

Robert Goedecke

Naturumlaufverdampfung in einem Kissenplattenapparat



Naturumlaufverdampfung in einem Kissenplattenapparat

Bei der Fakultät für Maschinenbau
Der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

Zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

eingereichte Dissertation

von: Robert Goedecke

aus: Bad Langensalza

Gutachter: Herr Prof. Dr.-Ing. Stephan Scholl

Frau Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. Andrea Luke

Vorsitzender: Herr Prof. Dr.-Ing. Jürgen Köhler





Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik (ICTV) der Technischen Universität Braunschweig.

Für die Bereitstellung des Forschungsthemas und der Möglichkeit am ICTV zu arbeiten gebührt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Scholl ein besonderer Dank. Für seine Unterstützung, Anregungen und Ideen bin ich sehr dankbar. Weiterhin möchte ich mich bei Frau Univ. Prof. Dr.-Ing. Andrea Luke für die Übernahme des Korreferats bedanken. Herrn Prof. Dr.-Ing. Jürgen Köhler danke ich herzlich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ich bedanke mich bei den studentischen Abschlussarbeitern Carina Klefer, Jesús Chanza Martorell, Julia Molle und Yangliang Shao und den wissenschaftlichen Hilfskräften Dirk Andersen, Marie Heiduk, André Brephol, Benedikt Heyart und Stella Jochim, die mit ihren Messungen und Arbeiten an der Versuchsanlage einen großen Teil zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Mir gefiel die Arbeit am ICTV äußerst gut und ich werde sie in sehr positiver Erinnerung behalten. Hierfür danke ich allen Kollegen und Kolleginnen für das angenehme Arbeitsklima und das sehr menschliche Miteinander. Besonders bedanke ich mich bei meinen Bürokollegen Jochen Hammerschmidt, Henning Föste und Mandy Wesche für die vielen Diskussionen, Anregungen und Ideen, die wesentlich in diese Arbeit eingeflossen sind. Herrn Karl Karrenführer und seinem Werkstattteam sowie Karl-Heinz Pfeil und Jörg Leppelt danke ich sehr für die konstruktiven Ideen und Arbeiten an der Versuchsanlage sowie für ihr Verständnis für sehr kurzfristige Änderungswünsche und die Überführung von meinen theoretischen Ideen in die Praxis, was sicher nicht immer einfach war. Frau Marion Harms danke ich für die Übernahme der administrativen Arbeiten und die wertvollen Tipps bei Reisekostenabrechnungen und anderen unvermeidbaren bürokratischen Arbeiten.

Dem Bundesministerium für Bildung und Forschung danke ich für die Bereitstellung der finanziellen Mittel für das Forschungsthema „Innovative Apparate und Anlagenkonzepte zur Steigerung der Effizienz von Produktionsprozessen – InnovA²“, (033RC1013A). Desweiteren gilt mein Dank allen Projektbeteiligten für die spannenden Diskussionen und Anregungen. Besonders bedanken möchte ich mich bei den an InnovA² beteiligten Doktoranden und den spannenden Doktoranden-Workshops mit ihren lebhaften Diskussionen bei gutem Bier und Baby Guinness.

Meinen Eltern und meinem Bruder danke ich für ihre Unterstützung und ihr Vertrauen, ohne die diese Arbeit niemals hätte entstehen können. Außerdem danke ich meiner Frau Stefanie für ihren Zuspruch, ihre Unterstützung und für unsere wunderbaren Kinder Malte und Greta.

Braunschweig, Januar 2017





Kurzfassung	IX
Abstract	X
Symbolverzeichnis	XI
1 Einleitung	1
2 Stand des Wissens.....	3
2.1 Naturumlaufverdampfung	3
2.1.1 Experimentellen Untersuchungen an Naturumlaufverdampfern.....	6
2.1.2 Berechnung und Simulation von Naturumlaufverdampfern	12
2.2 Kissenplatten	13
2.2.1 Geometrieparameter der Kissenplatten	14
2.2.2 Einphasiger Wärmeübergang und Druckverlust in Kissenplatten	16
2.2.3 Kissenplattenkondensatoren.....	18
2.2.4 Fluidodynamik und Benetzungsverhalten von Flüssigkeitsfilmen an Kissenplatten ...	19
2.2.5 Einphasiger Wärmeübergang und Druckverlust im Spalt zwischen Kissenplatten ...	19
2.3 Einordnung der eigenen Arbeit	20
3 Theoretische Grundlagen	22
3.1 Kondensation im ebenen Spalt.....	22
3.2 Einphasiger Druckverlust im Rohr und im ebenen Spalt	25
3.3 Zweiphasiger Druckverlust	26
3.4 Einphasiger Wärmeübergang im Spalt.....	31
3.4.1 Laminare Strömung im ebenen Spalt	31
3.4.2 Turbulente Strömung im ebenen Spalt.....	32
3.5 Wärmeübergang bei der Verdampfung	33
4 Versuchsdurchführung und –auswertung	36
4.1 Verdampfer- und Kissenplattengeometrie	36
4.2 Versuchsanlage.....	39
4.3 Bestimmung des übertragenen Wärmestroms im Verdampfer	42
4.4 Wärmedurchgangskoeffizient bei Kissenplatten.....	45
4.5 Wärmeübergangsberechnung in Aufheiz- und Verdampfungszone	45



Inhaltsverzeichnis

4.6	Versuchsbedingungen	49
5	Experimentelle Ergebnisse	50
5.1	Naturumlaufverdampfungsversuche mit Wasser	50
5.2	Naturumlaufverdampfungsversuche mit 1-Hexanol	58
5.3	Naturumlaufverdampfungsversuche mit Wasser-Glycerin	64
6	Modellierung	71
6.1	Kondensation in Kissenplatten	71
6.2	Einphasiger Wärmeübergang zwischen Kissenplatten	72
6.3	Wärmeübergang in der Verdampfungszone	74
6.4	Reibungsdruckverlust zwischen Kissenplatten	76
6.5	Zweiphasendruckverlust des Verdampferkopfes und der Verdampferhaube	77
7	Vergleich zwischen Simulation und Experiment	79
7.1	Vergleich der Wasserdaten	80
7.2	1-Hexanol	92
7.3	Wasser-Glycerin	94
8	Zusammenfassung	97
9	Ausblick	99
10	Literaturverzeichnis	100
A	Anhang	107
A.1	Einphasendruckverluste in der Zulaufleitung	107
A.2	Zweiphasendruckverlust in der Brüdenleitung	109
A.3	Stoffwerte	111
A.3.1	Reinstoffe	111
A.3.2	Wasser-Glycerin Gemisch	115
A.4	Messabweichung und Fehlerfortpflanzung	118

Kurzfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Naturumlaufverhaltens und des Wärmeübergangs eines Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers, bei dem die Verdampfung in den Spalten **zwischen** den Kissenplatten stattfindet. Besonderes Augenmerk wird auf Betriebsbedingungen bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und niedrigen Betriebsdrücken im Unterdruck gelegt. Außerdem werden Modellgleichungen für die Vorausberechnung dieses Verdampfertyps entwickelt.

Für diese Untersuchungen werden unter Variation des Betriebsdrucks, der treibenden Temperaturdifferenz und des scheinbaren Flüssigkeitsstandes Experimente an einem aus drei Kissenplatten bestehenden Apparat mit einer wärmeübertragenden Fläche von 0,704 m² Verdampfungsversuche im Selbstumlauf durchgeführt. Als Versuchsmedien werden Wasser, 1-Hexanol und ein Wasser-Glycerin Gemisch verwendet. Die Beheizung erfolgt in den Kissenplatten mit Wasserdampf. Es zeigt sich ein stabiler Selbstumlauf bei allen untersuchten Betriebsbedingungen und allen verwendeten Versuchsmedien. Besonders zu erwähnen ist der stabile Selbstumlauf auch bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und bei einem Betriebsdruck von 100 mbar. Es kann ein vergrößerter Betriebsbereich dieses Naturumlaufverdampfers im Vgl. zu herkömmlichen Naturumlaufverdampfern in Rohrbauweise beobachtet werden. Des Weiteren ist der Wärmeübergang sehr gut.

Während der Untersuchungen im Naturumlaufbetrieb werden die Kernströmungstemperaturen in den Spalten zwischen den Kissenplatten gemessen. Mit diesen Messwerten werden Temperaturprofile erstellt und somit der Wärmeübergang in der Aufheiz- und Verdampfungszone bestimmt. Mit diesen Daten werden Modellgleichungen für den einphasigen Wärmeübergang und den verdampfungsseitigen Wärmeübergang im Spalt zwischen den Kissenplatten entwickelt. Für die Modellierung der Kondensation in den Kissenplatten und des ein- und zweiphasigen Druckverlustes werden Literaturgleichungen angewendet.

Diese Korrelationen wurden in ein iterativ und segmentweise rechnendes Simulationsprogramm implementiert. Die Simulationsergebnisse zeigen beim Wärmeübergang mit Wasser qualitativ und quantitativ sehr gute Übereinstimmungen mit Messergebnissen. Die Fluidodynamik wird meist qualitativ gut wiedergegeben, wobei teilweise große Unterschiede gerade bei kleinen Einlaufgeschwindigkeiten beobachtet werden. Bei 1-Hexanol und Wasser-Glycerin kann die Simulation die Messergebnisse dagegen nicht wiedergeben. Die Modellgleichungen des Wärmeübergangs scheinen nicht auf 1-Hexanol anwendbar zu sein. Bei Wasser-Glycerin kann das Simulationsprogramm das Gemischverhalten nicht zufriedenstellend wiedergeben, weswegen eine Aussage über die Anwendbarkeit der Modellgleichungen für dieses Stoffsystem nicht möglich ist.

Abstract

Aim of this work is the investigation of the self-circulation behavior and heat transfer in a pillow plate thermosiphon reboiler. The evaporation takes place in the ducts **between** the pillow plates. Especially small temperature differences between heating and evaporation side and the evaporation under vacuum conditions were investigated. Furthermore, design correlations for this evaporator have been developed.

Evaporation experiments under self-circulation were carried out on an external vertical pillow plate thermosiphon reboiler consisting of three pillow plates with a heat transfer area of 0.704 m². The operation pressure, temperature difference and submergence were varied. The experiments were carried out with water, 1-hexanole and a water-glycerol mixture. Saturated steam was used for heating inside the pillow plates. A stable self-circulation at all investigated experimental conditions was observed. The stable self-circulation at very low temperature differences and an operation pressure of 0.1 bar is worth special mentioning. An increased operation range for this thermosiphon reboiler could be found, compared to state of the art tube thermosiphon reboilers. The investigated heat transfer was higher compared to tube thermosiphon reboilers.

The flow temperature along the evaporator height was measured during the evaporation experiments under self-circulation. In this manner temperature profiles were generated and the heat transfer of the heating and the evaporation zone was calculated. Thus, correlation for the single phase and the evaporation heat transfer were developed for the duct between pillow plates. For modelling the condensation inside the pillow plates as well as the single-phase and two-phase pressure drop literature correlations were used.

These correlations were implemented in a segmental and iterative simulation program. For water, the simulated results of the heat transfer showed very good agreement with the experimental results. The simulated fluid dynamic showed a qualitatively good agreement with the experiments. However, at small inlet velocities a strong overestimation of the simulated results was observed. The simulation could not reproduce the experimental results for 1-hexanole and the water-glycerol mixture. The modelled heat transfer correlations could not be used for 1-hexanole. Furthermore, the simulation program showed strong weaknesses calculating the mixture and separation behavior of the water-glycerol mixture. Therefore, the applicability of the used correlation for heat transfer and pressure drop could not be confirmed.



Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	m ²	Fläche
B	m	Kissenplattenbreite
C ₀	-	Verteilungsfaktor
c _p	J kg ⁻¹ K ⁻¹	Isobare Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
F	-	Funktion
f _{well}	-	Korrekturfaktor, Gl. 3.8
f _η	-	Korrekturfaktor, Gl. 3.11
h	m	Höhe
\bar{h}	m	Mittlerer Spaltabstand
h _a	m	Maximale Plattenaufweitung
h _{min}	m	Minimaler Plattenabstand
h _p	m	Maximaler Plattenabstand
h _s *	-	Scheinbarer Flüssigkeitsstand
h _v	J kg ⁻¹	Spezifische Verdampfungsenthalpie
g	m s ⁻²	Erdbeschleunigung
K	m	Absolute Rauheit
k	W m ⁻² K ⁻¹	Wärmedurchgangskoeffizient
L	m	Länge
\tilde{M}	kg mol ⁻¹	Molmasse
\dot{M}	kg s ⁻¹	Massenstrom
m	kg _{Leichtsieder} ·kg _{ges} ⁻¹	Massenanteil
\dot{m}	kg m ⁻² s ⁻¹	Massenstromdichte
n	-	Exponent, Gl. 3.59
n _{KP}	-	Kissenplattenanzahl
n _R	-	Rohranzahl
p	Pa	Druck
p*	-	Reduzierter Druck
\dot{Q}	W	Wärmestrom
\dot{q}	W m ⁻²	Wärmestromdichte



Symbolverzeichnis

\dot{q}_0	W m^{-2}	Stoffspezifische Wärmestromdichte
R	$\text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$	Universelle Gaskonstante
s	-	Schlupf
s_l	m	Abstand längs zur Strömung
s_q	m	Abstand quer zur Strömung
s_w	m	Wanddicke
T	K; °C	Temperatur
u_{gj}	m s^{-1}	Gewichtete mittlere Driftgeschwindigkeit
u_y	-	Abweichung
w	m s^{-1}	Strömungsgeschwindigkeit
X	-	Lockhart-Martinelli-Parameter
x	mol/mol	Molanteil
\dot{x}	-	Massenstromdampfanteil

Griechische Buchstaben

Zeichen	Einheit	Bedeutung
α	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	Wärmeübergangskoeffizient
α_0	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	Stoffspezifischer Normierungswert
γ	-	Seitenverhältnis im Rechteck-Kanal
Γ	-	Stoffwertparameter
Δ	-	Differenz
δ_B	m	Blechdicke
ε	-	Volumetrischer Dampfgehalt
ζ	-	Widerstandsbeiwert
Θ	-	Stützdruckbeiwert
Λ	-	Flüssigkeitsvolumenanteil
λ	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
η	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	Dynamische Viskosität
ν	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$	Kinematische Viskosität
ρ	kg m^{-3}	Dichte
σ	N m^{-1}	Oberflächenspannung
Φ^2	-	Zweiphasenmultiplikator
ψ	-	Anteil des Reibungsbeiwertes



Symbolverzeichnis

Allgemeine Indizes

Zeichen	Bedeutung	Zeichen	Bedeutung
1Ph	Einphasig	kor	korreliert
2Ph	Zweiphasig	KS	konvektives Sieden
A	Beschleunigung	KP	Kissenplatte
a	Außen	KW	Kühlwasser
aus	Austritt	l	Laminar
AZ	Aufheizzone	liq	Flüssig
B	Blech	m	Mittel
BA	Brüdenabscheider	ov	Overall/gesamt
BR	Brüdenleitung	P	Produkt
BS	Blasensieden	Pinch	Pinch
c	Kritisch	q	Durchströmt
Coriolis	Coriolis- Massendurchflussmesser	R	Reibung
eff	Effektiv	Reflux	Rücklauf
ein	Eintritt	S	Siedezustand
Erw	Rohrerweiterung	SP	Schweißpunkt
F	Film	s	Füllstand
Fo	Form	Seg	Segment
G	Hydrostatisch	t	Turbulent
Gly	Glycerin	U	Umlauf
ges	Gesamt	V	Verdampfer
H ₂ O	Wasser	vap	Gasförmig
HD	Heizdampf	VD	Verdampfung
h	Hydraulisch	VZ	Verdampfungszone
hom	Homogen	W	Wand
het	Heterogen	well	Wellig
Hex	1-Hexanol	WÜ	Wärmeübertragend
i	Innen	x	Lokal
K	Kondensat		



Dimensionlose Kennzahlen

Nußelt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_h}{\lambda}$$

Nußelt-Zahl (Kondensation)

$$Nu_F = \frac{\alpha_F \cdot L_F}{\lambda_F}$$

Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{c_p \cdot \eta}{\lambda}$$

Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{\rho \cdot d_h \cdot w}{\eta}$$

Film-Reynolds-Zahl (Kondensation)

$$Re_F = \frac{\dot{\Gamma}}{\eta_F} = \frac{\dot{m}_F}{b \cdot \eta_F}$$

Weber-Zahl

$$We = \frac{\dot{m}^2 \cdot \dot{x}^2}{\rho_{vap}} \cdot \frac{d}{\sigma} \cdot \frac{(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\rho_{vap}}$$

1 Einleitung

Von allen Verdampfertypen ist der Naturumlaufverdampfer einer der am häufigsten eingesetzten Verdampfer in der chemischen Industrie [Sloley, 1996]. Dies ist vor allen Dingen auf die geringen Investitionen und Betriebskosten aufgrund des einfachen Aufbaus und des Betriebs ohne Umwälzpumpe zurückzuführen. Diese Wirkungsweise führt auch zu einer hohen Energieeffizienz, da dieser Verdampfer keine elektrische Energie für die Umwälzung des Mediums benötigt. Weitere Vorteile sind der gute Wärmeübergang und die geringe Foulingneigung [Arneth & Stichlmair, 2001]. Außerdem ist die Scherbeanspruchung auf das Produkt geringer als bei Verdampfern mit Umwälzpumpe [Fair, 1960].

