und der Eintrittstemperatur abhängig. Liegt die Eintrittstemperatur oberhalb der pseudo-kritischen Temperatur wurde auch bei höheren Wärmestromdichten ein monotoner Verlauf beobachtet. Bei tieferen Eintrittstemperaturen wurde ein verschlechterter Wärmeübergang ab  $q/G > 0,6\text{kJ/kg}$  wahrgenommen, der durch Temperaturspitzen ersichtlich war.

Tabelle n: Messgenauigkeit Kirillov et al. [42]

Messgenauigkeit:	Druck: $\pm 0,25\%$ , Massenstromdichte: $<0,51\%$ , Wandtemperatur: $\pm 3^\circ\text{C}$ , Wärmestrom: $<1,0\%$ , Wärmeverluste: $\leq 3\%$
------------------	---

### B.22. Kirillov, Pometko, Smirnov und Grabezhaia 2005

Kirillov et al. [43] führten 2005 die begonnen Untersuchungen [42] fort. Die Experimente mit Wasser wurden zur Bestimmung von Skalierungseffekten zu andern Fluiden durchgeführt.

Die Differenz zwischen berechneter und gemessener Austrittstemperatur lieferte zufrieden stellende Ergebnisse ( $\sim 1\%$ ).

Bei einer Massenstromdichte  $G=200\text{kg/m}^2\text{s}$  wurde in dieser Untersuchung ein Anstieg der Wandtemperaturen im Bereich ( $x/d \leq 30$ ) ab  $q=227\text{kW/m}^2$  in einem Rohr mit  $d=10\text{mm}$  beobachtet. Durch Erhöhen der Wärmestromdichte wurde der Wandtemperaturanstieg steiler. Bei höheren Massenstromdichten  $G=1500\text{kg/m}^2\text{s}$  war der Temperaturanstieg im Anfangsbereich schwächer ausgeprägt. Analysen der Ursachen des verschlechterten Wärmeübergangs wurde nicht durchgeführt.

# Anhang C. Wärmeübergangstabelle für überkritisches Wasser in vertikalen Rohren

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
700	300	22,5	8	307	344	372	385	389	390	390	391	392	393	393	394	401	410	437
700	300	22,5	10	309	346	372	386	390	390	390	390	391	392	394	395	403	412	439
700	300	22,5	15	311	348	374	388	392	392	393	393	394	395	395	397	405	414	442
700	300	22,5	20	313	350	375	390	393	394	395	396	398	400	400	402	409	419	450
700	300	23,5	8	307	345	373	388	392	394	394	394	395	396	395	397	406	415	442
700	300	23,5	10	309	346	374	388	393	395	395	395	395	395	396	398	405	416	446
700	300	23,5	15	311	348	376	390	395	395	396	396	397	398	398	400	407	418	450
700	300	23,5	20	313	350	377	391	396	399	400	399	401	403	404	406	413	424	455
700	300	24	8	307	345	375	390	393	396	396	396	396	396	395	397	406	417	446
700	300	24	10	309	346	375	390	395	396	396	395	395	395	396	398	407	418	448
700	300	24	15	311	348	377	392	396	398	398	398	398	398	398	400	410	421	452
700	300	24	20	313	350	379	393	397	400	401	402	403	404	406	409	416	426	457
700	300	25	8	307	344	372	393	398	400	401	401	402	403	404	407	414	423	449
700	300	25	10	308	345	377	395	400	401	401	401	402	404	405	407	415	424	451
700	300	25	15	313	350	378	396	401	403	403	404	405	406	407	409	417	426	454
700	300	25	20	314	350	381	397	402	404	405	407	406	409	408	411	419	428	456
700	500	22,5	8	330	366	393	417	424	428	429	429	428	426	425	424	425	436	474
700	500	22,5	10	332	368	394	419	427	433	433	431	428	425	423	422	423	435	476
700	500	22,5	15	336	371	398	425	427	431	434	437	437	437	438	439	444	456	491
700	500	22,5	20	338	377	414	429	426	430	435	441	447	453	461	468	481	494	515
700	500	23,5	8	327	361	392	416	423	427	428	429	429	428	428	429	432	443	478
700	500	23,5	10	332	368	395	419	426	430	430	429	428	426	425	425	428	440	476
700	500	23,5	15	335	374	402	425	429	433	435	437	438	439	440	442	446	458	494
700	500	23,5	20	338	378	409	430	430	434	439	443	449	456	463	470	482	494	514

Anhang C

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
700	500	24	8	330	366	393	416	422	425	425	425	425	424	423	423	427	440	472
700	500	24	10	332	368	395	418	425	427	428	427	427	426	425	425	429	442	475
700	500	24	15	335	374	400	425	429	432	434	436	438	440	441	442	450	461	496
700	500	24	20	339	378	407	431	432	436	441	447	454	461	467	473	485	494	510
700	500	25	8	327	362	395	416	424	429	430	430	430	430	430	431	435	447	480
700	500	25	10	330	364	396	420	426	431	431	431	431	430	430	432	436	447	480
700	500	25	15	335	374	401	424	431	436	438	440	442	444	445	447	452	465	500
700	500	25	20	339	378	405	431	433	439	444	450	453	460	467	473	486	496	515
1000	300	22,5	8	299	336	366	381	386	386	384	383	384	385	387	389	394	402	426
1000	300	22,5	10	300	337	366	382	386	386	385	384	384	385	387	389	395	403	427
1000	300	22,5	15	301	339	368	383	388	387	385	385	385	386	388	391	396	404	429
1000	300	22,5	20	303	340	369	384	389	388	386	385	386	387	389	391	397	406	431
1000	300	23,5	8	299	336	366	383	386	389	389	389	390	390	392	394	399	407	431
1000	300	23,5	10	300	337	367	384	387	390	390	390	390	391	392	394	400	408	432
1000	300	23,5	15	301	339	368	385	389	391	391	391	391	392	394	396	401	409	434
1000	300	23,5	20	303	340	369	385	390	392	392	392	392	393	394	397	402	411	436
1000	300	24	8	299	337	366	384	387	391	391	391	392	393	394	396	401	409	433
1000	300	24	10	300	337	367	385	388	391	392	392	392	393	395	397	402	410	434
1000	300	24	15	302	339	369	386	388	393	393	393	394	395	396	398	404	412	437
1000	300	24	20	303	340	370	386	390	394	394	394	394	395	397	399	405	413	438
1000	300	25	8	299	337	367	386	390	393	394	395	396	397	399	401	406	414	438
1000	300	25	10	300	338	368	386	390	393	395	396	397	398	399	401	407	415	439
1000	300	25	15	302	339	369	387	391	395	396	397	398	399	401	403	408	417	441
1000	300	25	20	303	341	370	388	392	396	397	398	399	400	401	404	409	418	443
1000	500	22,5	8	315	352	381	395	398	397	396	395	394	394	395	396	400	409	449
1000	500	22,5	10	317	353	383	397	400	398	397	395	393	392	393	394	401	410	452
1000	500	22,5	15	321	355	386	399	402	401	399	398	397	397	398	399	403	412	456
1000	500	22,5	20	326	360	389	398	402	402	402	401	401	402	404	406	415	427	458
1000	500	23,5	8	315	351	381	393	397	396	395	397	398	400	401	404	413	427	453