Der charakteristische Naturumlauf wird durch Dichteunterschiede zwischen dem Dampf-Flüssigkeits-Gemisch im Verdampfer und der Flüssigkeit im angeschlossenen Behälter herbeigeführt. Die Dichteunterschiede sind u. a. abhängig vom Wärmeübergang und dieser ist wiederum abhängig vom Naturumlauf. Es liegt also eine Kopplung zwischen Wärmeübergang und Fluidodynamik in dieser Art von Verdampfer vor. Diese Kopplung führt allerdings zu großen Ungenauigkeiten in der Auslegung und zu einem begrenzten Betriebsbereich. So ist eine minimale treibende Temperaturdifferenz notwendig, um durch die Verdampfung einen genügend großen Dichteunterschied zu erzeugen. Die Betriebsgrenzen und das Betriebsverhalten sind für Standard-Naturumlaufverdampfer in Rohrbauweise vielfach untersucht worden [Dialer, 1983; Arneth, 2001]. Bei den für die chemische Industrie relevanten organischen Lösemitteln oder bei wässrigen Systemen wird eine minimale Temperaturdifferenz von $\Delta T \geq 10 \dots 12,5 \text{ K}$ vorgeschlagen. Außerdem ist der Naturumlauf auch durch Druckverluste begrenzt. Somit führen große Druckverluste aufgrund einer großen treibenden Temperaturdifferenz wiederum zu Störungen im Naturumlauf. Naturumlaufverdampfer sind für den Einsatz im Unterdruckbereich nur begrenzt einsetzbar. So werden in der Literatur Betriebsdrücke von $p_{\text{BA}} \geq 200 \text{ mbar}$ empfohlen. Problematisch kann auch die Verdampfung von viskosen oder temperaturempfindlichen Medien sein. [Scholl, 2010] Allerdings ist auch bekannt, dass Naturumlaufverdampfer bei niedrigeren Drücken betrieben werden können. [Heggs & Alane, 2010] beschrieben Versuche bei niedrigeren Drücken, wobei allerdings Probleme beim Selbstumlauf beobachtet wurden. Weiterhin beobachteten [Alane & Heggs, 2011] Instabilitäten im Naturumlauf beim Anfahren eines Rohrbündel-Naturumlaufverdampfers bei $p_{\text{BA}} = 100 \text{ mbar}$, was durch einen hohen scheinbaren Flüssigkeitsstand beim Anfahren behoben wurde. Anschließend wurde der scheinbare Flüssigkeitsstand wieder gesenkt und der Umlauf blieb stabil.

Durch den Einsatz von Drahtgestrickeinbauten können die Betriebsgrenzen von Naturumlaufverdampfern erweitert werden. Gerade bei viskosen Medien und niedrigen Verdampfungsdrücken konnte ein verbesserter Wärmeübergang im Vergleich zum Glattrohr beobachtet werden. Außerdem wurde der Naturumlauf stabilisiert. Der Haupteinfluss auf den



Wärmeübergang war hierbei eine Verbesserung des einphasigen Wärmeübergangs. [Scholl & Brahim, 2005; Hammerschmidt & Scholl, 2012; Hammerschmidt, 2013] Der Einsatz von strukturierten Rohren führte besonders in der Verdampfungszone zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs und es wurde ebenfalls eine Stabilisierung des Naturumlaufs im Vgl. zum Glattrohr beobachtet [Hammerschmidt & Scholl, 2012; Hammerschmidt, 2013]. Durch den Einsatz von Enhanced Tubes konnte von [Lavrikov et al., 2015] ebenfalls eine Verbesserung des Wärmeübergangs bei einer gleichzeitigen Stabilisierung des Naturumlaufs im Vgl. zum Glattrohr beobachtet werden.

Plattenwärmeübertrager zeigen im Allg. einen verbesserten Wärmeübergang bei einem gleichzeitig erhöhten Druckverlust als Glattrohrapparate. Da bei Kissenplatten der Druckverlust geringer ist als bei gestanzten Platten, bieten diese ein großes Potential für den Einsatz als Naturumlaufverdampfer. Anwendungen dieser Platten sind der Einsatz als Doppelmantelbehälter, beheizte Rohrleitungen, Reaktoren und Kondensatoren. Letztere werden vorrangig als Kopfkondensator in Rektifikationskolonnen verwendet, womit sich auch ein Großteil der bisherigen Forschung zu dieser Wärmeübertragergeometrie beschäftigt. So wurde die Fluidodynamik und der Wärmeübergang bei der Kondensation zwischen den Kissenplatten von [Mitrovic & Peterson, 2007; Tran et al., 2015b] untersucht. Weitere Arbeiten beschäftigen sich mit dem einphasigen Druckverlust und Wärmeübergang in Kissenplatten [Mitrovic & Maletic, 2011; Tran et al., 2015a; Piper et al. 2016], sowie im Spalt zwischen Kissenplatten [Piper et al., 2015b]. Experimentelle Untersuchungen wurden von [Siebeneck et al. 2015] und [Piper et al. 2015c] zum Benetzungsverhalten eines Flüssigkeitsfilm auf der Außenseite einer Kissenplatte durchgeführt. Aufgrund der komplexen Geometrie wurden auch Arbeiten über die Beschreibung der Geometrieparameter von Kissenplatten veröffentlicht [Piper et al., 2014; Piper et al., 2015a]. Zum Einsatz in der Verdampfung sind die Veröffentlichungen von [Goedecke & Scholl, 2015a; Goedecke & Scholl, 2015b] zu nennen.

Neben den Arbeiten des Autors sind keine weiteren Arbeiten zum Einsatz und Betriebsverhalten von Kissenplatten-Naturumlaufverdampfern bekannt. Bisher ist aufgrund der fehlenden Modellgleichungen des Wärmeübergangs und des Druckverlustes eine Vorausberechnung von Kissenplatten-Naturumlaufverdampfern nicht möglich, was den Einsatz dieser Technologie in der praktischen Anwendung behindert.

In dieser Arbeit wird das Betriebsverhalten eines Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers mit dem Ziel untersucht, den Betriebsbereich von Naturumlaufverdampfern zu erweitern. Ergebnisse zum Wärmeübergang und zur Fluidodynamik werden vorgestellt. Außerdem werden anhand der experimentellen Ergebnisse Modellgleichungen entwickelt, die den Wärmeübergang und die Fluidodynamik dieses Apparates beschreiben können. Diese Modellgleichungen werden in einem iterativen Programm eingesetzt, in dem verschiedene Betriebspunkte des Verdampfers segmentweise simuliert werden. Dies erlaubt den Vergleich zwischen simulierten und experimentellen Daten.

2 Stand des Wissens

In diesem Kapitel werden der Stand des Wissens zur Naturumlaufverdampfung und der Stand des Wissens zu Kissenplatten aufgezeigt und diskutiert. Anschließend wird die eigene Arbeit im Zusammenhang zum bisherigen Wissen eingeordnet.

2.1 Naturumlaufverdampfung

Ein Naturumlaufverdampfer besteht aus einem Verdampfer, einem angeschlossenen Brüdenabscheider bzw. einer Kolonne und den verbindenden Leitungen zwischen diesen, der Zulauf- und der Brüdenleitung. Durch die Verbindungsleitungen sind Verdampfer und Brüdenabscheider kommunizierende Röhren. In Abb. 2.1 ist ein Naturumlaufverdampfer schematisch dargestellt.

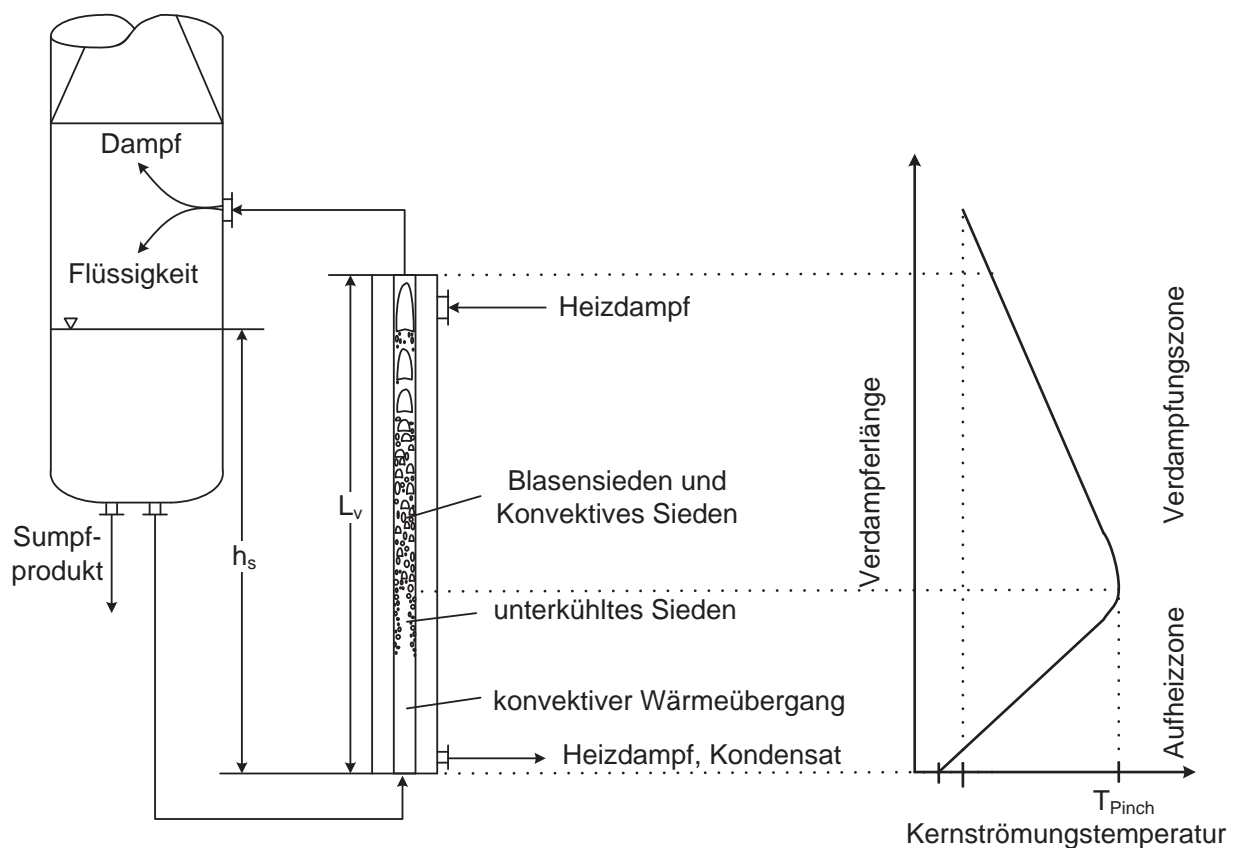


Abb. 2.1: Prinzip eines Naturumlaufverdampfers mit Kernströmungstemperaturdiagramm eines Reinstoffs für einen senkrechten Verdampfer nach [Hammerschmidt, 2013]



Durch die teilweise Verdampfung des Prozessmediums entstehen Dichteunterschiede zwischen den Fluiden in Verdampfer und Brüdenabscheider. Sie verursachen einen Selbstumlauf bzw. Naturumlauf, was als Thermisophon-Prinzip bezeichnet wird.

Das zu verdampfende Medium strömt einphasig flüssig in den Verdampfer. Aufgrund des hydrostatischen Drucks und Wärmeverlusten in der Zulaufleitung liegt die Flüssigkeit unterkühlt vor. Deswegen erfolgt zunächst ein einphasiger Wärmeübergang bis die Siedetemperatur erreicht ist. Bei großen Temperaturdifferenzen zwischen Heizmedium und Flüssigkeit und wenn die kritische Wärmestromdichte zur Blasenbildung überschritten wird, kommt es zum unterkühlten Sieden. Hierbei bilden sich an der Verdampferwand Blasen, die in Richtung der Kernströmung transportiert werden. Durch den Kontakt mit der kälteren Flüssigkeit in der Kernströmung kollabieren diese wieder. Hierbei ist der Wärmeübergang im Vergleich zum einphasigen Wärmeübergang erhöht. Nach Erreichen der Siedetemperatur in der Kernströmung liegt Konvektives Sieden vor. Wenn die Wärmestromdichte groß genug ist, findet auch Blasensieden statt. Während des Siedens sinkt die Temperatur der Kernströmung mit steigender Höhe des Verdampfers für Reinstoffe sowie für engsiedende Gemische aufgrund des sich verringernden Gleichgewichtsdrucks. Aufgrund der vermehrten Verdampfung des Leicht sieders kann es bei weitsiedenden Gemischen zu einer Anreicherung des Schwersieders kommen. Dies führt zu einer verringerten Temperaturabnahme oder auch zu einem Temperaturanstieg in der Verdampfungszone [Scholl & Rinner, 2006]. Die maximale Temperatur im erläuterten Kernströmungsdiagramm wird als Pinchtemperatur T_{Pinch} bezeichnet. Der Bereich unter dieser wird als Aufheizzone und der Bereich darüber als Verdampfungszone bezeichnet. In der Verdampfungszone können neben dem Konvektiven Sieden und Blasensieden auch andere Siedezustände auftreten, wie z. B. Filmsieden. Dies ist mit zunehmendem Dampfgehalt der Strömung zu beobachten. Nach der Blasenströmung können die Blasen koaleszieren, wobei Ringströmung oder sogar Sprühströmung entstehen können. Dies tritt aber nur bei sehr großen Temperaturdifferenzen zwischen Heiz- und Verdampfungsseite und bei hohen Verdampfungsraten auf. Dies lag in dieser Arbeit nicht vor und wird daher auch nicht betrachtet.