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
1000	500	23,5	10	317	352	385	398	403	406	407	408	408	409	411	413	420	428	455
1000	500	23,5	15	320	356	387	400	404	404	404	405	406	407	409	412	421	431	459
1000	500	23,5	20	324	358	390	401	406	406	406	407	408	409	411	414	423	433	463
1000	500	24	8	315	351	381	394	397	397	397	397	398	400	402	404	413	426	455
1000	500	24	10	317	353	384	403	411	411	409	408	408	410	412	416	428	444	476
1000	500	24	15	321	356	387	403	410	411	410	410	410	410	412	415	423	435	469
1000	500	24	20	322	359	386	398	404	407	407	407	408	408	409	411	418	434	465
1000	500	25	8	315	351	383	396	400	400	400	404	406	407	408	412	427	435	466
1000	500	25	10	317	353	385	403	408	411	411	412	413	414	417	420	429	437	469
1000	500	25	15	321	356	388	403	408	410	411	411	412	414	416	419	428	440	473
1000	500	25	20	322	359	391	408	412	413	413	413	414	416	419	422	433	442	476
1000	800	22,5	8	340	376	399	418	423	426	428	429	429	429	430	430	432	442	485
1000	800	22,5	10	343	378	422	441	444	441	438	438	433	430	429	425	427	435	473
1000	800	22,5	15	346	386	430	446	441	462	465	468	469	469	470	474	480	487	516
1000	800	22,5	20	354	373	426	462	472	471	477	483	485	486	491	496	503	510	524
1000	800	23,5	8	340	376	400	417	425	432	436	439	442	445	449	452	459	469	505
1000	800	23,5	10	350	376	410	449	460	460	463	467	470	473	476	478	479	484	507
1000	800	23,5	15	352	376	417	456	466	465	468	473	477	480	482	485	488	494	518
1000	800	23,5	20	354	377	422	461	471	464	472	479	483	485	487	491	497	503	523
1000	800	24	8	338	377	409	436	437	441	444	446	447	448	449	451	457	470	508
1000	800	24	10	341	381	415	440	440	459	465	469	471	472	472	472	476	486	512
1000	800	24	15	346	387	425	446	445	462	468	474	478	479	479	481	486	492	517
1000	800	24	20	350	391	433	451	449	464	471	479	484	484	485	487	492	499	521
1000	800	25	8	338	378	405	436	438	442	443	446	448	451	453	456	463	475	508
1000	800	25	10	341	381	410	439	441	459	464	468	472	474	476	478	481	491	516
1000	800	25	15	347	387	422	446	447	463	469	474	478	481	483	486	490	498	523
1000	800	25	20	351	392	430	451	451	464	471	479	484	486	488	490	496	505	526
1500	300	22,5	8	292	329	360	378	381	382	381	380	381	382	383	384	389	395	417
1500	300	22,5	10	292	330	360	378	381	382	381	381	381	382	383	385	389	396	418

Anhang C

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
1500	300	22,5	15	293	331	361	379	382	383	382	381	382	382	384	385	390	397	419
1500	300	22,5	20	294	332	362	379	383	383	382	382	382	383	384	386	391	398	421
1500	300	23,5	8	292	330	360	379	383	385	385	385	386	386	388	389	394	400	422
1500	300	23,5	10	292	330	361	380	383	385	385	386	386	387	388	390	394	401	423
1500	300	23,5	15	294	331	362	380	384	386	386	386	387	388	389	390	395	402	425
1500	300	23,5	20	294	332	363	381	384	386	387	387	387	388	389	391	396	403	426
1500	300	24	8	292	330	361	380	384	386	387	387	388	389	390	391	396	403	425
1500	300	24	10	292	330	361	380	384	386	387	388	388	389	390	392	396	403	426
1500	300	24	15	294	332	362	381	385	387	388	388	389	390	391	393	397	404	427
1500	300	24	20	294	332	363	382	385	388	388	389	389	390	392	393	398	405	428
1500	300	25	8	292	330	361	381	387	388	389	391	392	393	394	396	401	407	430
1500	300	25	10	292	331	362	382	387	388	390	391	392	393	395	396	401	408	430
1500	300	25	15	294	332	363	382	387	389	391	392	393	394	395	397	402	409	432
1500	300	25	20	295	333	364	383	388	390	391	392	393	394	396	398	403	410	433
1500	500	22,5	8	303	341	369	384	389	388	386	386	386	387	389	392	398	406	432
1500	500	22,5	10	305	342	370	385	390	389	387	386	387	388	390	393	399	407	433
1500	500	22,5	15	307	344	372	386	392	390	388	387	388	389	391	394	401	410	436
1500	500	22,5	20	308	345	373	387	393	391	389	388	388	390	392	395	402	411	438
1500	500	23,5	8	303	341	370	386	390	393	392	392	392	393	395	397	403	411	437
1500	500	23,5	10	305	342	371	386	391	393	393	393	393	394	396	398	404	412	438
1500	500	23,5	15	307	344	373	388	393	395	394	394	394	395	397	399	406	415	441
1500	500	23,5	20	308	345	374	388	394	396	395	395	395	396	398	401	407	416	443
1500	500	24	8	303	341	370	387	390	394	394	394	395	396	397	399	405	414	439
1500	500	24	10	305	342	371	387	391	395	395	395	396	397	398	400	406	415	441
1500	500	24	15	307	344	373	388	393	396	396	396	397	398	400	402	408	417	443
1500	500	24	20	308	346	374	389	394	398	397	397	398	399	401	403	410	419	446
1500	500	25	8	304	341	371	388	392	396	397	398	399	400	402	404	410	418	444
1500	500	25	10	305	342	372	389	393	397	398	399	400	401	403	405	411	420	445
1500	500	25	15	307	344	374	390	394	399	400	400	401	403	404	407	413	422	448

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
1500	500	25	20	308	346	375	391	394	400	401	402	402	404	405	408	414	423	450
1500	800	22,5	8	321	357	382	394	398	399	398	397	398	401	404	403	411	419	457
1500	800	22,5	10	323	359	385	396	400	400	400	400	399	400	402	405	413	421	459
1500	800	22,5	15	326	362	385	397	401	400	398	398	399	400	404	407	416	424	464
1500	800	22,5	20	326	361	385	398	402	399	397	397	398	400	406	409	419	427	470
1500	800	23,5	8	321	358	384	395	398	399	402	402	403	405	407	410	420	431	465
1500	800	23,5	10	323	359	385	397	403	403	403	403	406	406	407	410	418	428	469
1500	800	23,5	15	326	363	387	399	404	405	405	405	406	408	410	412	422	432	469
1500	800	23,5	20	326	361	386	399	403	406	407	406	407	408	411	414	425	434	473
1500	800	24	8	321	358	385	396	400	403	404	404	405	407	409	412	421	433	464
1500	800	24	10	323	360	388	398	404	406	406	406	406	407	408	411	421	433	466
1500	800	24	15	326	363	389	400	404	407	407	408	409	409	410	413	424	435	471
1500	800	24	20	329	365	389	400	404	407	408	409	411	412	412	415	427	437	475
1500	800	25	8	321	358	386	395	401	406	407	409	410	412	410	413	423	438	468
1500	800	25	10	323	360	387	397	402	407	409	410	411	412	413	416	424	440	470
1500	800	25	15	327	363	390	398	402	407	408	410	411	413	415	418	427	444	475
1500	800	25	20	329	365	392	399	403	407	409	411	412	414	416	419	428	447	479
1500	1000	22,5	8	333	369	392	409	415	412	414	414	414	411	411	413	418	434	468
1500	1000	22,5	10	335	371	394	413	419	413	413	414	416	417	419	421	425	436	471
1500	1000	22,5	15	340	375	400	416	421	418	418	418	418	416	416	418	424	441	477
1500	1000	22,5	20	343	378	405	417	421	423	423	422	419	416	413	414	423	444	482
1500	1000	23,5	8	329	364	386	407	410	414	417	418	420	420	419	421	427	441	476
1500	1000	23,5	10	335	371	394	413	419	417	418	420	421	423	424	426	432	443	479
1500	1000	23,5	15	336	370	398	415	423	423	423	423	424	424	425	427	434	448	485
1500	1000	23,5	20	343	378	402	416	424	426	427	427	426	424	424	426	434	452	490
1500	1000	24	8	333	369	394	408	413	418	422	423	424	424	425	426	433	445	482
1500	1000	24	10	335	371	395	411	419	423	424	425	425	426	427	429	436	448	486
1500	1000	24	15	340	375	399	414	421	425	427	428	428	429	430	431	440	454	492
1500	1000	24	20	343	378	401	416	423	428	430	431	431	431	431	433	442	459	497