Zur Beheizung des Naturumlaufverdampfers wird meist Wasserdampf eingesetzt. Aber auch andere Beheizungsarten wie die Kondensation von anderen Prozessmedien oder der Einsatz von Thermalölen sind etabliert. Bei der Kondensation von Wasserdampf tritt der Wasserdampf ein und wird, wenn nicht bereits mit der Siedetemperatur eintretend, auf diese abgekühlt. Anschließend erfolgt die Kondensation des Dampfes. Dabei entsteht ein Kondensatfilm an der Verdampferwand, der nach unten fließt. Die Dicke des Kondensatfilms nimmt von oben nach unten zu, womit der heizseitige Wärmewiderstand steigt. Bei der Verwendung von Wasserdampf ist die Beheizungstemperatur über den Druck auf der Heizseite einstellbar. Es liegt somit meist eine konstante Kondensationstemperatur des Heizdampfes T_{HD} über der Verdampferhöhe vor. Aufgrund des Temperaturprofils auf der Verdampfungsseite und der variierenden Temperatur über der Verdampfungshöhe wird für die globale Betrachtung des Verdampfers die treibende

Temperaturdifferenz ΔT_{OV} zwischen Heiz- und Verdampfungsseite mittels der Gleichgewichtstemperatur im Brüdenabscheider T_{BA} nach Gl. 2.1 definiert.

$$\Delta T_{OV} = T_{HD} - T_{BA} \quad 2.1$$

Die treibende Temperaturdifferenz beeinflusst die Naturumlaufverdampfung sehr stark. Neben dem offensichtlichen Einfluss auf den Wärmeübergang ergibt sich außerdem eine große Einflussnahme auf die Fluidodynamik des Verdampfers. So steigt bei großen treibenden Temperaturdifferenzen die Verdampfungsrate, wodurch die mittlere Dichte im Verdampfer sinkt und der hydrostatische Druckunterschied zwischen Verdampfer und Brüdenabscheider erhöht wird. Da meist auch eine Verbesserung des Wärmeübergangs mit einer Erhöhung des Umlaufstroms einhergeht, steigt auch der hydrostatische Druckunterschied weiter an. Dieser Druckunterschied sorgt somit für den Antrieb des Naturumlaufs. Neben der mittleren Dichte ρ_m im Verdampfer ist der hydrostatische Druck im Brüdenabscheider die zweite wichtige Größe für die treibende Druckdifferenz. Ein hoher Füllstand im Brüdenabscheider verursacht einen großen hydrostatischen Druck. Allerdings kann sich ein zu hoher Füllstand auch negativ auf den Wärmeübergang im Verdampfer auswirken, da durch die Erhöhung des hydrostatischen Drucks die Unterkühlung des Fluids ansteigt und somit die Aufheizzone mit ihrem verschlechterten Wärmeübergang verlängert wird. Im Allg. wird der Füllstand mittels des scheinbaren Flüssigkeitsstands h_s^* aus dem Verhältnis der Füllstandshöhe h_s im Brüdenabscheider bezogen auf die Höhe der wärmeübertragenden Fläche im Verdampfer L_V nach Gl. 2.2 berechnet, siehe Abb. 2.1.

$$h_s^* = \frac{h_s}{L_V} \quad 2.2$$

Der Anstieg der Umlaufgeschwindigkeit wird durch Druckverluste limitiert. Der Druckverlust setzt sich aus dem Beschleunigungsdruckverlust und dem Reibungsdruckverlust zusammen. Der Reibungsdruckverlust ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Insgesamt stellt sich eine Umlaufgeschwindigkeit so ein, dass der Druckunterschied zwischen Brüdenabscheider und Verdampfer ausgeglichen wird. Allerdings kann es verschiedene Zustände geben, in denen die Druckverluste und die treibende Druckdifferenz im Gleichgewicht stehen können. Ein Wechsel zwischen diesen Zuständen kann ein oszillierendes Umlaufverhalten verursachen, was in der Praxis sehr problematisch sein kann, da Einbauten beschädigt oder Druckschwankungen in der Kolonne hervorgerufen werden können [Dialer, 1983]. Die auftretenden Zweiphasendruckverluste gehen mit einer Temperaturabnahme entlang der Dampfdruckkurve einher, was zu einem zusätzlichen Flashen und einer weiteren Zunahme des Dampfgehaltes führt.

Aufgrund der großen Abhängigkeit der Fluidodynamik von den Druckverlusten in der Anlage muss beim Design eines Naturumlaufverdampfers besonderes Augenmerk auf die Druckverluste

in den Zulauf- und Brüdenleitungen gelegt werden. Nach Empfehlungen von [Frank & Pricket, 1973] sollte der Strömungsquerschnitt der Zulaufleitung etwas 50 % des Strömungsquerschnitts des Verdampfers entsprechen. In der Praxis wird sehr oft auch eine Drossel in die Zulaufleitung eingebaut, um den Druckverlust zu erhöhen. Dies verringert die Umlaufgeschwindigkeit und oszillierendes Verhalten kann verhindert werden. Durch die Verringerung des Umlaufstroms verkürzt sich gleichzeitig die Aufheizzone, somit verlängert sich die Verdampfungszone und der integrale Wärmeübergang kann verbessert werden [Kister, 1990].

In der Brüdenleitung ist aufgrund der zweiphasigen Strömung die Strömungsgeschwindigkeit meist sehr hoch, wodurch hier große Druckverluste auftreten können. Deswegen sollte die Querschnittsfläche der Brüdenleitung mindestens so groß sein wie der freie Strömungsquerschnitt im Verdampfer. Hierdurch sollen akzeptable Druckverluste in der Brüdenleitung auftreten und oszillierendes Umlaufverhalten verhindert werden. [Kister, 1990]

2.1.1 Experimentellen Untersuchungen an Naturumlaufverdampfern

Bereits seit vielen Jahren sind Naturumlaufverdampfer in Rohrbauweise Stand der Technik. Die wissenschaftlichen Untersuchungen an diesem Apparatetyp gehen dabei zum Teil bis in die 30iger Jahre des 20. Jahrhunderts zurück. Es kann festgehalten werden, dass im Zeitraum von 1950 bis Mitte der 1970iger Jahre sehr intensiv an Naturumlaufverdampfern in Rohrbauweise geforscht und darüber veröffentlicht wurde. In den darauf folgenden Jahren nahm die Zahl der wissenschaftlichen Veröffentlichungen auf diesem Gebiet stark ab. Erst ab Ende der 1990er Jahren rückte dieser Verdampfertyp wieder vermehrt in den Fokus der wissenschaftlichen Betrachtung. Es werden im Folgenden nur einige für diese Arbeit relevanten ausgewählten Veröffentlichungen aus den Jahren vor 1999 genannt und beschrieben. Für eine genauere Zusammenstellung wird u. a. auf die Literaturzusammenfassung von [Dialer, 1983] verwiesen, der den Stand des Wissens bis 1983 sehr ausführlich zusammengefasst hat. Außerdem werden nur Ergebnisse aus der frei zugänglichen Literatur vorgestellt. Dem Autor ist bekannt, dass der Stand des Wissens in Teilen der Industrie oder bei kommerziellen Forschungseinrichtungen, wie beispielsweise von HTRI, durch interne Untersuchungen über die hier dargestellten Ergebnisse hinausreichen kann. In Tab. 2.1 sind die Versuchsbedingungen der diskutierten Arbeiten aufgeführt.

Als einer der wichtigsten Beiträge zum Stand des Wissens müssen die verschiedenen Arbeiten von Kirschbaum genannt werden, der sehr umfangreich die verschiedenen Einflussparameter auf den Wärmeübergang an Naturumlaufverdampfern untersucht hat. Bei allen vorliegenden Arbeiten von Kirschbaum wurden Versuche an einem Kupferrohr-Naturumlaufverdampfer mit Wasser, einer Salzlösung und einer wässrigen Zuckerlösung durchgeführt. [Kirschbaum, 1955] untersuchte den Einfluss der Rohranzahl auf den integralen Wärmeübergang. Hierbei wurde bei der Verwendung von 1, 2, 3, 5 und 7 Rohren kein merklicher Unterschied im integralen Wärmedurchgangskoeffizienten festgestellt, weswegen die weiterführenden Messungen mit einem Rohr durchgeführt wurden. Allerdings sei erwähnt, dass weder Fluid dynamikmessungen noch Umlaufmassenströme veröffentlicht sind. Die Versuche wurden bei Atmosphärendruck und bei

Tabelle 2.1: Übersicht der Versuchsbedingungen verschiedener Autoren

Autor	Verdampfertyp	nr	$d_a \times s_w$ [mm ²]	L [m]	$A_{wü}$ [m ²]	Material	Be- heizung	Verdampf. Medien	h_s^* [%]	p_{BA} [mbar]	ΔT [K]	\dot{q} [kW/m ²]
[Kirschbaum, 1955]	Rohr	1 - 7	40 x 2,5	2,0	0,25 – 1,71	Kupfer	Wasser- dampf	Wasser	5 $\leq h_s^*$ ≤ 80	124 & 1000	9 $\leq \Delta T$ ≤ 36	8,9 $\leq \dot{q}$ ≤ 159
[Kirschbaum, 1962]	Rohr	1	20 x 2,0; 40 x 2,5; 57 x 2,5; 108 x 3,0	1,0; 2,0; 3,0; 5,0	0,06 – 1,70	Kupfer	Wasser- dampf	Wasser; Wasser- Zucker- lösung	5 $\leq h_s^*$ ≤ 80	124 & 1000	9 $\leq \Delta T$ ≤ 36	8,4 $\leq \dot{q}$ ≤ 200
[Dengler & Addoms, 1956]	Rohr	1	31,7 x 3,1	6,0	0,71	Kupfer	Wasser- dampf	Wasser	100	1000	15; 20; 25	k. A.
[Dialer, 1983]	Rohr	1	22 x 1,0; 38 x 1,5; 54 x 2,0	2,0; 4,0	0,22 – 0,68	Kupfer; Edelstahl	Wasser- dampf	Wasser; Wasser- Methoxy- propanol	100	1000 $\leq p_{BA}$ ≤ 4800	10 $\leq \Delta T$ ≤ 65	21,4 $\leq \dot{q}$ ≤ 281
[Arneht, 1999]	Rohr	1	25 x 1,5; 36 x 2,0; 50 x 2,0	1,0; 2,0	0,08 – 0,31	Edelstahl	Wasser- dampf	Wasser; Tuluol 1-Propanol	50; 70; 100	500; 1000; 2000	15; 24; 30	5,0 $\leq \dot{q}$ ≤ 110
[Benson et al., 2004]	Rohr	50	25,4 x 2,77	3,02	12,2	Edelstahl	Wasser- dampf	Wasser	50	200 $\leq p_{BA}$ ≤ 1000	7,8 $\leq \Delta T$ $\leq 30,2$	4,2 $\leq \dot{q}$ $\leq 70,6$
[Heggs & Alane, 2010]	Rohr	50	25,4 x 2,77	3,02	12,2	Edelstahl	Wasser- dampf	Wasser	50	50 $\leq p_{BA}$ ≤ 1000	8,0 $\leq \Delta T$ $\leq 37,3$	7,5 $\leq \dot{q}$ $\leq 75,7$
[Scholl & Brahim, 2005]	Rohr; Rohr mit Turbulenz- promotor	1	25 x 2,0	0,8	0,063	Glas; Edelstahl	Thermal- öl	Wasser; Wasser- Glycerin Gemisch	90 $\leq h_s^*$ ≤ 135	1000	15,0 $\leq \Delta T$ $\leq 46,0$	k. A.
[Hammerschmidt & Scholl, 2012] & [Hammer- schmidt, 2013]	Rohr, Rohr mit Turbulenzpro- motor, innen- beripptes Rohr	1	20 x 2,0	1,5	0,094	Edelstahl	Wasser- dampf, 1- Hexanol- dampf	Wasser; Wasser- Glycerin Gemisch	75 $\leq h_s^*$ ≤ 130	200; 470; 1000	5,0 $\leq \Delta T$ $\leq 40,0$	2,0 $\leq \dot{q}$ $\leq 53,0$
[Lavrikov et al., 2015]	Rohr; Rohr mit hydrophober Innen- beschichtung	1	20 x 2,0	1,5	0,094	Edelstahl	Wasser- dampf	Wasser	75 $\leq h_s^*$ ≤ 120	200; 470	5,0 $\leq \Delta T$ $\leq 30,0$	k. A.

einer Siedetemperatur des Wassers von $T_{BA} = 50 \text{ °C}$ durchgeführt, was einem Betriebsdruck von ca. $p_{BA} = 124 \text{ mbar}$ entspricht. In einer weiterführenden Arbeit untersuchte [Kirschbaum, 1962] den Einfluss der Rohrlänge und des Rohrdurchmessers bei Temperaturdifferenzen im Bereich von $9 \text{ K} \leq \Delta T \leq 36 \text{ K}$ und den Versuchsdrücken von $p_{BA} = 124 \text{ mbar}$ und $p_{BA} = 1000 \text{ mbar}$. Untersucht wurden Rohrlängen von $1 \text{ m} \leq L_{\text{Rohr}} \leq 5 \text{ m}$ und Rohrdurchmesser zwischen $16 \text{ mm} \leq d_h \leq 102 \text{ mm}$. Es konnte gezeigt werden, dass bei Rohren mit $L_{\text{Rohr}} = 1 \text{ m}$ der übertragene Wärmestrom bei einer Verringerung des Durchmessers zunimmt. Dies wird auf die Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit bei einer Abnahme des Durchmessers zurückgeführt. Bei der Verdampfung im Vakuum wurde der größte Wärmeübergang bei einem Rohrdurchmesser von $d_h = 102 \text{ mm}$ festgestellt, da eine vollständige Bedeckung mit Dampfblasen bei großen Rohrdurchmessern weitgehend verhindert wird. Die Verringerung des Wärmeübergangs bei kleinen Rohrdurchmessern im Vakuum liegt an der Abhängigkeit der Dampfdichte vom Druck. Hierdurch können zum Teil Dampfkolben entstehen, die den gesamten Rohrquerschnitt ausfüllen und somit keine Relativbewegung zwischen Flüssigkeit und Dampf vorliegt. Ansonsten hatte der Rohrdurchmesser aber keinen merklichen Einfluss auf den integralen Wärmeübergang. Bei der Verdampfung von Wasser nimmt der Wärmeübergang bei einer Erhöhung der Rohrlänge bis zu einer Rohrlänge von $L_{\text{Rohr}} = 3 \text{ m}$ ab, um anschließend bei einer weiteren Erhöhung annähernd konstant zu bleiben. Bei der Untersuchung der wässrigen Zuckerlösung wurde dagegen bei $L_{\text{Rohr}} = 3 \text{ m}$ ein Minimum im Wärmeübergang beobachtet. Erwähnenswert ist, dass der Autor bei der Untersuchung der kurzen Rohre mit einer Länge von $L_{\text{Rohr}} = 1 \text{ m}$ auch im Vakuumbetrieb bei einem Betriebsdruck von $p_{BA} = 124 \text{ mbar}$ bei allen Rohrdurchmessern außer bei $d_h = 102 \text{ mm}$ für Wasser einen konstanten Naturumlauf beobachten konnte. Grundsätzlich war im Vakuumbetrieb auch bei den anderen Rohrlängen z. T. bis zu einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 9 \text{ K}$ ein stabiler Naturumlauf beobachtet wurden.

[Dengler & Addoms, 1956] führten Messungen in einem Einrohrverdampfer aus Kupfer mit der Geometrie $d_a \times s \times L_{\text{Rohr}} = 31,7 \times 3,1 \times 6000 \text{ mm}$ durch und ermittelten Wand- und Strömungstemperaturprofile, um somit den verschiedenen Wärmeübergangsmechanismen mit Kenntnis der lokalen inneren Wärmeübergangskoeffizienten Rechnung zu tragen. Außerdem werden die volumetrischen Dampfgehalte ermittelt. Mit diesen Kenntnissen wurde eine empirische Gleichung aufgestellt, um den Wärmeübergang im Versuchsapparat zu beschreiben. [Dialer, 1983]

[Dialer, 1983] führte experimentelle Untersuchungen an einem Einrohrverdampfer mit Kupfer- und Edelstahlrohr der Länge 2 m und 4 m mit den Durchmessern 20 mm, 35 mm und 50 mm mit Wasser und einem azeotropen Wasser-Methoxypropanol Gemisch durch. Der Betriebsdruck ($1 \text{ bar} \leq p_{BA} \leq 4,8 \text{ bar}$) und die treibende Temperaturdifferenz ($10 \text{ K} \leq \Delta T \leq 65 \text{ K}$) wurden variiert. Gemessen wurden der integrale Wärmeübergang und der Umlaufmassenstrom. Es wurde ein merklich größerer Wärmedurchgang bei der Verwendung des Kupferrohrs im Vgl. zum Edelstahlrohr aufgrund der verbesserten Wärmeleitung durch die Wand beobachtet. Bei den kürzeren Rohren zeigte sich ein leicht größerer Wärmeübergang als bei den langen Rohren. Bei einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T < 10 \text{ K}$ kam in dieser Versuchsanlage der

Naturumlauf zum Erliegen. Dialer entwickelte zum Teil eigene Modellierungsgleichungen für den Druckverlust und den Wärmeübergang.

[Arneth, 1999] untersuchte in einem Einrohr-Naturumlaufverdampfer aus Edelstahl den Einfluss der Rohrlänge ($L_{\text{Rohr}} = 1 \text{ m}$ und 2 m), des Verdampferrohrdurchmessers ($d_h = 25 \text{ mm}$, 36 mm und 50 mm), des Betriebsdrucks ($p_{\text{BA}} = 0,5 \text{ bar}$, $1,0 \text{ bar}$ und $2,0 \text{ bar}$), der Füllhöhe ($h_s^* = 50\%$, 75% und 100%) und der treibenden Temperaturdifferenz ($\Delta T = 15 \text{ K}$, 24 K und 30 K) für die Medien Wasser, Toluol und 1-Propanol auf den Umlaufmassenstrom und den übertragenen Wärmestrom. Es zeigte sich, dass eine Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz und des Betriebsdrucks zu einem größeren übertragenen Wärmestrom führt. Bei einer Erhöhung des Rohrdurchmessers zeigt sich dagegen bei den untersuchten Betriebsbedingungen eine Verringerung des Wärmeübergangs. Der Einfluss des scheinbaren Flüssigkeitsstandes und der Rohrlänge auf den übertragenen Wärmestrom kann vernachlässigt werden. Bei der Messung des Umlaufmassenstroms zeigte sich bei einer Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz erst eine Erhöhung bis ein Maximum erreicht wird. Anschließend nimmt der Umlaufmassenstrom wieder ab. Die Rohrlänge beeinflusst den Umlaufmassenstrom nicht merklich. Dagegen führt eine Zunahme des scheinbaren Flüssigkeitsstandes zu einer Vergrößerung des Umlaufmassenstroms, wobei hier keine Versuche mit geflutetem Brüdenrohr durchgeführt worden.

[Benson et al., 2004] führten Versuche an einem vertikalen Edelstahl-Naturumlaufverdampfer bestehend aus 50 Rohren mit einer Rohrlänge von $L_{\text{Rohr}} = 3 \text{ m}$ und einem Außendurchmesser von $d_a = 25,4 \text{ mm}$ durch. Als Versuchsmedium diente Wasser. Wasserdampf wurde zur Beheizung auf der Mantelseite des Verdampfers verwendet. Die Versuche wurden bei einem Betriebsdruck von $0,2 \text{ bar} \leq p_{\text{BA}} \leq 1,0 \text{ bar}$ durchgeführt. Variiert wurde neben dem Betriebsdruck auch die treibende Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Produktseite. Durch Messung der Eintrittstemperatur an elf Rohren wurden bei einem integralen Wärmestrom von $\dot{Q} \leq 150 \text{ kW}$, was einer Wärmestromdichte von $\dot{q} \leq 12,5 \text{ kW/m}^2$ entspricht, bei verschiedenen Betriebsbedingungen Schwankungen der Eintrittstemperaturen gemessen. Bei einer Vergrößerung des Wärmestroms waren diese Schwankungen nicht mehr messbar. Gleichzeitig wurde eine im Mittel etwas geringere Temperatur gemessen als während der Schwankungen der Eintrittstemperatur beobachtet wurde. Beim Auftreten dieser Schwankungen wurde außerdem ein im Mittel geringerer Umlaufmassenstrom ermittelt. Dieser zeigte Schwankungen, er war aber dennoch stabil. Allerdings zeigte sich bei einer Stabilisierung der Eintrittstemperatur gleichzeitig eine Veränderung des heizseitigen Drucks, was auf eine Veränderung des Wärmeübergangs hindeutet. Aus diesen Gründen empfehlen die Autoren keinen Betrieb des Naturumlaufverdampfers unter einem Wärmestrom von 150 kW . Außerdem wird als unterer Betriebsdruck ein Druck von $p_{\text{BA}} = 200 \text{ mbar}$ genannt, da bei diesem Betriebsdruck auch bei einem Wärmestrom von $\dot{Q} \geq 150 \text{ kW}$ ($\dot{q} \geq 12,5 \text{ kW/m}^2$) Instabilitäten auftraten.

[Heggs & Alane, 2010] führten an der Anlage von [Benson et al., 2004] weitere Untersuchungen durch. Neben dem bei [Benson et al., 2004] beschriebenen Druckbereich wurde zusätzlich ein Messpunkt bei $p_{\text{BA}} = 100 \text{ mbar}$ untersucht. Die Instabilitäten von [Benson et al., 2004] für kleine

übertragene Wärmestromdichten wurde als „Geysering“ identifiziert. Geysering ist eine Art der Pulsation, die durch einen großen Anstieg des Druckverlustes aufgrund von großen Dampfströmungen schlagartig auftritt [Agunlejika et al., 2016]. Es konnte gezeigt werden, dass auch ein Betrieb bei $p_{BA} = 100$ mbar möglich ist. Allerdings gilt das nur für den einen untersuchten Betriebspunkt. Es wurde ein Bereich für den stabilen Betrieb dieses Verdampfers gezeigt. In weiterführenden Untersuchungen zeigte [Alane & Heggs, 2011], dass die beobachteten Instabilitäten durch einen erhöhten scheinbaren Flüssigkeitsstands verringert werden können. Es wird gerade beim Anfahren eines Naturumlaufverdampfers bei niedrigen treibenden Temperaturdifferenzen ein Füllstand vorgeschlagen, bei dem das Brüdenrohr geflutet ist. Hierdurch wurde schneller ein stabiler Umlauf beobachtet. Wenn die Flüssigkeit im Verdampfer annähernd auf die Gleichgewichtstemperatur erwärmt wurde, kann der Füllstand wieder auf den gewünschten Wert verringert werden.

[Scholl & Brahim, 2005] untersuchten an einem Einrohrlaborverdampfer ($d_a \times s \times L_{Rohr} = 25 \times 2 \times 800$ mm) aus Glas und Edelstahl den Einsatz von Turbulenzpromotoren auf den Naturumlaufbetrieb. Hierfür wurden Wasser und ein Wasser-Glycerin Gemisch verdampft. Beheizt wurde der Verdampfer mit Thermalöl. Untersucht wurden verschiedene Turbulenzpromotoren unter Variation des scheinbaren Flüssigkeitsstandes und der treibenden Temperaturdifferenz. Es konnte gezeigt werden, dass die Turbulenzpromotoren den Wärmeübergang signifikant vergrößern können. Gleichzeitig wird bei der Verwendung von Wasser der Umlaufmassenstrom zum Teil signifikant verringert. Beobachtet wurden beim Einsatz ohne Turbulenzpromotoren zum Teil große Fluktuationen im Umlaufmassenstrom und ein instabiles Verhalten, besonders bei kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen. Der Einsatz der Turbulenzpromotoren führte dagegen zu einer Stabilisierung des Umlaufmassenstroms. Bei der Untersuchung des Wasser-Glycerin Gemischs wurde bei der Verwendung von Turbulenzpromotoren bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen dagegen ein vergrößerter Umlaufmassenstrom beobachtet als beim Einsatz des Glattrohrs. Durch eine Messung des verdampfungsseitigen Temperaturprofils konnte eine Verkürzung der einphasigen Aufheizzone beobachtet werden. Hierdurch verlängerte sich die Verdampfungszone und somit verbesserte sich der integrale Wärmeübergang.

[Hammerschmidt & Scholl, 2012] und [Hammerschmidt, 2013] stellten weitere Untersuchungen an einem Edelstahl-Einrohrnaturumlaufverdampfer ($d_a \times s \times L_{Rohr} = 20 \times 2 \times 1500$ mm) vor, bei denen neben Messungen am Glattrohr auch Messungen mit Turbulenzpromotoren und innenberippten Edelstahlrohren durchgeführt wurden. Die Versuche wurden im Druckbereich von $0,2 \text{ bar} \leq p_{BA} \leq 1,0 \text{ bar}$ mit den Medien Wasser und einem Wasser-Glycerin Gemisch durchgeführt. Die treibende Temperaturdifferenz ($5 \text{ K} \leq \Delta T \leq 40 \text{ K}$) und der scheinbare Flüssigkeitsstand ($75 \% \leq h_s^* \leq 130 \%$) wurden ebenfalls variiert. Bei den Untersuchungen mit den Turbulenzpromotoren konnten die qualitativen Ergebnisse von [Scholl & Brahim, 2005] bestätigt werden. Im Vgl. zum Glattrohr zeigte sich im Allg. eine Verringerung des Umlaufstroms und eine Verbesserung des Wärmeübergangs.

Ursächlich ist ein deutlich verbesserter Wärmeübergang in der einphasigen Aufheizzone, wodurch das Fluid bei einer geringeren Verdampferhöhe zu Sieden beginnt und somit integral mehr Wärme übertragen wird. Dieser Effekt ist besonders bei für den einphasigen Wärmeübergang schlechten Bedingungen vorteilhaft, wie es beim viskosen Wasser-Glycerin Gemisch, bei niedrigen Verdampfungsdrücken, kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und bei niedrigen scheinbaren Flüssigkeitsständen der Fall ist. Bei den Glattrohrversuchen wurde bei einigen Versuchsbedingungen Pulsation festgestellt, welche durch den Einsatz der Turbulenzpromotoren teilweise oder sogar ganz gedämpft wurde. Somit konnte ein stabiler Naturumlauf beim Einsatz der Turbulenzpromotoren beobachtet werden, der beim Einsatz des Glattrohrs nicht möglich war. Im Allg. sollen hier die Betriebszustände bei kleinen Wärmestromdichten ($\dot{q} \leq 10 \text{ kW/m}^2$) genannt werden, bei denen durch den Einsatz der Turbulenzpromotoren ein stabiler Naturumlauf möglich war. Bei der Verwendung des innenberippten Rohrs konnte eine Vergrößerung des integralen Wärmeübergangs festgestellt werden. Besonders ausgeprägt war dies bei der Verwendung von Wasser und niedrigen scheinbaren Flüssigkeitsständen. Es konnte gezeigt werden, dass diese Vergrößerung hauptsächlich durch den vergrößerten Wärmeübergang in der Verdampfungszone hervorgerufen wird. Aufgrund der Berippung des Rohrs wird die Bildung von Dampfblasen im Vgl. zu einer technisch glatten Oberfläche begünstigt. Dagegen zeigte sich nur eine zu vernachlässigende Verbesserung des einphasigen Wärmeübergangs in der Aufheizzone. [Hammerschmidt, 2013] schlägt außerdem Modellierungsgleichungen für die Berechnung des einphasigen und des verdampfungsseitigen Wärmeübergangs sowie für den ein- und zweiphasigen Druckverlust für den verwendeten Turbulenzpromotor und das berippte Rohr vor.

[Lavrikov et al., 2015] untersuchte an der Versuchsanlage von [Hammerschmidt & Scholl, 2012] und [Hammerschmidt, 2013] den Einfluss einer hydrophoben Beschichtung mit Nanopartikeln auf der Innenseite eines Edelstahlverdampferrohrs. Untersucht wurden die Fluidodynamik und der integrale Wärmeübergang beim Betrieb im Vakuum ($0,2 \text{ bar} \leq p_{\text{BA}} \leq 0,47 \text{ bar}$) und bei Variation der treibenden Temperaturdifferenz ($5 \text{ K} \leq \Delta T \leq 30 \text{ K}$) und des scheinbaren Flüssigkeitsstandes ($75 \% \leq h_{\text{s}}^* \leq 120 \%$). Diese Ergebnisse wurden mit Messergebnissen eines konventionellen Edelstahlrohrs verglichen. Gerade bei niedrigen Drücken konnte ein vergrößerter Umlaufmassenstrom im Vergleich zu einem Glattrohr beobachtet werden. Außerdem konnte über einen größeren Bereich des scheinbaren Flüssigkeitsstandes ein stabiler Selbstumlauf im Vgl. zum Glattrohr beobachtet werden. Beim Wärmeübergang zeigte sich besonders bei niedrigen Drücken und niedrigen treibenden Temperaturdifferenzen eine signifikante Verbesserung zum konventionellen Glattrohr. Diese Verbesserung nimmt allerdings mit steigender treibender Temperaturdifferenz und steigendem Verdampfungsdruck ab. Die Autoren erklären dies mit dem positiven Einfluss der Beschichtung auf die Blasenbildung. Durch die Beschichtung wird die notwendige Energie zum Bilden von Dampfblasen an der heißen Verdampferrohrwand im Vgl. zur glatten Edelstahlwand verringert. Des Weiteren wurden Langzeitversuche mit einer Dauer von 280 h durchgeführt, um die Stabilität der Beschichtung zu untersuchen. Es zeigte sich keine signifikante Änderung des Umlaufverhaltens und des Wärmeübergangs über den Versuchszeitraum. Gleichzeitig konnten aber Bestandteile der

Beschichtung im Versuchsmedium nachgewiesen werden, was auf einen teilweisen Abtrag der Beschichtung schließen lässt.

2.1.2 Berechnung und Simulation von Naturumlaufverdampfern

Aufgrund des komplexen Zusammenspiels von Fluidodynamik und Wärmeübergang erfolgen die Auslegung und die Vorausberechnung von Naturumlaufverdampfern mit iterativen Berechnungsprogrammen, die durch ihre segmentweise Berechnung den sich verändernden Prozessbedingungen innerhalb des Verdampfers Rechnung tragen. Das erste iterativ arbeitende Programm wurde von [Fair, 1960] vorgeschlagen. Hierbei wurde erstmals eine Aufteilung des Naturumlaufverdampfers in eine Aufheiz- und eine Verdampfungszone vorgestellt. Mit diesem Berechnungsmodell konnte das Verhalten von Naturumlaufverdampfern mit einer Genauigkeit von $\pm 30\%$ vorausberechnet werden. In den folgenden Jahren wurde der Ansatz von Fair mit aktuelleren und verbesserten Gleichungen für den Wärmeübergang und den zweiphasigen Druckverlust optimiert [Hughmark, 1961; Thorngren, 1972; Sarma et al., 1973].

[Dialer, 1983] entwickelte ein Berechnungsprogramm, in dem Gleichungen aus der Literatur und teilweise auch selbst entwickelte halbempirische Korrelationen verwendet wurden. Diese wurden mit eigenen Messwerten und einigen wenigen Werten aus der Literatur für Reinstoffe verglichen. In diesem Programm wird der Massenstrom des Umlaufs variiert bis der berechnete Druck am Ende der Brüdenleitung gleich dem Druck im Brüdenabscheider ist. Dieses Modell wurde von [Kaiser, 1988] für die Berechnung von Gemischen erweitert. Nachteilig an diesem Berechnungsmodell ist, dass Schätzwerte für den Druckverlust in der Brüdenleitung vorgegeben werden mussten. [Arneth, 1999] entwickelte ein Programm, welches diese Annahme nicht benötigte. Hierbei wurden nur die neuesten Korrelationen für den Wärmeübergang und für den Druckverlust verwendet. Die Simulation wurde beendet, wenn in zwei aufeinanderfolgenden Berechnungsschleifen die gleiche integrale Wärmestromdichte ermittelt wurde. Diese beschriebenen Modelle wurden für Rohrnaturumlaufverdampfer entwickelt. [Hammerschmidt, 2013] veröffentlichte ein Berechnungsmodell, welches eine Vorausberechnung eines Naturumlaufverdampfers mit berippten Rohren und mit Drahtgestrickeinbauten für Reinstoffe ermöglichte. Es wurde modular aufgebaut, wodurch eine Anpassung an andere Verdampfergeometrien sehr gut möglich ist. Neben Literaturgleichungen wurden für dieses Modell auch eigene Korrelationen für den Wärmeübergang und den Druckverlust von berippten Rohren und Drahtgestrickeinbauten entwickelt und implementiert. Die ermittelten Ergebnisse konnten qualitativ eigene Messergebnisse wiedergeben. Allerdings wurde teilweise ein erheblicher quantitativer Unterschied festgestellt. Hammerschmidt macht hierfür das Fehlen gut untersuchter Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergang und den Druckverlust bei den von ihm untersuchten Geometrien verantwortlich.

Neben diesen veröffentlichten Berechnungsprogrammen gibt es aber auch weitere kommerzielle Berechnungssoftware. Bei diesen wird ebenfalls iterativ und segmentweise gerechnet. Auch hier

ergeben sich bei der Vorausberechnung von Naturumlaufverdampfer noch immer Abweichungen von $\pm 20 - 25 \%$ [Groschang et al., 1999] untereinander.