Anhang C

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
1500	1000	25	8	333	369	395	403	408	414	416	419	421	422	425	427	433	446	485
1500	1000	25	10	335	371	397	411	418	422	424	426	427	428	429	431	439	448	488
1500	1000	25	15	340	376	401	410	415	420	422	424	426	428	430	433	440	453	495
1500	1000	25	20	343	379	403	412	415	420	422	424	426	429	432	435	442	456	499
2250	300	22,5	8	286	325	356	375	378	379	379	379	379	379	380	381	385	391	411
2250	300	22,5	10	287	325	356	375	378	379	379	379	379	380	380	382	385	391	412
2250	300	22,5	15	288	326	357	376	379	380	379	379	379	380	381	382	386	392	413
2250	300	22,5	20	288	326	357	376	379	380	379	379	380	380	381	383	386	393	414
2250	300	23,5	8	286	325	356	376	381	382	382	383	383	384	385	386	390	396	416
2250	300	23,5	10	287	325	357	377	381	382	383	383	383	384	385	386	390	396	417
2250	300	23,5	15	288	326	357	377	381	382	383	383	384	385	386	387	391	397	418
2250	300	23,5	20	289	327	358	377	382	383	383	384	384	385	386	387	391	398	419
2250	300	24	8	286	325	356	377	382	383	384	385	385	386	387	388	392	398	419
2250	300	24	10	287	325	357	377	382	383	384	385	385	386	387	389	393	399	419
2250	300	24	15	288	326	358	378	383	384	385	385	386	387	388	389	393	400	420
2250	300	24	20	289	327	358	378	383	384	385	386	386	387	388	390	394	400	421
2250	300	25	8	287	325	357	378	384	386	387	388	389	390	391	393	397	403	424
2250	300	25	10	287	325	357	379	384	386	387	388	389	390	392	393	397	404	424
2250	300	25	15	288	326	358	379	385	387	387	389	390	391	392	394	398	404	425
2250	300	25	20	289	327	359	380	385	387	388	389	390	391	392	394	398	405	426
2250	500	22,5	8	295	333	362	379	383	383	382	382	382	383	385	386	391	398	421
2250	500	22,5	10	296	333	363	380	384	384	383	382	382	383	385	387	392	399	422
2250	500	22,5	15	297	335	364	381	385	385	383	383	383	384	386	388	393	400	424
2250	500	22,5	20	298	336	365	381	385	385	384	383	384	385	386	388	394	401	425
2250	500	23,5	8	295	333	363	381	384	387	387	387	387	388	390	391	396	403	426
2250	500	23,5	10	296	334	364	381	385	387	387	387	387	388	389	392	397	404	427
2250	500	23,5	15	297	335	365	382	385	388	388	388	389	390	391	393	398	405	429
2250	500	23,5	20	298	336	366	383	386	389	389	389	389	390	392	393	399	406	430
2250	500	24	8	295	333	363	382	386	388	389	389	390	391	392	394	398	406	429



$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
2250	500	24	10	296	334	364	382	386	389	389	390	390	391	392	394	399	406	430
2250	500	24	15	297	335	365	383	387	390	390	390	391	392	393	395	400	408	431
2250	500	24	20	298	336	366	384	387	390	391	391	392	393	394	396	401	409	433
2250	500	25	8	295	333	364	383	388	390	392	393	394	395	396	398	403	410	433
2250	500	25	10	296	334	365	384	388	391	392	393	394	395	397	399	404	411	434
2250	500	25	15	297	335	366	385	389	392	393	394	395	396	398	400	405	412	436
2250	500	25	20	298	336	367	385	390	392	394	395	396	397	398	400	406	414	438
2250	800	22,5	8	309	345	375	382	384	385	385	386	386	387	392	395	402	411	438
2250	800	22,5	10	310	346	376	384	386	387	387	387	387	387	393	396	403	412	439
2250	800	22,5	15	313	349	378	384	386	387	387	388	388	390	394	398	405	415	443
2250	800	22,5	20	313	350	380	384	386	387	387	389	389	390	390	394	404	416	449
2250	800	23,5	8	309	345	376	385	388	389	389	391	392	394	398	400	407	416	442
2250	800	23,5	10	311	347	377	387	389	390	391	393	393	394	394	397	405	416	447
2250	800	23,5	15	311	348	376	387	389	390	391	394	394	396	400	403	410	420	447
2250	800	23,5	20	313	350	378	387	389	392	392	395	396	397	402	404	412	422	450
2250	800	24	8	309	345	376	386	389	391	392	394	394	395	397	399	407	417	447
2250	800	24	10	311	347	377	388	390	392	393	394	395	396	397	400	408	419	449
2250	800	24	15	314	350	380	389	391	393	394	396	397	398	399	402	410	422	453
2250	800	24	20	316	351	382	389	391	393	394	397	398	399	400	403	412	424	456
2250	800	25	8	309	346	377	387	391	394	396	396	399	401	402	404	412	422	452
2250	800	25	10	311	347	378	389	393	395	396	398	399	402	402	405	413	424	454
2250	800	25	15	311	349	377	389	394	395	398	397	401	403	404	407	415	427	458
2250	800	25	20	313	350	379	391	394	396	397	399	402	404	405	409	417	429	461
2250	1000	22,5	8	316	353	380	388	390	392	392	393	394	395	398	401	409	420	449
2250	1000	22,5	10	318	354	384	395	398	398	397	397	398	400	402	403	411	422	452
2250	1000	22,5	15	321	357	383	392	394	395	395	395	397	397	401	405	414	425	456
2250	1000	22,5	20	323	359	385	389	392	393	393	394	395	399	403	407	416	428	459
2250	1000	23,5	8	316	353	380	390	393	396	398	398	399	401	402	404	415	425	454
2250	1000	23,5	10	318	354	382	395	399	401	401	401	402	402	403	405	416	427	456

Anhang C

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
2250	1000	23,5	15	321	357	384	393	397	399	401	401	402	404	406	408	419	430	461
2250	1000	23,5	20	323	359	386	391	395	398	400	401	402	406	407	410	421	433	464
2250	1000	24	8	316	353	381	391	394	397	398	399	400	401	402	403	406	423	458
2250	1000	24	10	318	354	382	395	399	403	403	403	403	403	404	404	407	425	461
2250	1000	24	15	321	357	384	394	398	401	401	402	403	405	405	408	419	432	468
2250	1000	24	20	323	359	386	393	396	399	400	401	403	405	406	410	421	435	472
2250	1000	25	8	316	353	381	391	394	399	400	400	402	404	407	410	415	428	463
2250	1000	25	10	318	355	383	392	395	400	401	401	403	405	409	411	416	430	465
2250	1000	25	15	321	358	385	394	398	401	402	403	405	407	411	414	419	433	469
2250	1000	25	20	323	360	387	396	399	402	404	405	406	409	413	416	427	440	476
2250	1200	22,5	8	328	362	388	396	400	403	404	405	406	408	411	415	424	430	462
2250	1200	22,5	10	331	364	390	403	408	409	409	409	411	413	417	420	426	432	464
2250	1200	22,5	15	330	366	393	400	405	407	408	408	409	411	414	418	430	436	470
2250	1200	22,5	20	333	368	393	398	401	405	406	407	407	408	412	416	426	440	474
2250	1200	23,5	8	325	361	388	397	402	404	406	407	410	411	414	417	423	434	466
2250	1200	23,5	10	326	363	390	401	407	410	411	412	413	415	417	419	425	437	469
2250	1200	23,5	15	330	366	393	401	406	409	410	411	413	414	417	420	429	441	474
2250	1200	23,5	20	333	369	394	400	404	407	409	411	412	413	417	421	432	444	478
2250	1200	24	8	325	361	387	397	400	406	408	409	410	411	414	416	425	437	468
2250	1200	24	10	326	363	389	399	404	410	413	414	414	414	415	418	427	439	471
2250	1200	24	15	330	366	392	401	405	410	412	414	415	416	418	421	431	443	476
2250	1200	24	20	333	369	394	401	406	410	412	413	415	416	419	424	434	447	480
2250	1200	25	8	325	361	388	398	402	408	410	412	413	415	418	421	430	441	473
2250	1200	25	10	327	363	390	400	405	410	413	415	416	418	420	423	432	444	475
2250	1200	25	15	330	366	393	401	407	412	414	416	417	419	423	427	436	448	481
2250	1200	25	20	333	369	395	405	409	414	416	417	419	421	424	430	439	451	485
2250	1400	22,5	8	333	369	396	410	417	420	420	421	422	425	428	434	449	461	477
2250	1400	22,5	10	335	371	398	412	419	422	422	422	424	427	431	436	452	464	481
2250	1400	22,5	15	339	375	401	417	424	424	427	427	428	431	435	441	455	467	487