2.2 Kissenplatten

Kissenplatten weisen ein charakteristisches Kissenprofil auf. Dies resultiert aus dem Herstellungsprozess, bei dem zwei Bleche aufeinander gelegt und mittels Punktschweißung miteinander verbunden werden. Für die Schweißungen werden Laser- oder Widerstandsschweißungen angewendet. Anschließend werden die Kanten der Bleche ebenfalls mit einer Schweißnaht verschlossen. Ausgenommen hierbei sind die Anschlüsse für die Verrohrung. Im nächsten Herstellungsschritt werden die Bleche mittels Hydroumformung aufgeweitet, wodurch letztendlich die charakteristische Kissenstruktur entsteht. Abb. 2.2 zeigt das Foto einer Kissenplattenstruktur.

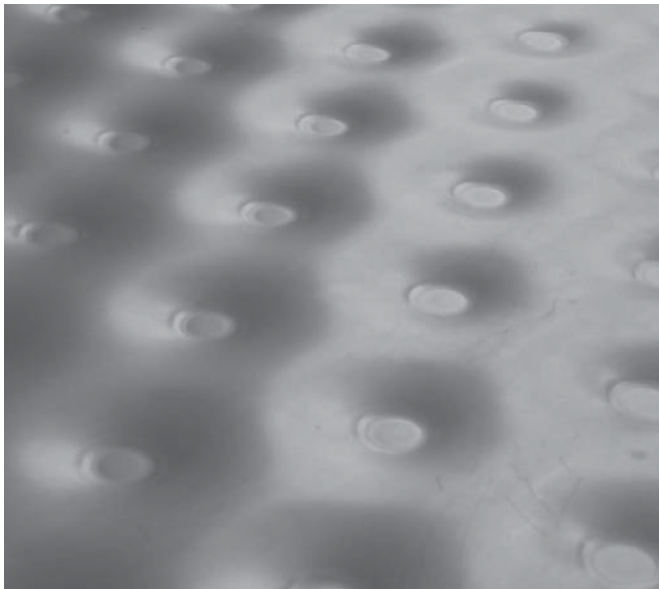


Abb. 2.2: Foto einer Kissenplattenstruktur

Aufgrund des Herstellungsprozesses weisen Kissenplatten meist eine höhere mechanische Stabilität als gestanzte Platten auf. Da die Hydroumformung bei Drücken von ca. 20 – 70 bar durchgeführt wird, weisen diese Platten eine sehr hohe innere Druckstabilität auf.

Kissenplatten werden von mehreren Apparatebauern unter verschiedenen Namen angeboten. Alternative Benennungen von Kissenplatten sind u. a. Thermobleche [DEG, 2016], WTP-System [LOB, 2016] oder BUCOplate [BUCO, 2016]. Die Verwendung als Wärmeübertrager ist die häufigste Anwendung dieser Platten. Die gebräuchlichste Anwendung in der chemischen Industrie ist der Einsatz als Kopfkondensator in Rektifikationskolonnen. Weiterhin werden die Platten auch in chemischen Reaktoren zur Abführung der Reaktionswärme eingesetzt. Hierbei findet auch oft

Verdampfung in den Kissenplatten statt. Der so entstandene Dampf kann für Wärmeintegrationsmaßnahmen weiterverwendet werden [DEG, 2016]. Die Anwendung als Fest-Flüssig-Wärmeübertrager, wobei in den Kissenplatten die Flüssigkeit und um die Kissenplatten der rieselfähige Feststoff gefördert wird, ist ebenfalls etabliert. Hierbei werden die Kissenplatten als Kühler, Wärmer oder auch als Trockner verwendet [Solex, 2016]. Eine weitere Anwendung ist die Herstellung von Eis [BUCO, 2016]. Die Kissenplatten können außerdem gebogen und verschweißt werden und somit als Behälter und Rohrleitungen geformt werden. Hierbei entstehen doppelwandige Behälter und Rohrleitungen, die u. a. für Begleitbeheizungen verwendet werden können [LOB, 2016].

Neben den hier aufgeführten kommerziellen Anwendungen der Kissenplatten gibt es eine sehr begrenzte Anzahl an wissenschaftlichen Arbeiten über Kissenplatten. Aufgrund der häufigen Anwendung der Kissenplatten als Kopfkondensator in Kolonnen beschäftigt sich eine Vielzahl der Veröffentlichungen mit der Beschreibung der Mechanismen, die für Kondensation notwendig sind. Neben Arbeiten zur Kondensation zwischen Kissenplatten sind auch Arbeiten zum Benetzungsverhalten von Flüssigkeiten auf Kissenplatten und zum einphasigen Wärmeübergang in Kissenplatten veröffentlicht. Weiterhin liegen Veröffentlichungen zum einphasigen Wärmübergang zwischen Kissenplatten und der Beschreibung der Kissenplattengeometrie vor. Dieser Arbeiten werden im Folgenden beschrieben.

2.2.1 Geometrieparameter der Kissenplatten

Aufgrund des Herstellungsverfahrens besitzen Kissenplatten eine Vielzahl an Freiheitsgraden, die die Struktur der Platten beeinflussen. Zur Charakterisierung der Geometrie der Kissenplatten sind geeignete Geometrieparameter notwendig. [Piper et al., 2014] schlägt hierbei eine Bezeichnung vor, die sich an den Geometriegrößen von Rohrbündeln orientiert. In Abb. 2.3 ist eine schematische Darstellung einer Kissenplatte und des Spaltes zwischen Kissenplatten dargestellt.

Als wichtige Parameter gelten somit der Schweißpunktdurchmesser d_{SP} und der Abstand der Schweißpunkte quer (s_q) sowie längs (s_l) zur Strömungsrichtung. Diese Größen sowie die Dicke eines Bleches δ_B und der Aufweitungsdruk während der Hydroumformung bestimmen die maximale Plattenaufweitung h_a . Die Kissenplatten können als Plattenpakete angeordnet werden. Der minimale Abstand h_{min} und der maximale Abstand h_P sind somit abhängig von der Anordnung des Plattenpakets.

Aufgrund der Vielzahl an variablen Geometrieparametern ergibt sich bei der Gestaltung der Kissenplatten auch eine große Anzahl an Freiheitsgraden, die das Design der Platte und des Plattenpakets bestimmen. Eine Definition von auslegungsrelevanten Größen, wie etwa der wärmeübertragenden Fläche $A_{WÜ}$ oder des hydraulischen Durchmessers d_h , ist weitaus komplexer als dies bei Rohren der Fall ist. Hierfür wurden ingenieurtechnisch vereinfachte [Piper et al., 2014] und genaue [Piper et al., 2015a] Gleichung dieser Geometrieparameter entwickelt.

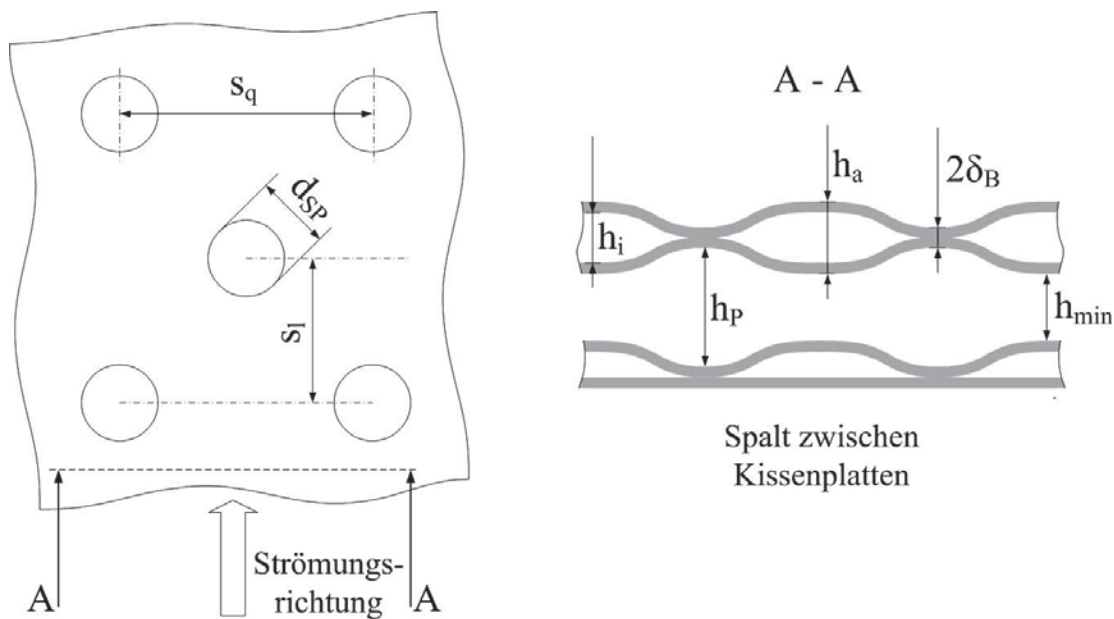


Abb. 2.3: Charakteristische Geometrieparameter vom Schweißpunktmuster einer Kissenplatte (links) und des Kanals zwischen zwei Kissenplatten (rechts) [Goedecke & Scholl, 2015a]

Bei der vereinfachten Berechnung der Geometrieparameter wird der hydraulische Durchmesser d_h in Anlehnung an den ebenen Kanal mit dem doppelten Spaltabstand berechnet. Die Kissenplattengeometrie wird durch eine Sinuskurve angenähert und der mittlere Spaltabstand \bar{h} lässt sich somit durch die Kenntnis der inneren Spalthöhe h_i berechnen. \bar{h}_i ist hierbei der mittlere innere und \bar{h}_a der mittlere äußere Spaltabstand. Es ergeben sich dadurch Korrelationen für den mittleren inneren hydraulischen Durchmesser in einer Kissenplatte $\bar{d}_{h,i}$ (Gl. 2.3) und dem mittleren äußeren (Gl. 2.4) hydraulischen Durchmesser im Spalt zwischen den Kissenplatten $\bar{d}_{h,a}$.

$$\bar{d}_{h,i} = 2\bar{h}_i = 2 \left(\frac{h_i}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.3)$$

$$\bar{d}_{h,a} = 2\bar{h}_a = 2 \left(h_p - \frac{h_i}{\sqrt{2}} \right) \quad (2.4)$$

Die innere Spalthöhe h_i lässt sich berechnen mit Gl. 2.5.

$$h_i = h_a - 2\delta_B \quad (2.5)$$

Die durchströmte Querschnittsfläche \bar{A}_q wird ebenso wie der hydraulische Durchmesser als örtlich konstant angesehen und mit der Beziehung in Gl. 2.6 für die Querschnittsfläche in einer Kissenplatte und mit Gl. 2.7 für die durchströmte Fläche zwischen Kissenplatten festgelegt.

$$\bar{A}_{q,i} = \bar{h}_i \cdot B = \left(\frac{h_i}{\sqrt{2}} \right) \cdot B \quad (2.6)$$

$$\bar{A}_{q,a} = \bar{h}_a \cdot B = \left(h_P - \frac{h_i}{\sqrt{2}} \right) \cdot B \quad (2.7)$$

Die innere und äußere wärmeübertragende Fläche $A_{WÜ}$ der Kissenplatten wird vereinfachend gleich gesetzt. Ihre Vergrößerung durch die Aufweitung wird vernachlässigt. Außerdem werden die Schweißpunkte und die Randschweißung als an der Wärmeübertragung voll beteiligt angesehen. Hierdurch wird die wärmeübertragende Fläche einer Kissenplatte als die Projektionsfläche dieser Platte mit Gl. 2.8 berechnet.

$$A_{WÜ,a} = A_{WÜ,i} = B \cdot L \quad (2.8)$$

Für die Validierung dieser Annahmen wurden von [Piper et al., 2014] Verformungssimulationen von Kissenplatten durchgeführt, um das Hydroumformen nachzubilden. Hierbei wurde gezeigt, dass durch den Umformprozess die tatsächliche benetzte Fläche an der Außenseite einer industrierelevanten Kissenplatte um maximal 7 % größer ist als die Projektionsfläche. Dabei sind aber auch die Schweißpunkte enthalten, die einen Flächenanteil von 3 – 10 % ausmachen. Die Schweißpunkte und Randschweißnaht nehmen aber nur durch Wärmeleitung am Wärmeübergang teil, wodurch sie weniger thermisch aktiv sind als die restliche Fläche.

Die exakte Berechnung der Geometrieparameter ist recht komplex. Hierfür sind Kenntnisse über die gesamte Kissenplattengeometrie notwendig, die oft nur den Kissenplattenproduzenten vorliegen. Aus diesem Grund wird auf diese Betrachtung hier nicht eingegangen. Sie sind von [Piper et al, 2015a] beschrieben worden.

2.2.2 Einphasiger Wärmeübergang und Druckverlust in Kissenplatten

Mit der Bestimmung des einphasigen Wärmeübergangs und des Druckverlustes in Kissenplatten beschäftigten sich die experimentellen Arbeiten von [Mitrovic & Peterson, 2007] und von [Tran et al., 2015a]. Beide Autoren nutzten denselben Teststand, bei dem die untersuchte Kissenplatte elektrisch beheizt und gleichzeitig mit verschiedenen Kühlflüssigkeiten durchströmt wurde. Allerdings nahmen [Tran et al., 2015a] einige Änderungen bei der Messtechnik vor. Der Durchfluss und die Eintrittstemperatur des Kühlmediums konnten variiert werden. Die verwendeten Kissenplatten besaßen eine Breite von $B_{KP} = 300$ mm und eine Höhe von $L_{KP} = 1000$ mm. [Mitrovic & Peterson, 2007] verwendeten als Versuchsmedien Wasser und ein Thermalöl. Untersucht wurde ein Prandtl-Zahl Bereich von $3,9 \leq Pr \leq 10,6$ und ein Reynolds-Zahl Bereich von $1000 \leq Re \leq 7500$. Die Versuche wurden unter der Annahme einer konstanten

Wandtemperatur auf der Innenseite der Kissenplatte ausgewertet. Hierbei beobachteten die Autoren, dass die Nußelt-Zahl mit steigender Prandtl-Zahl sinkt, was durch die Störung der Grenzschicht aufgrund der Schweißpunkte erklärt wurde. Bei der Bestimmung des Druckverlustes wurden Korrelationen für den laminaren und den Übergangsbereich vorgeschlagen. Hierbei wurde ein Umschlagspunkt von laminar zu turbulent bei einer Reynolds Zahl von $Re = 2400$ beobachtet. Die hierbei zugrundeliegende Druckverlustmessung wurde zwischen dem Ein- und Austrittsstutzen vorgenommen.

[Tran et al., 2015a] dagegen implementierten zusätzliche Druckverlustmessstellen entlang der Kissenplatte, wodurch der Einfluss des Ein- und Austrittsstutzens eliminiert werden. Außerdem wurden die Versuche unter der Annahme einer konstanten Wärmestromdichte ausgewertet. Neben der von [Mitrovic & Peterson, 2007] wurden zwei zusätzliche Kissenplatten untersucht. Bei diesen Ergebnissen zeigte sich im Unterschied zu den von [Mitrovic & Peterson, 2007] gemachten Beobachtungen ein Anstieg der Nußelt-Zahl mit steigender Prandtl-Zahl, was von [Tran et al., 2015a] als realistischeres Ergebnis angesehen wurde. Mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse werden Korrelationen für die Berechnung des Wärmeübergangs in Anlehnung an den Ansatz von Dittus-Boelter sowie für die Widerstandsbeiwerte entwickelt. Außerdem werden die experimentellen Ergebnisse mit Berechnungsdaten eines als äquivalent angenommenen Rohrbündels mit quer angeströmten Rohren verglichen. Beim Wärmeübergang zeigt sich, dass bei kleinen Massenströmen der Wärmeübergang bei den untersuchten Kissenplatten größer ist als beim Rohrbündel. Dieser vergrößerte Wärmeübergang nimmt allerdings bei einer Vergrößerung des Massenstroms ab, bis beim maximal untersuchten Massenstrom der Wärmeübergang annähernd gleich ist. Dem vergrößerten Wärmeübergang im Vgl. zum Rohrbündel stehen auch größere Druckverluste entgegen.

Neben den genannten experimentellen Arbeiten liegen die Veröffentlichungen von [Mitrovic & Maleti, 2011] und von [Piper et al., 2016] vor, die mittels CFD Simulationen den einphasigen Wärmeübergang und Druckverlust untersucht haben. [Mitrovic & Maleti, 2011] simulierten die Strömung zwischen Kissenplatten, um den Einfluss des Schweißpunktumusters auf den Druckverlust und den Wärmeübergang abzubilden. Hierfür wurde ein Kissenplattensegment mit einer Länge von $L_{KB} = 500$ mm mit konstanten Eintritts- und Wandtemperaturen untersucht. Es konnte ein um den Faktor vier vergrößerter Wärmeübergang im Vgl. zum ebenen Spalt beobachtet werden. Es zeigte sich, dass hinter den Schweißpunkten eine Rezirkulationsströmung vorliegt, die einen schlechteren Wärmeübergang hat als die Kernströmung. Die Kernströmung hingegen hat eine Mäanderform um die Schweißpunkte. Sie ist hauptsächlich für den Wärmeübergang verantwortlich. Anhand der numerischen Ergebnisse wurden Korrelationsgleichungen zur Berechnung des einphasigen Wärmeübergangs für die verwendeten Geometrien vorgeschlagen.

[Piper et al., 2016] untersuchten bei verschiedenen Kissenplattengeometrien numerisch den einphasigen Wärmeübergang und den Druckverlust. Die Simulation wurde mit den experimentellen Daten von [Tran et al., 2015a] validiert. Auch hier zeigten sich die zwei von

[Mitrovic & Maleti, 2011] beobachteten Strömungsformen der mäanderförmigen Kernströmung und der Rezirkulationsströmung hinter den Schweißpunkten. Die Rezirkulationsströmung hat hierbei einen großen Anteil am Druckverlust, aber einen kleinen am Wärmeübergang. Es wurde die thermo-hydraulische Effizienz untersucht. Hierbei zeigte sich, dass bei kleinen Reynolds-Zahlen die thermo-hydraulische Effizienz am größten ist und mit steigenden Reynolds-Zahlen abnimmt. Die größte thermo-hydraulische Effizienz wurde für Kissenplatten beobachtet, bei denen der Schweißpunkt Abstand quer zur Strömungsrichtung im Vgl. zum Abstand der Schweißpunkte längs in Strömungsrichtung groß ist. Der simulierte Druckverlust ist bei kleinen Schweißpunkten sehr viel geringer als bei großen Schweißpunkten. Außerdem wurde gezeigt, dass bei ovalen Schweißpunkten, bei denen die lange Seite des Ovals in Strömungsrichtung zeigt, die thermo-hydraulische Effizienz zusätzlich verbessert werden kann.

2.2.3 Kissenplattenkondensatoren

Obwohl die Anwendung als Kondensator in der chemischen Industrie etabliert ist, liegen bisher nur zwei Veröffentlichungen zur Kondensation an Kissenplatten vor. [Mitrovic & Peterson, 2007] veröffentlichen experimentelle Ergebnisse zur Kondensation mit Isopropanol. Der Versuchskondensator besteht aus drei Kissenplatten, wobei die Kondensation um die Kissenplatten erfolgt und in den Kissenplatten Kühlwasser strömt. Unter der Variation des Betriebsdrucks und des Dampfmassenstroms wurde das Kondensationsverhalten an den Kissenplatten untersucht. Kondensation über die gesamte Kissenlänge wurde gewährleistet. Die Experimente zeigten deutlich bessere Wärmeübergangskoeffizienten als dies durch die Nußeltsche Wasserhauttheorie vorhergesagt wurde. Selbst unter der Berücksichtigung des Schubspannungseinflusses der Dampfströmung waren die experimentellen Werte von [Mitrovic & Peterson, 2007] größer gegenüber berechneten Werten für die Kondensation an ebenen Flächen. Dieser Einfluss wurde auf die makroskopische Struktur der Kissenplatten zurückgeführt. Gleichzeitig zeigte sich allerdings ein vergrößerter Druckverlust im Vgl. zu einer ebenen Wand. Insgesamt steigt der Druckverlust bei der Zunahme des Dampfmassenstroms. Die Autoren weisen darauf hin, dass aufgrund des vergrößerten Wärmeübergangs der lokale Dampfmassenstrom entlang der Platte schneller abnimmt als bei einer ebenen Wand und dies zu geringeren integralen Druckverlusten als bei einer ebenen Wand führen kann. [Mitrovic & Peterson, 2007] stellen auch Korrelationsgleichungen für die Beschreibung der Kondensation und des Druckverlustes bei der Kondensation von Reinstoffen zwischen der vorgestellten Kissenplattengeometrie vor.

[Tran et al., 2015b] stellen experimentelle Ergebnisse von Technikumsversuchen eines Kopfkondensators in einer Kolonne vor, bei dem Chlorbenzol mit dem Vorhandensein von kleinen Mengen nicht kondensierbarem Stickstoff kondensiert wird. Der Apparat besteht aus sechs Kissenplatten, welche eine Geometrie von $s_q \times d_{sp} \times s_l = 80 \times 12 \times 70$ mm, $h_i = 8$ mm, $h_p = 12$ mm, $L_{KP} = 1800$ mm und $B_{KP} = 500$ mm haben. Die Versuche wurden bei einem Betriebsdruck von 200 mbar bei variierenden Dampfeintrittsströmen und variierenden Kühlwassertemperaturen durchgeführt. Der Kondensator kann als Totalkondensator angesehen werden, d. h. beinahe das

gesamte Chlorbenzol wird im Kondensator kondensiert. Hierfür war nicht die komplette Länge des Kondensators notwendig. Dies zeigten gemessene Temperaturprofile in der Dampfkernströmung zwischen den Kissenplatten. Es werden die gemessenen integralen Wärmedurchgangskoeffizienten gezeigt. Eine weitere Auswertung der kondensationsseitigen Ergebnisse wird mit Hinblick auf weiterführende Arbeiten, welche beim Erstellen dieser Schrift noch nicht veröffentlicht waren, nicht durchgeführt.

2.2.4 Fluidodynamik und Benetzungsverhalten von Flüssigkeitsfilmen an Kissenplatten

Die Fluidodynamik und das Benetzungsverhalten von Flüssigkeitsfilmen an Kissenplatten wurden bisher in zwei Arbeiten untersucht. [Siebeneck et al., 2015] analysierte eben dies an einer Kissenplatte mittels optischer Messung. Hierfür wurde ein Flüssigkeitsstrom gleichmäßig auf eine Kissenplatte aufgegeben, welcher auf dieser nach unten im freien Fall entlang strömte. Hierbei handelte es sich um ein fluoreszierendes Wasser Gemisch. Als minimal notwendige Berieselungsdichte wurde für die untersuchte Kissenplatte ein Wert von $0,343 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ bestimmt. Dieser Wert liegt in dem für konventionelle Fallfilme üblichen Wertebereich verglichen zu einem Rohr. Des Weiteren wurden die lokalen Filmdicken entlang der Kissenplatte untersucht. Es zeigte sich, dass das Schweißpunktmuster einen signifikanten Einfluss auf die Filmströmung hat. Es werden Kreuzströmungen induziert. Außerdem entsteht ein charakteristischer Flüssigkeitsstrom in vertikaler Richtung nach einem Schweißpunkt. Entlang der Schweißpunkte sind die gemessenen Filmdicken höher als auf den benachbarten Erhöhungen zwischen den Schweißpunkten. Dieses Verhalten wurde über einen großen Bereich der untersuchten Film-Reynolds-Zahlen und über die gesamte Kissenplattenhöhe beobachtet.

Diese Ergebnisse konnten von [Piper et al., 2015c] bestätigt und weiter beschrieben werden. Der Flüssigkeitsfilm strömt in zwei Zonen über die Kissenplatte. Es zeigte sich eine gegenseitige Beeinflussung der zwei Zonen an deren Grenzen, welche zusätzliche Turbulenzen in den lokalen Filmströmungen verursacht. In Zone 1, entlang der Schweißpunkte, steigt der Massenstrom in Strömungsrichtung, während im gleichen Maße der Massenstrom in Zone 2 sinkt. In Zone 1 herrschte eine V-förmige schnelle Strömung vor, während in Zone 2 quasi-zwei-dimensionale langsam strömende Wellen beobachtet wurden.

2.2.5 Einphasiger Wärmeübergang und Druckverlust im Spalt zwischen Kissenplatten

Der einphasige Druckverlust und Wärmeübergang im Spalt zwischen Kissenplatten wurde von [Piper et al., 2015b] beschrieben. Sie vergleichen Fluidodynamik-Messungen mit CFD Simulationen für eine einphasige Strömung zwischen Kissenplatten. Untersucht wurde der Reynolds-Zahl Bereich von $9500 \leq Re \leq 30000$ und die Prandtl-Zahl im Bereich von $6 \leq Pr \leq 150$ für die Kissenplattengeometrie von $s_q \times d_{SP} \times s_l = 42 \times 12 \times 36 \text{ mm}$, $h_i = 7 \text{ mm}$ und $h_P = 13 \text{ mm}$.

Es wurde ein erhöhter Druckverlust im Vgl. zur ebenen Wand beobachtet. Neben dem Reibungsbeiwert ζ_R liegt noch ein Formwiderstand ζ_{F0} vor, der für diese Erhöhung verantwortlich

ist. Für eine untersuchte Geometrie konnte gezeigt werden, dass der Formwiderstand 40 % des Gesamtwiderstandes ausmacht. Der Anteil des Reibungswiderstandes ergibt sich nach Gl. 2.9.

$$\psi = \frac{\zeta_R}{\zeta_{\Delta p}} \quad (2.9)$$

Der Gesamtwiderstand für Kissenplatten ergibt sich durch Gl. 2.10 und für die untersuchte Geometrie von [Piper et al., 2015b] mit Gl. 2.11.

$$\zeta_{\Delta p} = \zeta_R + \zeta_{Fo} \quad (2.10)$$

$$\zeta_{\Delta p} = 2,187 \cdot Re^{-0,356} \quad (2.11)$$

Für die Modellierung des einphasigen Wärmeübergangs wurde in Anlehnung an den Ansatz von Dittus-Boelter für diese eine Geometrie eine Korrelation entwickelt (Gl. 2.12), welche einen relativen Fehler von $\pm 2 \%$ zu den experimentellen Daten aufweist.

$$Nu = 0,06 \cdot Re^{0,745} \cdot Pr^{0,35} \quad (2.12)$$

Um eine allgemeingültige Gleichung für alle Kissenplatten zu benennen, entwickelten [Piper et al., 2015b] eine Korrelation mit der Analogie von Impuls- und Wärmeübertragung, Gl. 2.13.

$$Nu_t = \frac{(\psi \cdot \zeta_{\Delta p} / 8) \cdot Re \cdot Pr}{1,07 + 12,7 \sqrt{(\psi \cdot \zeta_{\Delta p} / 8) \cdot (Pr^{2/3} - 1)}} \quad (2.13)$$

Hierbei ist der Wärmeübergang vom Reibungsbeiwert abhängig, welcher für die Geometrie bekannt sein muss und mit Gl. 2.09 und Gl. 2.11 berechenbar ist. Der Reibungsbeiwert muss experimentell oder mittels CFD-Simulation bestimmt werden. Eine allgemeingültige Berechnung für Kissenplatten ist daher nur durch Kenntnis des Reibungsbeiwertes möglich. Allgemein zeigte sich ein verbesserter Wärmeübergang gegenüber des äquivalenten ebenen Spalt von 35 % - 45 % [Piper et al., 2015b].

2.3 Einordnung der eigenen Arbeit

Die meisten der bisherigen wissenschaftlichen Veröffentlichungen zu vertikalen externen Naturumlaufverdampfern beschäftigen sich mit Apparaten in Rohrbauweise. Des Weiteren liegen



wissenschaftliche Ergebnisse zu an Rohrgeometrien angelehnten Verdampfergeometrien vor, wie der Einsatz von berippten Rohren oder die Verwendung von Turbulenzpromotoren. Bisher liegt keine wissenschaftliche Veröffentlichung zum Thema Naturumlaufverdampfung in Plattenapparaten vor. Der Einsatz von strukturierten Oberflächen und turbulenzvergrößernden Einbauten im Rohr konnte den Wärmeübergang und den Betriebsbereich vergrößern. Diese Geometrien haben aber oft den Nachteil, dass sie nur für die Verdampfung von sehr reinen Medien ohne Foulingneigung in Frage kommen können, da eine mechanische Reinigung oft nicht möglich ist bzw. durch Fouling die positiven Einflüsse der Geometrie zunichte gemacht werden können.

Kissenplatten sind durch ihren Einsatz als Kopfkondensatoren in der chemischen Industrie bekannt und etabliert. Außerdem ist die Wärmeübergangsverbesserung aufgrund der makroskopischen Struktur qualitativ bekannt. Außerdem können Kissenplattenapparate aufgrund der dünneren Wandstärken und aufgrund des nicht notwendigen Rohrbodens leichter gebaut werden als vergleichbare Rohrbündelapparate. Gleichzeitig besitzen sie eine gute mechanische Stabilität und eine gute Druckbeständigkeit. Die Kissenplatten bringen somit einige Vorteile gegenüber Rohrapparaten mit. Ein weiterer Vorteil für die Fluidodynamik im Vgl. zu Rohrapparaten kann der rechteckige freie Strömungsquerschnitt des sein, da über einen größeren Bereich des Massendampfgehaltes ein Verblocken eines Kanals durch einzelne große Dampfblasen verhindert wird.

Aus den genannten Gründen werden vielfältige Messungen an einem Kissenplattenapparat als Naturumlaufverdampfer getätigt. Ziel soll es sein, den Wärmeübergang und die Fluidodynamik dieses Apparates zu zeigen und zu beschreiben. Hierfür wurde ein vertikaler Kissenplattenapparat konstruiert, bei dem die Verdampfung in den Spalten zwischen den Kissenplatten erfolgt. Dies stellt somit ein mechanisch reinigbares Verdampferdesign dar. Des Weiteren werden auch gezielt Betriebsbedingungen außerhalb des für Rohrapparate typischen Betriebsbereiches untersucht, wie z. B. kleine treibende Temperaturdifferenzen und die Verdampfung bei niedrigen Verdampfungsdrücken. Außerdem werden Modellierungsgleichungen für die Beschreibung von verschiedenen Wärmeübergangs- und Druckverlustmechanismen in und um Kissenplatten erarbeitet, für welche bisher keine Veröffentlichungen vorliegen.

3 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung von Fluidodynamik und Wärmeübergang in einem Kissenplatten-Naturumlaufverdampfer erklärt. Es werden die für diese Arbeit wichtigen Wärmeübergangsmechanismen im Naturumlaufverdampfer beschrieben. Die Berechnung eines Naturumlaufverdampfers ist nur mit iterativ, segmentweise rechnenden Programmen möglich, in denen die beschriebenen Gleichungen für die Fluidodynamik und den Wärmeübergang verwendet werden.

3.1 Kondensation im ebenen Spalt

Berührt gesättigter Dampf eine kalte Oberfläche, kondensiert dieser, d. h. er geht vom gasförmigen in den flüssigen Zustand über. Hierbei wird die Verdampfungsenthalpie des kondensierenden Mediums frei, was eine nennenswerte Wärmeentwicklung zur Folge hat.

Die Kondensation von Wasserdampf ist eine der häufigsten Beheizungsarten in der stoffwandelnden Industrie. In den meisten technisch relevanten Fällen liegt hierbei Filmkondensation vor. Es erfolgt die Kondensation an der Oberfläche eines Kondensatfilms. Die freie werdende Kondensatwärme muss durch den Kondensatfilm an die gekühlte Wand übertragen werden, wie in Abb. 3.1 dargestellt.