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
2250	1400	22,5	20	343	378	404	420	427	426	430	430	431	434	439	445	459	471	492
2250	1400	23,5	8	333	369	395	408	415	420	421	423	423	425	428	431	445	457	479
2250	1400	23,5	10	335	371	397	410	417	422	423	424	425	427	430	434	448	462	482
2250	1400	23,5	15	339	375	401	415	423	425	426	427	430	431	434	438	453	467	488
2250	1400	23,5	20	343	378	403	418	427	427	428	429	433	434	437	442	458	471	493
2250	1400	24	8	333	369	391	400	410	414	417	418	422	424	425	428	438	455	481
2250	1400	24	10	335	371	394	407	414	422	424	424	425	426	427	430	444	460	484
2250	1400	24	15	339	375	399	407	414	420	422	424	426	428	430	432	447	464	490
2250	1400	24	20	343	378	404	405	413	418	421	424	427	429	432	434	446	469	495
2250	1400	25	8	329	365	391	397	405	413	416	419	421	423	425	428	436	451	485
2250	1400	25	10	332	367	394	399	407	414	417	420	423	425	427	430	439	454	488
2250	1400	25	15	340	375	400	403	411	417	419	423	426	428	431	434	444	459	494
2250	1400	25	20	343	378	403	405	413	419	423	426	429	432	434	437	448	463	499
3500	300	22,5	8	283	321	352	373	377	377	377	377	377	378	379	380	383	388	407
3500	300	22,5	10	283	321	353	373	377	378	377	377	378	378	379	380	383	388	407
3500	300	22,5	15	283	322	353	373	377	378	378	378	378	378	379	380	383	389	408
3500	300	22,5	20	284	322	354	373	377	378	378	378	378	378	379	380	384	389	409
3500	300	23,5	8	283	321	353	374	379	380	381	381	382	382	383	384	388	393	412
3500	300	23,5	10	283	321	353	374	379	380	381	381	382	382	383	384	388	393	413
3500	300	23,5	15	283	322	354	375	380	381	381	382	382	383	384	385	388	394	413
3500	300	23,5	20	284	322	354	375	380	381	381	382	382	383	384	385	388	394	414
3500	300	24	8	283	321	353	375	380	382	382	383	384	384	385	386	390	396	415
3500	300	24	10	283	321	353	375	380	382	382	383	384	384	385	387	390	396	415
3500	300	24	15	284	322	354	375	381	382	383	383	384	385	386	387	391	396	416
3500	300	24	20	284	322	354	376	381	382	383	383	384	385	386	387	391	397	416
3500	300	25	8	283	321	354	376	382	385	386	386	387	388	389	391	395	400	420
3500	300	25	10	283	322	354	376	382	385	386	387	387	388	390	391	395	401	420
3500	300	25	15	284	322	355	377	383	385	386	387	388	389	390	391	395	401	421
3500	300	25	20	284	323	355	377	383	386	386	387	388	389	390	391	395	401	421

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
3500	500	22,5	8	288	326	357	376	379	380	379	379	379	380	381	382	386	392	413
3500	500	22,5	10	289	327	358	376	379	380	380	379	380	380	381	383	387	393	414
3500	500	22,5	15	290	328	358	377	379	381	380	380	380	381	382	383	387	394	415
3500	500	22,5	20	291	329	359	377	380	381	380	380	380	381	382	384	388	394	416
3500	500	23,5	8	288	327	358	377	382	383	383	384	384	385	386	387	391	398	419
3500	500	23,5	10	289	327	358	378	382	383	384	384	384	385	386	388	392	398	419
3500	500	23,5	15	290	328	359	378	382	384	384	384	385	386	387	388	392	399	420
3500	500	23,5	20	291	329	360	379	383	384	385	385	385	386	387	389	393	400	421
3500	500	24	8	288	327	358	378	383	384	385	386	386	387	388	390	394	400	421
3500	500	24	10	289	327	358	378	383	384	385	386	386	387	388	390	394	400	422
3500	500	24	15	290	328	359	379	383	385	386	386	387	388	389	390	395	401	423
3500	500	24	20	291	329	360	379	384	385	386	387	387	388	389	391	395	402	424
3500	500	25	8	288	327	359	379	385	387	388	389	390	391	392	394	398	405	426
3500	500	25	10	289	327	359	380	385	387	388	389	390	391	393	394	399	405	427
3500	500	25	15	290	328	360	380	386	387	389	390	391	392	393	395	399	406	428
3500	500	25	20	291	329	360	381	386	388	389	390	391	392	394	395	400	407	429
3500	800	22,5	8	297	335	364	381	385	385	383	383	383	384	386	388	393	400	424
3500	800	22,5	10	298	335	365	381	385	385	384	383	384	385	386	388	393	401	425
3500	800	22,5	15	300	337	366	382	387	386	385	384	384	385	387	389	395	403	427
3500	800	22,5	20	301	338	367	383	387	387	385	384	385	386	388	390	396	404	429
3500	800	23,5	8	297	335	365	382	385	388	388	388	389	390	391	393	398	405	429
3500	800	23,5	10	298	336	366	383	386	389	389	389	389	390	391	393	398	406	430
3500	800	23,5	15	300	337	367	384	387	390	390	390	390	391	392	394	400	408	432
3500	800	23,5	20	301	338	368	384	388	391	391	391	391	392	393	395	401	409	434
3500	800	24	8	297	335	365	383	387	390	390	390	391	392	393	395	400	408	431
3500	800	24	10	298	336	366	384	387	390	391	391	391	392	394	396	401	408	432
3500	800	24	15	300	337	367	385	388	391	392	392	392	393	395	397	402	410	435
3500	800	24	20	301	339	368	385	388	392	392	393	393	394	396	398	403	411	436

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
3500	800	25	8	297	335	366	385	389	392	393	394	395	396	398	400	405	412	436
3500	800	25	10	298	336	366	385	390	392	394	395	395	397	398	400	405	413	437
3500	800	25	15	300	338	368	386	390	393	395	396	397	398	399	401	407	415	439
3500	800	25	20	301	339	369	387	391	394	396	396	397	399	400	402	408	416	441
3500	1000	22,5	8	303	340	369	384	389	388	386	385	386	387	389	392	398	406	431
3500	1000	22,5	10	304	341	370	384	390	389	387	386	386	388	390	392	398	407	433
3500	1000	22,5	15	306	343	372	385	392	390	388	387	387	389	391	394	400	409	436
3500	1000	22,5	20	308	345	373	386	393	391	389	388	388	390	392	395	402	411	438
3500	1000	23,5	8	303	340	370	386	390	392	392	392	392	393	395	397	403	411	436
3500	1000	23,5	10	304	341	371	386	391	393	393	392	393	394	395	398	403	412	438
3500	1000	23,5	15	306	343	372	387	392	394	394	394	394	395	397	399	405	414	440
3500	1000	23,5	20	308	345	374	388	394	396	395	395	395	396	398	400	407	416	443
3500	1000	24	8	303	341	370	386	390	394	394	394	395	396	397	399	405	413	439
3500	1000	24	10	304	342	371	387	391	394	395	395	395	396	398	400	406	414	440
3500	1000	24	15	306	344	373	388	393	396	396	396	397	398	399	402	408	417	443
3500	1000	24	20	308	345	374	389	394	397	397	397	398	399	400	403	409	418	445
3500	1000	25	8	303	341	371	388	392	396	397	398	399	400	402	404	410	418	443
3500	1000	25	10	304	342	371	389	392	397	398	399	400	401	402	405	411	419	445
3500	1000	25	15	306	344	373	390	393	398	399	400	401	402	404	406	412	421	447
3500	1000	25	20	308	345	374	391	394	400	401	401	402	403	405	407	414	423	449
3500	1200	22,5	8	311	347	381	393	394	394	394	395	395	394	395	397	403	413	443
3500	1200	22,5	10	312	348	383	394	395	395	395	395	396	394	395	397	404	414	445
3500	1200	22,5	15	315	351	380	388	390	390	390	392	395	395	397	399	405	416	448
3500	1200	22,5	20	315	351	378	384	386	387	388	389	392	394	397	400	408	418	447
3500	1200	23,5	8	311	347	382	393	396	397	398	399	399	398	399	401	408	418	448
3500	1200	23,5	10	312	348	383	394	397	398	399	399	400	398	400	402	409	419	450
3500	1200	23,5	15	313	350	378	390	391	393	395	396	398	399	401	403	410	421	453
3500	1200	23,5	20	315	351	379	390	393	395	396	397	399	400	402	404	411	423	455

$G$	$q$	$p$	$d$	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
3500	1200	24	8	311	347	381	392	396	399	399	400	401	400	401	404	410	420	451
3500	1200	24	10	313	349	383	394	397	400	401	402	402	400	402	404	411	421	452
3500	1200	24	15	316	351	386	397	399	402	404	405	405	401	403	406	413	423	455
3500	1200	24	20	318	353	388	399	404	404	407	407	408	402	404	407	414	425	457
3500	1200	25	8	311	347	382	392	397	402	403	404	406	404	405	408	415	425	455
3500	1200	25	10	313	349	384	393	399	403	405	407	408	404	406	409	416	426	457
3500	1200	25	15	316	352	387	396	401	406	404	405	406	407	409	411	418	428	456
3500	1200	25	20	318	354	389	398	404	405	406	406	407	408	410	413	420	430	459
3500	1400	22,5	8	315	351	378	390	393	395	395	397	398	399	397	400	408	418	447
3500	1400	22,5	10	319	353	386	398	400	399	400	401	402	403	405	403	410	421	454
3500	1400	22,5	15	322	356	386	395	396	397	398	398	400	402	402	404	412	424	458
3500	1400	22,5	20	321	358	384	391	393	395	396	397	398	399	401	405	415	426	457
3500	1400	23,5	8	317	352	382	393	397	399	399	401	402	404	404	407	414	425	457
3500	1400	23,5	10	319	354	388	400	403	403	404	405	406	408	410	407	415	426	459
3500	1400	23,5	15	319	356	383	397	400	401	402	403	404	406	407	409	417	429	463
3500	1400	23,5	20	321	358	385	392	396	399	400	401	402	404	408	410	418	430	465
3500	1400	24	8	317	352	387	396	399	401	402	403	404	406	406	409	416	427	459
3500	1400	24	10	319	354	388	402	404	406	406	407	409	411	413	410	417	428	461
3500	1400	24	15	322	357	392	399	401	403	404	405	407	409	409	411	419	431	465
3500	1400	24	20	325	359	394	396	398	401	403	404	405	406	410	413	421	433	468
3500	1400	25	8	315	352	380	395	401	402	404	406	408	410	411	413	421	432	464
3500	1400	25	10	319	354	385	403	406	408	410	410	412	414	412	414	422	432	461
3500	1400	25	15	319	356	384	400	404	405	407	408	410	412	414	417	425	435	465
3500	1400	25	20	321	358	386	399	402	405	407	408	410	411	414	417	426	438	472
3500	1600	22,5	8	320	357	383	391	392	394	395	396	397	399	401	405	414	425	456
3500	1600	22,5	10	325	358	389	403	404	403	402	403	403	404	407	410	417	429	464
3500	1600	22,5	15	326	362	387	394	396	398	398	400	401	402	405	411	419	431	468
3500	1600	22,5	20	328	364	389	389	392	395	396	397	398	400	402	404	418	434	475

<b>G</b>	<b>q</b>	<b>p</b>	<b>d</b>	Bulkenthalpie $h_b$ [kJ/kg]														
				1200	1400	1600	1800	1900	2000	2050	2100	2150	2200	2250	2300	2400	2500	2700
kg/(m <sup>2</sup> s)	kW/m <sup>2</sup>	MPa	mm	Wandtemperatur $T_w$ [°C]														
3500	1600	23,5	8	321	357	384	392	395	399	401	401	402	404	407	412	420	432	466
3500	1600	23,5	10	325	359	390	405	407	407	407	408	409	411	413	416	422	434	468
3500	1600	23,5	15	326	362	388	396	399	401	402	404	405	407	410	415	424	436	473
3500	1600	23,5	20	326	361	386	391	395	399	403	403	404	405	408	412	424	440	479
3500	1600	24	8	321	357	384	392	397	401	402	404	404	406	409	415	423	434	468
3500	1600	24	10	325	359	390	405	408	410	410	411	413	415	418	420	427	436	471
3500	1600	24	15	326	362	388	397	401	404	406	407	408	410	414	418	426	439	475
3500	1600	24	20	326	361	387	392	396	401	403	404	404	406	410	415	427	442	481
3500	1600	25	8	318	354	382	392	396	402	404	404	406	408	410	414	424	437	472
3500	1600	25	10	322	359	386	395	399	404	407	409	409	411	415	420	428	439	469
3500	1600	25	15	326	362	389	396	400	405	407	408	410	412	415	419	430	444	481
3500	1600	25	20	328	365	391	398	400	405	408	409	410	412	415	421	432	447	486

Nomenklatur: **G**: Massenstromdichte

Toleranzbereich:

**q**: Wärmestromdichte**p**: Druck**d**: Durchmesser

~3°C

3-7°C

7-10°C

10-20°C

# Literaturverzeichnis

- 1 United Nations, Department of Economic and Social Affairs: World Population Prospects - The 2004 Revision, 2005, *ESA/P/WP.193*
- 2 Energy Information Administration: International Energy Annual 2004. World Primary Energy Consumption 1980-2004, 2006
- 3 Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie: Energiedaten - Nationale und internationale Entwicklung. Referat III A2 – Berlin, 2006
- 4 Arbeitsgemeinschaft Energiebilanzen: Endenergieverbrauch nach Energieträgern in Deutschland. 2006, *9/06*
- 5 United Nations: Kyoto Protocol to the United Nations Framework on Climate Change, 1998
- 6 US DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum: A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems. GIF-002-00, 2002
- 7 Schulenberg T., Behnke L., Hofmeister J., Löwenberg M.: Was ist Generation IV? Forschungszentrum Karlsruhe, 2004, *FZKA 6967*
- 8 Heusener G., Müller U., Schulenberg T., Squarer D.: A European Development Program for A High Performance Light Water Reactor (HPLWR). Proceedings of SCR-2000, Tokyo, 7-8 Nov. 2000, *102*
- 9 Wagner W., Kruse A.: Properties of Water and Steam - The Industrial Standard IAPWS-IF97 for Thermodynamic Properties and Supplementary Equations for Other Properties. Springer Verlag, 1998, *ISBN 3-540-64339-7*
- 10 Squarer D., Oka Y., Bittermann D., Aksan N., Maraczy C., Kyrki-Rajamäki R., Souyri A., Dumaz P.: High Performance Light Water Reactor (HPLWR). FISA - Luxembourg. 2001, S.620-630
- 11 Fischer K., Starflinger J., Schulenberg T.: Conceptual Design of a Reactor Pressure Vessel and its Internals for a HPLWR. Proceedings of ICAPP'06, Reno USA. June 4-8 2006, *6098*
- 12 Squarer D., Schulenberg T., Struwe D., Oka Y., Bittermann D., Aksan N., Maraczy C., Kyrki-Rajamäki R., Souyri A., Dumaz P.: High Performance Light Water Reactor. Nuclear Engineering and Design. 2003, *Vol. 221*, S.167-180
- 13 Bitterman D., Starflinger J., Schulenberg T., Oka Y., Dumaz P., Kyrki-Rajamäki R., Aksan N., Maraczy C., Souyri A.: Potential Plant Characteristics of a High Performance Light Water Reactor (HPLWR). Proceedings of ICAPP 03, Cordoba. 2003, *3137*



- 
- 14 Weingärtner H., Franck E.U.: Überkritisches Wasser als Lösungsmittel. *Angewandte Chemie*. 2005, *Vol.117*, S.2730-2752
- 15 Hendricks R.C., Simoneau R.J., Smith R.V.: Survey of heat transfer to near-critical fluids. Also *Adv. Cryogenic Engng.* 1970, *Vol. 15*, S.197-237
- 16 Pioro I.L., Duffey R.B.: Literature survey of heat transfer and hydraulic resistance of water, carbon dioxide, helium and other fluids at supercritical and near-critical pressures. AECL-12137, FFC-FCT-409, ISSN 0067-0367. 2003
- 17 Luby P.: Supercritical Systems. *Modern Power Systems*. 2003, *August*, S.27-32
- 18 Oka Y.: Review of High Temperature Water and Steam Cooled Reactor Concepts. *Proceedings of SCR-2000*, Tokyo. 2000, *104*
- 19 Goldmann K.: Heat transfer to supercritical water at 5000 psi flowing at high mass flow rates through round tubes. *International developments in heat transfer, Proceedings of Heat Transfer Conf., Colorado/USA*. 1961, *Part II, Paper 66*, S.561-568
- 20 Powell W.B.: Heat transfer to fluids in the region of the critical temperature. *Jet Propulsion*. 1957, *Vol. 27*, S.776-783
- 21 Petukhov B.S., Krasnoschekov E.A., Protopopov V.S.: An Investigation of Heat transfer to fluids flowing in pipes under supercritical conditions. *Proceedings of 2nd Int. Heat Transfer Conference, Boulder*. 1961, S.569-578
- 22 Petukhov B.S., Kirillov V.V.: On the question of heat transfer to a turbulent flow of fluids in pipes. *Teploenergetika*. 1958, *4*, S.63-68
- 23 Miropolskii L., Shitsman M.E.: Heat Transfer to water and steam at variable specific heat (in near-critical region). *J.of Physics*. 1957, *Vol. XXVii (10)*, S.2359-2372
- 24 Shitsman M.E.: Impairment of the transmission at supercritical pressures. *Teplofizika Vysokih Temperature*. 1963, *Vol.1 (2)*, S.237-244
- 25 Shitsman M.E.: Temperature conditons in tubes at supercritical pressures. *Thermal Engineering*. 1968, *Vol. 15 (5)*, S.72-77
- 26 Swenson H.S., Carver J.R., Kakarala C.R.: Heat transfer to supercritical water in smooth-bore tubes. *Journal of Heat Transfer*. 1965, *Series C, 87 (4)*, S.477-484
- 27 Bishop A.A., Sandberg R.O., Tong L.S.: Forced convection heat transfer to water near-critical temperatures and super-critical pressures. *A.I.Ch.E.-I.Chem.E. Symposium Series*. 1965, *Vol. 2*, S.77- 85