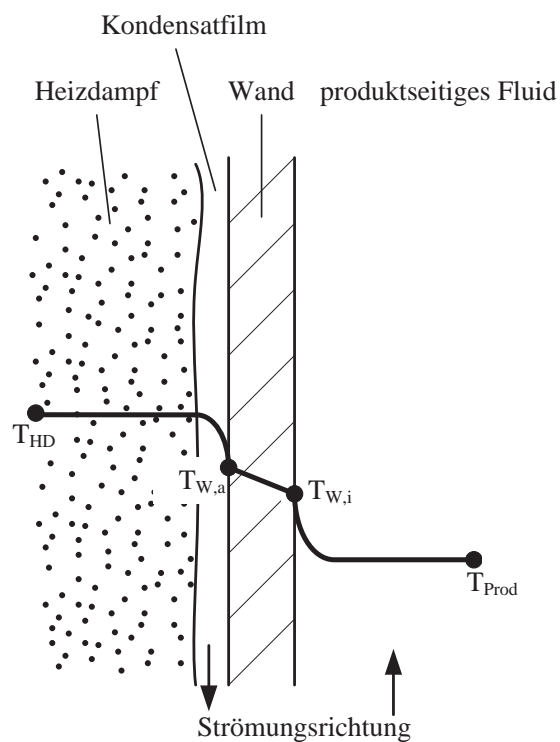


Abbildung 3.1: Temperaturverlauf bei der Kondensation von Heißdampf auf einer Seite einer ebenen Wand nach [Hammerschmidt, 2013]

Die in diesem Unterkapitel gezeigten Gleichungen sind aus [Numrich & Müller, 2013] entnommen. Sie gehen größtenteils auf die Untersuchungen von [Nußelt, 1916] zurück. Sie gelten für die Kondensation von ruhenden reinen Dämpfen. Der Einfluss der Wandschubspannung durch die Gasströmung wird vernachlässigt. Im Allg. wird der kondensationsseitige Wärmeübergangskoeffizient α_F mit der dimensionslosen Nußelt-Zahl Nu_F wie folgt berechnet:

$$\alpha_F = \frac{Nu_F \cdot \lambda_F}{L_F} \quad (3.1)$$

Hierin ist L_F die charakteristische Länge der Filmströmung und berechnet sich nach Gl. 3.2.

$$L_F = \sqrt[3]{\frac{v_F^2}{g}} \quad (3.2)$$

Abhängig davon, ob von einer integralen oder einer lokalen Betrachtung der Kondensation an einer wärmeübertragenden Fläche ausgegangen wird, werden verschiedene Gleichungen für die Berechnung des laminaren und turbulenten Bereichs verwendet. Die Berechnung der dimensionslosen Nußelt-Zahl der Filmströmung erfolgt nach Gl. 3.3 für die integrale und mit Gl. 3.4 für die lokale Betrachtung mit einer Berücksichtigung eines laminaren und eines turbulenten Anteils der Filmströmung.

$$Nu_F = \sqrt[1,2]{(f_{well} \cdot Nu_{F,l})^{1,2} + Nu_{F,t}^{1,2} \cdot f_n} \quad (3.3)$$

$$Nu_{F,x} = \sqrt[2]{(f_{well} \cdot Nu_{F,x,l})^2 + Nu_{F,x,t}^2 \cdot f_n} \quad (3.4)$$

Für die integrale Berechnung ergibt sich die laminare Nußelt-Zahl nach Gl. 3.5 und für die lokale Betrachtung nach Gl. 3.6.

$$Nu_{F,l} = 0,925 \left(\frac{1 - \rho_{vap}/\rho_{liq}}{Re_{f,l}} \right)^{1/3} \quad (3.5)$$

$$Nu_{F,x,l} = \frac{3}{4} Nu_{f,l} = 0,693 \left(\frac{1 - \rho_{vap}/\rho_{liq}}{Re_{f,l}} \right)^{1/3} \quad (3.6)$$



Hierbei ist die Filmreynolds-Zahl Re_F nach Gl. 3.7 für eine ebene Wand definiert. Die Berieselungsdichte Γ kann mit Kenntnis des Massenstroms des Kondensatfilms \dot{m}_F und der benetzten Breite des Kanals B berechnet werden. Für die Berechnung der lokalen Filmreynolds-Zahl sind auch die lokalen Berieselungsdichten einzusetzen.

$$Re_F = \frac{\dot{\Gamma}}{\eta_F} = \frac{\dot{m}_F}{B \cdot \eta_F} \quad (3.7)$$

Der Korrekturfaktor f_{well} gibt den Einfluss der Welligkeit der Filmströmung an der Oberfläche wieder, welche den Wärmeübergang verbessert. Die Berechnung erfolgt in Abhängigkeit von der Filmreynolds-Zahl nach Gl. 3.8. Diese Gleichung gilt unabhängig davon, ob eine lokale oder eine integrale Betrachtung erfolgt.

$$f_{well} = \begin{cases} 1 & \text{für } Re_F < 1 \\ Re_F^{0,04} & \text{für } Re_F \geq 1 \end{cases} \quad (3.8)$$

Die Berechnung des turbulenten Anteils der Nußelt-Zahl des Films erfolgt für die integrale Betrachtung nach Gl. 3.9 und für die lokale Betrachtung nach Gl. 3.10.

$$Nu_{F,t} = \frac{0,02 \cdot Re_F^{7/24} \cdot Pr_F^{1/3}}{1 + 20,52 \cdot Re_F^{-3/8} \cdot Pr_F^{-1/6}} \quad (3.9)$$

$$Nu_{F,x,t} = \frac{0,0283 \cdot Re_F^{7/24} \cdot Pr_F^{1/3}}{1 + 9,66 \cdot Re_F^{-3/8} \cdot Pr_F^{-1/6}} \quad (3.10)$$

Der Korrekturfaktor f_η gibt den temperaturabhängigen Einfluss der Stoffwerte des Kondensatfilms zwischen der Filmoberfläche und direkt an der Wand wieder. Er wird nach Gl. 3.11 berechnet und beeinflusst sowohl den laminaren als auch den turbulenten Wärmeübergang.

$$f_\eta = \left(\frac{\eta_{F,S}}{\eta_{F,W}} \right)^4 \quad (3.11)$$

Durch die Kenntnis des heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten lässt sich die heizseitige Wandtemperatur $T_{W,i}$ durch Verwendung der Gleichgewichtstemperatur $T_{vap,S}$ des Dampfes und der übertragenen Wärmestromdichte \dot{q} nach Gl. 3.12 berechnen.

$$T_{W,i} = T_{vap,S} - \frac{\dot{q}}{\alpha_F} \quad (3.12)$$

Durch eine konstante Wärmeleitung durch die ebene Wand kann die Wandtemperatur auf der Außenseite $T_{W,a}$ nach Gl. 3.13 berechnet werden.

$$T_{W,a} = T_{W,i} - \frac{\dot{q} \cdot s_W}{\lambda_W} \quad (3.13)$$

3.2 Einphasiger Druckverlust im Rohr und im ebenen Spalt

Für die Beschreibung der Fluidodynamik eines Naturumlaufverdampfers ist die Betrachtung des einphasigen Druckverlustes in der Zulaufleitung und im Verdampfer notwendig. Allgemein wird der einphasige Druckverlust Δp_{1Ph} in laminaren und turbulenten Strömungen mit Gl. 3.14 berechnet.

$$\Delta p_{1Ph} = \zeta \cdot a \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad (3.14)$$

Der Faktor a wird entsprechend der Strömungsform und der vorliegenden Geometrie angepasst. So gilt für Rohre und ebene Spalte Gl. 3.15.

$$\Delta p_{1Ph} = \zeta \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \cdot \frac{l}{d_h} \quad (3.15)$$

Für Armaturen und Formstücken beträgt $a = 1$. Der Widerstandsbeiwert ζ wird entsprechend des Strömungszustandes und der vorhandenen Geometrie berechnet und im Folgenden beschrieben. Die Gleichungen des einphasigen Druckverlustes, des Widerstandsbeiwertes im Rohr und im ebenen Spalt sind aus [Kast & Nirschl, 2013] entnommen. Die Zulaufleitung hat ebenfalls einen Einfluss auf den Betrieb des Naturumlaufverdampfers. Für die Berechnung des Druckverlusts im Zulauf sei auf den Anhang verwiesen.

Innerhalb des Zulaufs des Naturumlaufverdampfers und des Verdampfers selbst können laminare oder turbulente Strömungsbedingungen vorliegen. Für den Widerstandsbeiwert bei laminaren Strömungen in technisch glatten Rohren nach dem Hagen-Poiseuilleschem Gesetz gilt Gl. 3.16.

$$\zeta = \frac{64}{Re} \quad (3.16)$$

Bei der turbulenten Strömung an technisch rauen Flächen ist der Widerstandsbeiwert zum großen Teil von der absoluten Rauheit K der Oberfläche abhängig. Es gilt die implizite Gl. 3.17.

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta}} = -2 \cdot \lg \left[\frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\zeta}} + \frac{K/d_h}{3,71} \right] \quad (3.17)$$

Für den ebenen Spalt erfolgt die Berechnung des Widerstandsbeiwertes im laminaren Bereich gemäß Gl. 3.18, wenn bei der Berechnung der Reynolds-Zahl der hydraulische Durchmesser des ebenen Spaltes verwendet wird.

$$\zeta = \frac{96}{Re} \quad (3.18)$$

Bei einem beliebigen rechteckigen Kanal kann bei laminarer Strömung Gl. 3.19 für die Berechnung des Widerstandsbeiwertes verwendet werden. Die Genauigkeit im Vgl. zur numerischen Berechnung beträgt hierbei $\pm 0,05$ % [Mercker, 1987].

$$\zeta \cdot Re = 96 \cdot (1 - 1,3553\gamma + 1,9467\gamma^2 - 1,7012\gamma^3 + 0,9564\gamma^4 - 0,2537\gamma^5) \quad (3.19)$$

Hierbei ist das Seitenverhältnis γ definiert nach Gl. 3.20.

$$\gamma = b/a \quad (3.20)$$

Für turbulente Strömungen können unter Berücksichtigung des hydraulischen Durchmessers für den ebenen Spalt und den rechteckigen Kanal die Berechnungsgleichungen für das Rohr verwendet werden (siehe [Mercker, 1987]).

3.3 Zweiphasiger Druckverlust

Der zweiphasige Druckverlust Δp_{2PH} in einem Verdampfer oder einer Rohrleitung lässt sich aus der Impulsbilanz ermitteln. Durch eine eindimensionale Betrachtung entlang des Strömungsweges in Form einer Druckgleichung lässt sich der Druckverlust als Summe des hydrostatischen Druckverlustes Δp_G , des Reibungsdruckverlustes Δp_R und des Beschleunigungsdruckverlustes Δp_A ausdrücken (siehe Gl. 3.21). Die in diesem Unterkapitel enthaltenen Gleichungen stammen aus [Schmidt, 2013; Wellenhofer & Muschelkatz, 2013].

$$\Delta p_{2PH} = \Delta p_G + \Delta p_R + \Delta p_A \quad (3.21)$$



Der Massenstromdampfgehalt \dot{x} ist für die Zweiphasenströmung sehr wichtig. Er berechnet sich nach Gl. 3.22.

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_{vap}}{\dot{M}_{vap} + \dot{M}_{liq}} \quad (3.22)$$

Zur Berechnung der einzelnen Druckverlustterme werden der volumetrische Dampfgehalt ε und die mittlere Dichte ρ_m benötigt, welche im Folgenden beschrieben werden.

Die Strömungsform einer zweiphasigen Strömung liegt oft diskontinuierlich vor, wodurch die Beschreibung erschwert wird. Aus diesem Grund wurden verschiedene Modelle entwickelt, bei denen die zweiphasige Strömung als kontinuierlich angenommen wird. Die gebräuchlichsten Modelle sind hierbei das homogene, das heterogene und das Drift-Flux-Modell. Beim homogenen Modell wird angenommen, dass der Dampf und die Flüssigkeit mit gleicher Geschwindigkeit strömen. Die mittlere Dichte in der homogenen Strömung wird mit der Gl. 3.23 berechnet.

$$\rho_{hom,m} = \left(\frac{\dot{x}}{\rho_{vap}} - \frac{1-\dot{x}}{\rho_{liq}} \right)^{-1} \quad (3.23)$$

Der volumetrische Dampfanteil beim homogenen Modell ergibt sich durch Gl. 3.24.

$$\varepsilon_{hom} = \frac{\rho_{liq} \cdot \dot{x}}{\rho_{liq} \cdot \dot{x} + \rho_{vap} \cdot (1 - \dot{x})} \quad (3.24)$$

Das homogene Modell ist u. a. für die Beschreibung von Gas-Flüssigkeitsströmungen gut geeignet, bei denen beide Phasen gut durchmischt vorliegen und weiterhin die Annahme der annähernd gleichen Dampf- und Flüssigkeitsgeschwindigkeiten gilt.

Beim heterogenen Modell wird der volumetrische Dampfanteil mit Gl. 3.25 berechnet.

$$\varepsilon_{het} = \frac{1}{1 + \frac{(1-\dot{x}) \cdot s}{\dot{x}} \cdot \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}} \quad (3.25)$$

Der Schlupf s ist das Verhältnis der Dampfgeschwindigkeit w_{vap} zur Flüssigkeitsgeschwindigkeit w_{liq} . Er kann auch in Abhängigkeit vom volumetrischen Dampfanteil nach Gl. 3.26 berechnet werden. Somit sind der Schlupf und der volumetrische Dampfgehalt beim heterogenen Modell iterativ zu lösen.

$$s = \frac{w_{vap}}{w_{liq}} = \frac{\dot{x}}{1-\dot{x}} \cdot \frac{1-\varepsilon_{het}}{\varepsilon_{het}} \cdot \frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \quad (3.26)$$



Ein anderer Ansatz zur Berechnung des volumetrischen Dampfgehaltes beruht auf dem Drift-Flux-Modell (siehe Gl. 3.27). Beim Drift-Flux-Modell ist ein mathematisch weit komplexeres Modell. Es beruht auf den vier Feldgleichungen der Kontinuität des Gemischs, der Impuls- und der Energiegleichung und der Kontinuität der Gasströmung [Ishibii & Hibiki, 2006].

$$\varepsilon = \left(\frac{C_0}{\varepsilon_{hom}} + \frac{\rho_{vap} \cdot u_{gj}}{\dot{x} \cdot \dot{m}} \right)^{-1} \quad (3.27)$$

Für die Berechnung des Verteilungsfaktors C_0 und der gewichteten mittleren Driftgeschwindigkeit u_{gj} existieren in der Literatur verschiedene Ansätze. [Rouhani, 1969] entwickelte einen Ansatz, der für Rohre und Kanäle verwendet werden kann (siehe Gl. 3.28 und Gl. 3.29).

$$C_0 = 1 + 0,2 \cdot (1 - \dot{x}) \cdot \frac{(g \cdot d_h)^{0,25} \cdot \rho_{liq}^{0,5}}{\dot{m}^{0,5}} \quad (3.28)$$

$$u_{gj} = 1,18 \cdot \left(g \cdot \sigma \cdot (\rho_{liq} - \rho_{vap}) \right)^{0,25} \cdot (1 - \dot{x}) / \sqrt{\rho_{liq}} \quad (3.29)$$

In der Simulation des Kissenplatten-Naturumlaufverdampfer wurde das heterogene Modell für die Berechnung des volumetrischen Dampfanteils verwendet. Mittels dieser Größen kann die mittlere Dichte nach Gl. 3.30 für das heterogene Modell berechnet werden.

$$\rho_{het,m} = \varepsilon \cdot \rho_{vap} + (1 - \varepsilon) \cdot \rho_{liq} \quad (3.30)$$

Darauf aufbauend lässt sich der hydrostatische Druckabfall in einer Zweiphasenströmung nach Gl. 3.31 ermitteln.

$$\Delta p_g = \int_0^L \rho_{het,m} \cdot g \cdot dx \quad (3.31)$$

Der volumetrische Dampfanteil und der Massenstromdampfanteil steigen in einem senkrecht positionierten Verdampfer mit zunehmender Verdampferlänge an. Hierdurch ist eine segmentweise Berechnung des Verdampfers notwendig, um mit realistischen Werten rechnen zu können. Für den hydrostatischen Druckabfall in einem Segment gilt Gl. 3.32. Die Gln. 3.21 - 3.30 behalten ihre Gültigkeit, es müssen nur gemittelte Größen für das jeweilige Segment eingesetzt werden. Gleiches gilt für die nachfolgende Berechnung des Reibungs- und des Beschleunigungsdruckverlustes.