- 28 Bishop A.A., Sandberg R.O., Tong L.S.: High Temperature Supercritical Pressure Water Loop - Part IV - Forced Convection Heat Transfer to Water at Near-Critical Temperatures and Supercritical Pressures, WCAP-2056 Part IV, 1964
- 29 Vikhrev Yu.V., Barulin Yu.D., Konkov A.S.: A Study of heat transfer in vertical tubes at supercritical pressures. Thermal Engineering. 1967, *Vol. 14 (9)*, S.116-119
- 30 Vikrev Yu.V., Lokshin V.A.: An experimental study of temperature conditions in horizontal steam-generating tubes at supercritical pressures. Thermal Engineering. 1964, *Vol. 11 (12)*, S.105-109
- 31 Herkenrath H., Mörk-Mörkenstein P., Jung U., Weckmann F.-J.: Wärmeübergang an Wasser bei Erzwungener Strömung im Druckbereich von 140 bis 250 bar. EURATOM. 1967, *EUR 3658 d*
- 32 Alferov N.S., Rybin R.A., Balunov B.F.: Heat Transfer with turbulent water flow in a vertical tube under conditions of appreciable influence of free convection. Thermal Engineering. 1969, *Vol. 16 (12)*, S.66-70
- 33 Ackerman J.W.: Pseudoboiling heat transfer to supercritical pressure water in smooth and ribbed tubes. Journal of Heat Transfer. 1970, S.490-498
- 34 Ornatskii A.P., Glushchenko L.F., Kalachev S.I.: Heat Transfer with rising and falling flows of water in tubes of small diameter at supercritical pressures. Thermal Engineering. 1971, *Vol. 18 (5)*, S.137-141
- 35 Glushchenko L.F., Kalachev S.I., Gandzyuk O.F.: Determining the conditions of existence of deteriorated heat transfer at supercritical pressure of the medium. Thermal Engineering. 1972, *Vol. 19 (2)*, S.107-111
- 36 Yamagata K., Nishikawa K., Hasegawa S., Fuji T., Yoshida S.: Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes. Int. J. Heat Transfer. 1972, *Vol. 15*, S.2575-2593
- 37 Lee R.A., Haller K.H.: Supercritical water heat transfer developments and applications. Proceedings of 5th Int. Heat Transfer Conf., Tokyo/Japan. 1974, *Vol. IV, Paper B 7.7*, S.335-339
- 38 Watts M.J., Chou C.T.: Mixed convection heat transfer to supercritical pressure water. Proceedings of 7th Int. Heat Transfer. Conf. Munich. 1982, *Vol. 3*, S.495-500
- 39 Razumovskiy V.G., Ornatskiy A.P., Mayevskiy YE.M.: Local heat transfer and hydraulic behavior in turbulent channel flow of water at supercritical pressure. Heat Transfer-Soviet Research. 1990, *Vol. 22 (1)*, S.91-102

- 40 Griem H.: Untersuchungen zur Thermohydraulik innenberippter Verdampferrohre. Technische Universität München. 1995, *Dissertation*
- 41 Griem H.: A new procedure for the prediction of forced heat transfer at near- and supercritical pressure. Heat and Mass Transfer. 1996, *Vol. 31*, S.301-305
- 42 Kirillov P.L., Pometko R.S., Smirnov A.M., Grabeznaia V.A.: Investigation of Heat Transfer to Water at Supercritical Pressures in Tubes and Rob Bundels. State Scientific Centre of the Russian Federation, Obninsk. 2005, *IPPE-3051*
- 43 Kirillov P., Pometko R., Smirnov A., Grabeznaia V.: Experimental Study on Heat Transfer to Supercritical Water Flowing in 1- and 4-m-Long Vertical Tubes. Proceedings of GLOBAL 2005, Japan. 2005, *Paper 518*
- 44 Smirnov O.K., Krasnov S.N.: An investigation of unsteady heat transfer to water at supercritical pressures. Thermal Engineering. 1978, *Vol 15 (5)*, S.70-72
- 45 Smirnov O.K., Krasnov S.N.: Investigation of Unsteady Heat Transfer to Supercritical Water. Heat Transfer - Soviet Research. 1980, *Vol. 12 (2)*, S.138-140
- 46 Smirnov O.K., Krasnov S.N.: Tube Hot Spot developing under transient loads and flow of supercritical water. Heat Transfer - Soviet Research. 1979, *Vol. 11 (3)*, S.122-124
- 47 Schmidt E.: Wärmetransport durch natürliche Konvektion in Stoffen bei kritischem Zustand. Int.J.Heat Mass Transfer. 1960, *Vol. 1*, S.92-101
- 48 Bogachev V.A., Eroshenko V.M., Yaskin L.A.: Heat Transfer Associated with an Ascending Flow of Supercritical Helium in a Heated Tube with  $Re < 2300$  at the Entry. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 1983, *Vol. 21 (1)*, S.101-106
- 49 Labuntsov D.A, Mirzoyan P.I.: Analysis of the Boundaries of Stability of Motion of Flow of Helium at Supercritical Parameters in Heated Channels. Teploenergetika. 1983, *Vol. 30 (3)*, S.2-4
- 50 Mayinger F., Scheidt M.: Heat Transfer in the supercritical region with vertical upflow. Waerme- und Stoffuebertragung. 1984, *Vol. 18*, S.207-214
- 51 Krasnoshchekov E.A., Protopopov V.S., Van Fen and Kuraeva I.V.: Experimental Investigation of Heat Transfer for Carbon Dioxide in the Supercritical Region. Proceedings of the Second All-Soviet Union Conference on Heat and Mass Transfer, Minsk, Belarus. 1964, S.26-35 *Rand Report R-451-88, Vol. 1*
- 52 Krasnoshchekov E.A., Protopopov V.S.: Experimental Study of Heat Exchange in Carbon Dioxide in the Supercritical Range at High Temperature Drops. Teplofizika Vysokih Temperature. 1966, *Vol. 4 (3)*, S.375-382

- 53 Bringer R.P., Smith J.M.: Heat transfer in the Critical Region. A.I.Ch.E. Journal. 1957, *Vol. 3 (1)*, S.49-55
- 54 Bourke P.J., Pilling D.J., Gill L.E., Denton W.H.: Forced convective heat transfer to turbulent CO<sub>2</sub> in the Supercritical Region. Int J. Heat Mass Transfer. 1970, *Vol. 13*, S.1339-1348
- 55 Hess H.L., Kunz H.R.: A Study of forced convection heat transfer to supercritical hydrogen. Journal of Heat Transfer. 1965, S.41-48
- 56 Herkenrath H.: Über den Wärmeübergang an Wasser bei Rohrströmung und Überkritischem Druck. RWTH Aachen. 1969, *Dissertation*
- 57 Grass G., Herkenrath H., Hufschmidt W.: Anwendung des Prandtl'schen Grenzschichtmodells auf den Wärmeübergang an Flüssigkeiten mit stark temperaturabhängigen Stoffeigenschaften bei erzwungener Strömung. Wärme- und Stoffübertragung. 1971, *Bd. 4*, S.113-119
- 58 Jackson J.D., Hall W.B.: Forced Convection Heat Transfer to Fluids at Supercritical Pressure. In: Kakac S., Spalding D.B., (Eds.), Turbulent Forced Convection in Channels and Bundels. Hemisphere Publishing Corp. USA. 1979, *Vol. 2*, S.563-612
- 59 Renz U., Bellinghausen B.: Heat transfer in a vertical pipe at supercritical pressure. 8th Int. Heat Transfer Conf. . 1986, *Vol. 3*, S.957-962
- 60 Koshizuka S., Takano N., Oka Y.: Numerical analysis of deterioration phenomena in heat transfer to supercritical water. Int.J.Heat Mass Transfer. 1995, *Vol.36 (16)*, S.3077-3084
- 61 Mikielwicz D.P., M. Shehata A., Jackson J.D., McEligot D.M.: Temperature, velocity and mean turbulence structure in strongly heated internal gas flows: Comparison of numerical predictions with data. Int.J.Heat and Mass Transfer. 2002, *Vol. 45*, S.4333-4352
- 62 Kim S.H., Kim Y.I., Bae Y.Y., Cho B.H.: Numerical Simulation of the Vertical Upward Flow of Water in a Heated Tube at Supercritical Pressure. Proceedings of ICAPP 04. 2004, *4047*, S.1527-1534
- 63 Cheng X., Laurien E. Yang Y.H.: CFD Analysis of Heat Transfer in Supercritical Water in Different Flow Channels. Proceedings of Global 2005, Tokyo/Japan, 2005, *Paper 369*, S.1-6
- 64 Laurien E., Wintterle T.: On the Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer within the Fuel-Assembly of the High-Performance Light-Water Reactor. KTH-Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies, Stockholm/Sweden. 2006

- 65 Deissler R.G., Taylor M.F.: Analysis of Heat Transfer and Fluid Friction for Fully Developed Turbulent Flow of Supercritical Water with Variable Fluid Properties in a Smooth Tube. National Advisory Committee for Aeronautics. 1953, *NACA RM E53B17*
- 66 Petukov B.S., Medvetskaya N.V.: Turbulent Flow and Heat Exchange in Vertical Pipes under Conditions of Strong Influence of Upward Forces. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. 1978, *Vol. 16 (4)*, S.778-786
- 67 Petukov B.S., Medvetskaya N.V.: Turbulent Flow and Heat Transfer in Heated Tubes for Single-Phase Heat Carriers with Near-Critical Parameters. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. 1979, *Vol. 17 (2)*, S.343-350
- 68 Popov V.N., Valueva E.P.: Heat Transfer and Turbulent Flow of Water at Supercritical Parameters of State in a Vertical Tube with a Significant Effect of Free Convection. *Teploenergetika*. 1986, *Vol. 33 (4)*, S.22-29
- 69 Popov V.N., Yankov G.G.: Heat Transfer in Laminar Free Convection Near a Vertical Plate for Fluids in the Supercritical Regions of State Variables. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. 1982, *Vol. 20 (6)*, S.1110-1118
- 70 Bae J.H., Yoo J.Y., Choi H.: Direct numerical simulation of turbulent supercritical flows with heat transfer. *Phys. Fluids*. 2005, *Vol. 17 (105104)*
- 71 Cheng X., Schulenberg T.: Heat Transfer at Supercritical Pressures - Literature Review and Application to an HPLWR. Forschungszentrum Karlsruhe. 2001, *FZKA 6609*
- 72 Pioro I.L., Duffey R.B.: Experimental heat transfer in supercritical water flowing inside channels (survey). *Nuclear Engineering and Design*. 2005, *Vol. 235*, S.2407-2430
- 73 Pioro I.L., Duffey R.B., Dumouchel T.J.: Hydraulic resistance of fluids flowing in channels at supercritical pressures (survey). *Nuclear Engineering and Design*. 2004, *Vol. 231*, S.178-197
- 74 Groeneveld D.C., Cheng S.C., Doan T.: 1986 AECL-UO Critical Heat Flux Lookup Table. *Heat Transfer Engineering*. 1986, *Vol. 7, No. 1-2*, S.46-62
- 75 Groeneveld D.C., Leung L.K.H., Kirillov P.L., et al.: The 1995 look-up table for critical heat flux in tubes. *Nuclear Engineering and Design*. 1996, *Vol. 163*
- 76 Groeneveld D.C., Shan J.Q., Vasic A.Z., Leung L.K.H., Durmayaz A., Yang S.C., Cheng S.C.: The 2005 CHF Look-Up Table. *Proceedings of NURETH-11*. 2005, *Paper 166*
- 77 Leung L.K.H., Hammouda N., Groeneveld D.C.: A look-up table for film-boiling heat transfer coefficients in tubes with vertical upward flow. *Proceedings of NURETH-8*, Kyoto Japan. 1997

- 78 Groeneveld D.C., Leung L.K.H., Vasic A.Z., Guo Y.J., Cheng S.C.: A look-up table for fully developed film-boiling heat transfer. Nuclear Engineering and Design. 2003, *Vol. 225*, S.83-97
- 79 Bilger R.W., Pope S.B., Bray K.N.C., Driscoll J.F.: Paradigms in Turbulent Combustion Research. 30th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh. 2004
- 80 Silin V.A., Voznesensky V.A., Afrov A.M.: The light water integral reactor with natural circulation of the coolant at supercritical pressure B-500 SKDI. Nuclear Engineering and Design. 1993, *Vol. 144*, S.327-336
- 81 Bushby S.J., Dimmick G.R., Duffey R.B., Burrill K.A., Chan P.S.W.: Conceptual Designs for Advanced, High-Temperature CANDU Reactors. Proceedings of ICONE-8, Baltimore/USA. 2000, *ICONE-8470*
- 82 Hofmeister J.: Auslegung eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen. Dissertation Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe. 2006, *FZKA 7248*
- 83 Waata C.: Coupled Neutronics/Thermo-hydraulics Analysis of a High Performance Light Water Reactor Fuel Assembly. Dissertation Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe. 2006, *FZKA 7233*
- 84 Schulenber T., Starflinger J., Heinecke J.: Three Pass Core Design Proposal for a High Performance Light Water Reactor. 2nd COE-INES-2 International Conference on Innovative Nuclear Energy Systems, INES-2, Yokohama, Japan, Nov. 26-30. 2006, *to be published in: Progress in Nuclear Engineering*,
- 85 Oertel H., Laurien E.: Numerische Strömungsmechanik. Vieweg Verlag. 2003, *2. Auflage*, 3-528-03936-1
- 86 Merker G.P.: Konvektive Wärmeübertragung. Springer Verlag. 1987, 3-540-16995-4.
- 87 Knudsen J., Katz D.: Fluid Dynamics and Heat Transfer. McGraw-Hill Book Company. 1958
- 88 Buckingham E.: On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations. Phys. Review. 1914, *4*, S.345-376
- 89 Zlokarnik M.: Scale-up - Modellübertragung in der Verfahrenstechnik. Wiley-VCH Verlag. 2005, *Vol. 2*
- 90 Görtler H.: Dimensionsanalyse. Springer Verlag. 1975, 3-540-06937-2.

- 
- 91 Zierep J.: Ähnlichkeitsgesetze und Modellregeln der Strömungslehre. G. Braun Verlag. 1972, 3-7650-2005-2
- 92 Pawlowski, J.: Veränderliche Stoffgrößen in der Ähnlichkeitstheorie. Salle Verlag. 1991, 3-7935-5535-6
- 93 Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig: Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch. 1993, 1. Auflage, 3-8171-2001-X
- 94 Gersten K., Herwig H.: Strömungsmechanik. Vieweg Verlag. 1992, 5-528-06472-2.
- 95 Polyakov A.F.: Heat Transfer under Supercritical Pressure. Advances in Heat Transfer, New York: Academic Press. 1991, Vol. 21, S.1-53
- 96 Popov V.N., Belyaev V.M., Valueva E.P.: Heat Transfer and Hydraulic Drag in a Turbulent Flow of Helium in a Circular Tube at Supercritical Pressure. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 1978, Vol. 16 (5), S.1018-1027
- 97 Petukhov B.S., Polyakov A.F.: Heat Transfer in Turbulent Mixed Convection. Hemisphere Publishing Corporation. 1988, 3-540-18894-0.
- 98 Petukhov B.S., Kurganov V.A., Ankudinov V.B., Grigor'ev V.S.: Experimental investigation of drag and heat transfer in a turbulent flow at supercritical pressure. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 1980, Vol. 18 (1), S.100-111
- 99 Kurganov V.A., Kaptilnyi A.G., Ankudinov V.B.: Total Flow Resistance and Fluid Friction Associated with Ascending and Descending Supercritical Fluid Flow in Heated Pipes. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 1989, Vol. 17 (1), S.94-103
- 100 Petukhov B.S., Kurganov V.A., Ankudinov V.B.: Heat transfer and flow resistance in the turbulent pipe flow of a fluid with near-critical state parameters. Teplofizika Vysokikh Temperatur. 1983, Vol. 21 (1), S.92-100
- 101 Kays W.M., Crawford M.E.: Convective Heat and Mass Transfer. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. 1980, 2. Auflage, 0-07-033457-9
- 102 Kutateladze S.S., Cess R.D. (Hrsg.): Fundamentals of Heat Transfer. London: Arnold (Publishers). 1963
- 103 Schlichting H., Gersten K.: Grenzschicht-Theorie. Springer Verlag. 2006, 10. Auflage, 3-540-23004-1.
- 104 Jischa M.: Konvektiver-, Wärme- und Stoffaustausch. Vieweg Verlag. 1982
- 105 Zierep J.: Grundzüge der Strömungslehre. Springer Verlag. 1993, 5. Auflage, 3-540-56385-7

- 106 Todreas N.E., Kazimi M.S.: Nuclear Systems I - Thermal Hydraulic Fundamentals. Hemisphere Publishing Corporation. 1990, 1-56032-051-6
- 107 Hall W.B.: Forced Convective Heat Transfer to Supercritical Pressure Fluids. *Archiwum Termodynamiki i Spalania*. 1975, *Vol. 6 (3)*, S.341-352
- 108 Kurganov V.A., Ziegarnik Y.A: Results of Studying of Turbulent Heat Transfer Deterioration in Channels and their Application in Practical Calculations of Heat Transfer and Pressure Drop of Supercritical Pressure Coolants. NURETH-11. 2005, 235
- 109 Stephan K.: Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden. Springer Verlag. 1988, 3-540-18075-3.
- 110 Jackson J.D.: HTFS Design Report No.34 - Heat transfer to supercritical pressure fluids. Part 1 - Summary of design recommendation and equations. UK Atomic Energy Authority Harwell . 1975, *Part 1*
- 111 Jackson J.D., Hall W.B, Fewester J., Watson A, Watts M.J.: HTFS Design Report No.34 - Heat transfer to supercritical pressure fluids. Part 2 - Critical reviews with design recommendations. UK Atomic Energy Authority Harwell . 1975, *Part 2*
- 112 Petukhov B.S.: Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. *Advances in Heat Transfer*, ISBN 0-12-020006-6. 1970, *Vol. 6*, S.503-564
- 113 McEligot D.M., Jackson J.D.: "Deterioration" criteria for convective heat transfer in gas flow through non-circular ducts. *Nuclear Engineering and Design*. 2004, *Vol. 232*, S.327-333
- 114 Kirillov P.L., Grabezhnaya V.A.: Heat Transfer at Supercritical Pressures and the Onset of Deterioration. Proceedings of ICONE 14, Miami USA. 2006, *ICONE14-89274*
- 115 Seo K.W., Anderson M., Corradini M., Oh B.D., Kim M. H.: Studies of Supercritical Heat Transfer and Flow Phenomena. Proceedings of NURETH 11, Avignon. 2005, *Paper 162*, S.17
- 116 Petukhov B.S.: Heat Transfer in a Single-phase medium under supercritical conditions. High Temperatures. 1968, *Vol. 6 (4)*, S.696-708
- 117 Petukhov B.S: Some Current Problems in Convective Heat Transfer. *Teploenergetika*. 1972, *Vol. 19 (9)*, S.2-6
- 118 Kurganov V.A.: Heat Transfer and Pressure Drop in Tubes under Supercritical Pressure. Part 2. Heat Transfer and Friction at High Heat Fluxes. The Influence of Additional Factors. Enhancement of Deteriorated Heat Transfer. *Thermal Engineering*. 1998, *Vol. 45*, S.301-310



- 119 McEligot D.M., Bankston C.A.: Numerical Predictions for Circular Tube Laminarization by heating. 1970
- 120 Hall W.B., Jackson J.D.: Laminarization of a Turbulent Pipe Flow by Buoyancy Forces. American Society of Mechanical Engineers. 1969, *Paper 69-HAT-55*, S.2-8
- 121 Tanaka H., Tsuge A., Hirata M., Nishiwaki N.: Effects of buoyancy and of acceleration owing the thermal expansion on forced turbulent convection in vertical circular tubes - criteria of the effects, velocity and temperature profiles, and reverse transition from turbulent to laminar flow. *Int.J. Heat Mass Transfer*. 1973, *Vol. 16*, S.1267-1288
- 122 Petukhov B.S., Protopopov V.S., Silin V.A.: Experimental Investigation of worsened Heat-Transfer Conditions with the Turbulent Flow of Carbon Dioxide at Supercritical Pressure. *High Temp.* 1972, *Vol. 10 (2)*, S.304-310
- 123 Stewart E., Stewart P., Watson A.: Thermoacoustic oscillations in forced convection heat transfer to supercritical pressure water. *Int.J.Heat Mass Transfer*. 1973, *Vol. 16*, S.257-270
- 124 Malkina L.I., Maksimova G.P., Kafengauz N.L., Fedorov M.I.: Heat Transfer to water with pseudoboiling. *Heat Transfer - Soviet Research*. 1972, *Vol. 4 (5)*, S.23-26
- 125 Kurganov V.A., Kaptilny A.G.: Velocity and Enthalpy Fields and Eddy Diffusivities in a Heated Supercritical Fluid Flow. *Exp. Thermal and Fluid Science*. 1992, *Vol. 5*, S.465-478
- 126 Kurganov V.A., Ankudinov V.B., Kaptilnyi A.G.: Experimental Study of Velocity and Temperature Fields in an Ascending Flow of Carbon Dioxide at Supercritical Pressure in a Heated Vertical Pipe. *Teplofizika Vysokikh Temperatur*. 1986, *Vol. 24 (6)*, S.1104-1111
- 127 Kamenetskii B. Ya.: The effectiveness of Turbulance Promoters in Tubes with Nonuniformly Heated Perimeters under Conditions of Impaired heat transfer. *Thermal Engineering*. 1980, *Vol. 27 (4)*, S.222-223
- 128 Polyakov A.F.: Mechanism and Limits on the formation of conditions for impaired heat transfer at a supercritical coolant pressure. *Teplofizika Vysokih Temperatur*. 1975, *Vol. 13 (6)*, S.1210-1219
- 129 McEligot D.M., Coon C.W., Perkins H.C.: Relaminarization in Tubes. *Int.J.Heat Mass Transfer*. 1970, *Vol. 13*, S.431-433
- 130 Hall W.B.: Heat transfer near the critical point. *Advances in Heat Transfer*, ISBN 0-12-020007-4. 1971, *Vol. 7*, S.1-86

- 131 Jackson J.D., Hall W. B.: Influences of buoyancy on heat transfer to fluids flowing in vertical tubes under turbulent conditions. *Turbulent forced convection in channels and bundles*. 1979, *Vol. 2*, S.613-640
- 132 Kurganov V.A., Kaptilnyi A.G.: Flow structure and turbulent transport of a supercritical pressure fluid in a vertical heated tube under the conditions of a mixed convection. Experimental data. *Int.J.Heat Mass Transfer*. 1993, *Vol. 36 (13)*, S.3383-3392
- 133 Pioro I.L., Khartabil H.F., Duffey R.B.: Heat transfer to supercritical fluids flowing in channels - empirical correlations (survey). *Nuclear Engineering and Design*. 2004, *Vol. 230*, S.69-91
- 134 Kurganov V.A., Ankudinov V.B.: Calculation of Normal and Deteriorated heat transfer in tubes with turbulent flows of liquids in the near-critical and vapour region of state. *Thermal Engineering*. 1985, *Vol. 32 (6)*, S.332-336
- 135 Lerchl G., Austregesilo H.: ATHLET User`s Manual / ATHLET Mod 2.0 Cycle A. Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit. 2003
- 136 Van der Kraan M., Peeters M.M.W., Fernabdez Cid M.V., Woerlee G.F., Veugelers W.J.T., Witkamp G.J.: The influence of variable physical properties and buoyancy on heat exchanger design for near- and supercritical conditions. *J. of. Supercritical Fluids*. 2005, *Vol. 34*, S.99-105
- 137 Böhmer K.: Spline-Funktionen. Teubner-Studienbücher. 1974, 3-519-02047-5.
- 138 De Boor C.: A Practical Guide to Splines. Applied mathematical sciences, Springer-Verlag. Band Vol. 27. Springer Berlag, 1978
- 139 Reinsch C.H.: Smoothing by Spline Functions. *Numerische Mathematik*. 1967, *Vol. 10*, S.177-183
- 140 DeBoor C.: Splinefunktionen. Birkhäuser. 1990, 3-7643-2514-3.
- 141 Löwenberg M., Starflinger J., Laurien E., Schulenberg T.: A Look-up Table for Heat Transfer of Supercritical Water. Proceedings of GLOBAL 2005, Tsukuba/Japan. 2005, *Paper 37*
- 142 Huang X.C., Cheng S.C.: Simple Method for Smoothing Multidimensional Experimental Data With Application to the CHF and Postdryout Look-up Table. *Numerical Heat Transfer, Part B*. 1994, *Vol. 26*, S.425-438
- 143 Taylor J.R.: An Introduction to Error Analysis - The Study of Uncertainties in Physical Measurements. University Science Books. 1982, 0-935702-10-5

144 Stephan K., Mayinger F.: Thermodynamik - 1 Einstoffsysteme. Springer - Verlag. 1998,  
*Vol. 15, 3-540-64250*