$$\Delta p_{G,Seg} = \rho_{m,Seg} \cdot g \cdot h_{Seg} \quad (3.32)$$

Für die Berechnung des Reibungsdruckverlustes in Rohrleitungen gibt es eine Vielzahl an Forschungsarbeiten und Berechnungsgleichungen. Hierbei verwenden die meisten Korrelationen einen Zweiphasen-Multiplikator Φ^2 , um damit durch Berechnung des Einphasendruckverlustes auf den Zweiphasendruckverlust zu schließen, was Gl. 3.33 darstellt.

$$\Delta p_{2Ph,R} = \Delta p_{1Ph,liq} \cdot \phi_{liq}^2 \quad (3.33)$$

[Lockhardt & Martinelli, 1949] postulierten, dass der Zweiphasenmultiplikator vom Lockhart-Martinelli-Parameter X abhängig ist (siehe Gl. 3.34), welcher das Verhältnis aus den einphasigen Reibungsdruckverlusten der Flüssigkeit und der Dampfströmung darstellt (siehe Gl. 3.35).

$$\phi^2 \sim X \quad (3.34)$$

$$X^2 = \frac{\Delta p_{1Ph,liq}}{\Delta p_{1Ph,vap}} \quad (3.35)$$

Die genaue Berechnung des Zweiphasenmultiplikators ist abhängig vom Strömungszustand im Rohr. Im Ansatz von [Chisholm, 1973] wird eine Berechnung des Zweiphasenmultiplikators für Rohre vorgeschlagen. Zudem wird diese Korrelation für Messwerte von Verdampferrohren und für die Verdampfung im ebenen Rechteckkanal verglichen. Hierbei konnte für beide Geometrien eine gute Übereinstimmung gefunden werden. Die Berechnung des Zweiphasenmultiplikators ist in Gl. 3.36 dargestellt.

$$\phi_L^2 = 1 + (\Gamma^2 - 1) \cdot \left[\frac{21}{\Gamma} \cdot \dot{x}^{0,9} \cdot (1 - \dot{x})^{0,9} + \dot{x}^{1,8} \right] \quad (3.36)$$

Hierbei wird der Stoffwertparameter Γ mit Gl. 3.37 berechnet.

$$\Gamma = \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \right)^{0,5} \cdot \left(\frac{\eta_{vap}}{\eta_{liq}} \right)^{0,1} \quad (3.37)$$

Dieses Modell bezieht sich auf die Berechnung des flüssigen Einphasendruckverlustes und gilt, wenn der Großteil der Strömung flüssig vorliegt. Dies ist in einem Naturumlaufverdampfer gegeben, da hier der Massenstromdampfanteil max. 30 % erreicht [Scholl & Rinner, 2006].

Der Beschleunigungsdruckverlust in Rohrleitungen ist relevant, wenn durch eine nennenswerte Dampfbildung eine Geschwindigkeitszunahme und hierdurch ein Druckabfall verursacht wird. Dies ist im Naturumlaufverdampfer der Fall, da durch die Verdampfung ständig Dampf gebildet wird, der aus der Energiebilanz berechnet werden kann. Außerdem kommt es aufgrund des Zweiphasendruckverlustes zum Flashen der Flüssigkeit, wodurch wiederum Dampf gebildet wird. Der Beschleunigungsdruckverlust kann mit Gl. 3.38 berechnet werden.

$$\Delta p_A = \frac{\dot{M}_{vap,aus} \cdot w_{vap,aus} + \dot{M}_{liq,aus} \cdot w_{liq,aus} - \dot{M}_{vap,ein} \cdot w_{vap,ein} - \dot{M}_{liq,ein} \cdot w_{liq,ein}}{A_q} \quad (3.38)$$

Bei dem Simulationsprogramm von [Hammerschmidt, 2013], welches für diese Arbeit als Grundlage dient, wird bei der segmentweisen Betrachtung zu Beginn der Iteration noch kein Beschleunigungsdruckverlust berücksichtigt. Im zweiten Iterationsschritt werden dagegen der zuvor in diesem Segment durch Verdampfung entstandene Dampfstrom mit Gl. 3.39 und der durch das Flashen verursachte Dampfstrom mit Gl. 3.40 berechnet.

$$\dot{M}_{vap,Verd,Seg} = \frac{\dot{Q}_{Seg}}{\Delta h_v} \quad (3.39)$$

$$\dot{M}_{vap,Flash,Seg} = \frac{c_p \cdot \dot{M}_{liq,ein} \cdot (T_{seg,ein} - T_{seg,aus})}{\Delta h_v} \quad (3.40)$$

Mit diesen Daten wird anschließend ein neuer Massendampfgehalt nach Gl. 3.22 berechnet und daraus dann die Austrittsgeschwindigkeiten des Dampfes und der Flüssigkeit am Austritt des Segments bestimmt.

Durch Bestimmung des Zweiphasendruckverlustes kann nach Gl. 3.41 der Austrittsdruck am Ende des Segmentes berechnet werden.

$$p_{aus} = p_{ein} - \Delta p_{2Ph} \quad (3.41)$$

„Entspricht der geschätzte Druck am Austritt dem nach Gl. 3.41, endet die Iteration. Ist keine ausreichende Übereinstimmung erzielt, wird ein neuer Druck am Austritt des Segmentes geschätzt und die Berechnung wiederholt.“ [Hammerschmidt, 2013]

Neben den Zweiphasendruckverlusten im Verdampfer sind für die Berechnung des Naturumlaufverdampfers auch die Zweiphasendruckverluste in der Brüdenleitung entscheidend. Diese lassen sich durch eine Aufteilung der Brüdenleitung in Steigleitung, Krümmer, horizontale Leitung und Querschnittserweiterung berechnen. Diese so berechneten Druckverluste müssen ebenfalls iterativ berechnet werden und zum Gesamtdruckverlust addiert werden. Die hierfür

benötigten Gleichungen sind im Anhang A.2 aufgeführt. Außerdem werden für die Berechnung des einphasigen Druckverlustes in der Zulaufleitungen die Gleichungen im Anhang A.1 benötigt.

3.4 Einphasiger Wärmeübergang im Spalt

Im Folgenden werden die Berechnungsgleichungen für den einphasigen Wärmeübergang im ebenen Spalt erläutert. Zum einphasigen Wärmeübergang im ebenen Spalt gibt es eine Vielzahl von Arbeiten, die den laminaren und turbulenten Wärmeübergang beschreiben.

3.4.1 Laminare Strömung im ebenen Spalt

Bei einer Reynolds-Zahl von $Re < 2200$ und, je nach Einlaufbedingung, auch im Bereich von $2200 \leq Re \leq 3600$ liegt, eine laminare Strömung im ebenen Spalt vor. Bei der Berechnung des laminaren Wärmeübergangs eines ebenen Spaltes wird zwischen einer hydrodynamisch ausgebildeten Strömung sowie dem hydrodynamischen und thermischen Anlauf unterschieden. Die hier vorgestellten Gleichungen stammen von [Gnielinski, 2013b].

Für eine laminare Strömung in einem ebenen Spalt bei einer beidseitigen Beheizung wird der einphasige Wärmeübergang bei einer ausgebildeten hydrodynamischen Strömung durch die Nußelt-Zahl Nu_l mit folgender Beziehung beschrieben:

$$Nu_l = (Nu_1^3 + Nu_2^3)^{1/3} \quad (3.42)$$

$$Nu_1 = 7,541 \quad (3.43)$$

$$Nu_2 = 1,841 \cdot \sqrt[3]{Re \cdot Pr \cdot d_h/L} \quad (3.44)$$

Der hier eingesetzte hydraulische Durchmesser im ebenen Spalt wird mit Gl. 3.45 berechnet.

$$d_h = 2 \cdot s \quad (3.45)$$

Diese Beziehungen geben den Wärmeübergang von Literaturwerten mit einer Genauigkeit von $\pm 4 \%$ wieder [Gnielinski, 2013b]. Bei einem hydrodynamischen und thermischen Anlauf erweitert sich Gl. 3.42 um den Wert Nu_3 zu Gl. 3.46. Nu_3 gibt hier den Einfluss der Asymptote, die bei der Grenzschichttheorie für den thermischen und hydrodynamischen Anlauf vorliegt, wieder. Nu_3 wird nach Gl. 3.47 berechnet.

$$Nu_l = (Nu_1^3 + Nu_2^3 + Nu_3^3)^{1/3} \quad (3.46)$$

$$Nu_3 = \left(\frac{2}{1+22 \cdot Pr} \right)^{1/6} \cdot \left(Re \cdot Pr \cdot \frac{d_h}{L} \right)^{1/2} \quad (3.47)$$

3.4.2 Turbulente Strömung im ebenen Spalt

Der thermische Widerstand bei der Wärmeübertragung in laminaren Strömungen ist hauptsächlich von der viskosen Unterschicht an der Wand abhängig. Das bedeutet, dass das wandnahe Temperaturprofil einen sehr großen Temperaturgradienten hat. Dagegen ist das Temperaturprofil im turbulenten Teil sehr flach [Merker, 1987]. Bei Rohren ist diese viskose Unterschicht sehr viel kleiner als der Rohrdurchmesser. Daraus folgt, dass der turbulente Wärmeübergang im ebenen Spalt mit den Korrelationen des Kreisrohrs berechenbar ist, wenn der hydraulische Durchmesser des ebenen Spaltes verwendet wird. Der Wärmeübergang im turbulenten Bereich kann im Bereich von $0,5 \leq Pr \leq 100$ und $10^4 \leq Re \leq 10^6$ mit Gl. 3.48 berechnet werden [Gnielinski, 2013a].

$$Nu_{m,t} = \frac{(\zeta/8) \cdot Re \cdot Pr}{1+12,7 \cdot \sqrt{(\zeta/8)} \cdot (Pr^{2/3}-1)} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_h}{l} \right)^{2/3} \right] \quad (3.48)$$

Der Widerstandsbeiwert wird hierbei mit der Gl. 3.49 berechnet.

$$\zeta = (1,8 \cdot \log_{10} Re - 1,5)^{-2} \quad (3.49)$$

Dem Einfluss der temperaturabhängigen Stoffwerte kann durch Gl. 3.50 Rechnung getragen werden.

$$Nu = Nu_{m,t} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,11} \quad (3.50)$$

Für die Berechnung des Wärmeübergangs in dieser Arbeit werden allerdings nicht die Korrelationen für den ebenen Spalt verwendet, da diese eine zu große Abweichung zu den gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten aufwiesen. Dies wurde von [Piper et al., 2015] beschrieben. Stattdessen wird eine eigene Korrelation verwendet, die in Kap. 6.2 vorgestellt wird.

Ein anderer Ansatz zur Berechnung des turbulenten Wärmeübergangs ist die Dittus-Boelter Gleichung. In der allgemeinen Form ist diese in Gl. 3.51 dargestellt.

$$Nu_t = c \cdot Re^m \cdot Pr^n \quad (3.51)$$

Mit diesem einfachen Ansatz ist es möglich den Wärmeübergang hinreichend genau durch eine Anpassung der Parameter c , m und n zu erreichen. Voraussetzung ist das Vorhandensein einer

vollständig ausgebildeten turbulenten Strömung. Für eine Rohrströmung gilt die Gl. 3.52, welche häufig auch für den Wärmeübergang beim Beheizen von Rechteckkanälen verwendet wird [Lucic, 2003].

$$Nu_{R,t} = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (3.52)$$

3.5 Wärmeübergang bei der Verdampfung

In der Verdampfungszone eines Naturumlaufverdampfers können abhängig vom Strömungszustand und der treibenden Temperaturdifferenz verschiedene Verdampfungsmechanismen vorliegen. In dieser Arbeit werden innerhalb des Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers nur das konvektive Sieden und das Blasensieden erwartet. Allerdings ist bei einer vollständigen Benetzung der Wand kein großer Einfluss der Strömungsform auf die aufwärtsfließende Strömung in einem Rohr beobachtet worden [Kind & Saito, 2013]. Im Allg. liegen in der Literatur viele Berechnungsvorschläge für den Wärmeübergang bei diesen Zuständen für Rohre vor. Für Kissenplatten sind keine Korrelationen bekannt. Für den ebenen Spalt wird meist mit den Gleichungen für das Rohr gerechnet. Aus diesem Grund sind abgesehen von Gleichungen mit ergänzenden Quellen alle Gleichungen aus [Gorenflo, 2013; Kind & Saito, 2013] entnommen.

Das konvektive Sieden ist der vorliegende Wärmeübergangsmechanismus, wenn der Wärmewiderstand der wandnahen Grenzschicht kleiner ist als der Widerstand beim Blasensieden. Da noch keine Dampfblasen gebildet werden können, erfolgt die Verdampfung nicht an der Verdampferwand, sondern an der freien Phasengrenzfläche, z. B. an bereits entstandenem Dampf in Richtung des Strömungsweges. Der Wärmeübergang beim konvektiven Sieden ist hauptsächlich von den Vorgängen in der Flüssigkeit abhängig. [Steiner & Taborek, 1992] schlagen zur Berechnung Gl. 3.53 vor.

$$\frac{\alpha_{KS}}{\alpha_{liq,O}} = \left\{ (1 - \dot{x})^{0,01} \cdot \left[(1 - x)^{1,5} + 1,9\dot{x}^{0,6} \cdot \left(\frac{\rho_{liq,S}}{\rho_{vap,S}} \right)^{0,35} \right]^{-2,2} + \dot{x}^{0,01} \cdot \left[\frac{\alpha_{vap,O}}{\alpha_{liq,O}} \cdot \left(1 + 8 \cdot (1 - \dot{x})^{0,7} \cdot \left(\frac{\rho_{liq,S}}{\rho_{vap,S}} \right)^{0,67} \right) \right]^{-2} \right\}^{-0,5} \quad (3.53)$$

Die Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{liq,O}$ und $\alpha_{vap,O}$ beschreiben hierbei den einphasig flüssigen bzw. einphasig gasförmigen Wärmeübergang, wenn der gesamte Massenstrom flüssig oder dampfförmig vorliegen würde.



Bei einer Erhöhung der Wärmestromdichte beginnt durch Überschreitung des „onset of nucleate Boiling“ \dot{q}_{onb} das Blasensieden. Diese Wärmestromdichte kann mit Gl. 3.54 berechnet werden.

$$\dot{q}_{onb} = \frac{2\sigma \cdot T_s \cdot \alpha_{LO}}{r_{cr} \cdot \rho_{liq,0} \cdot \Delta h_v} \quad (3.54)$$

Hierbei beträgt der kritische Radius $r_{cr} = 0,3 \cdot 10^{-6}$ m. Wenn während der segmentweisen Betrachtung des Naturumlaufverdampfers die lokale Wärmestromdichte $\dot{q}_{seg} < \dot{q}_{onb}$ ist, gilt für den Wärmeübergangskoeffizient der Verdampfung α_{VD} Gl. 3.55. Anderenfalls hat das Blasensieden einen Einfluss auf den Wärmeübergang und es gilt Gl. 3.56.

$$\alpha_{VD} = \alpha_{KS} \quad (3.55)$$

$$\alpha_{VD} = \sqrt[3]{\alpha_{KS}^3 + \alpha_{BS}^3} \quad (3.56)$$

Der Wärmeübergang beim Blasensieden wird mit Gl. 3.57 berechnet.

$$\frac{\alpha_{BS}}{\alpha_0} = C_F \cdot \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0}\right)^n \cdot F(p^*) \cdot F(d) \cdot F(W) \cdot F(\dot{m}, \dot{x}) \quad (3.57)$$

In dieser Gleichung gibt der Wert C_F die Flüssigkeitseigenschaften wieder. Er ist für einige Stoffe tabelliert, z. B. ist für Wasser $C_F = 0,72$. Ansonsten kann dieser Wert mit Gl. 3.58 und der molaren Masse von Wasserstoff $\tilde{M}_{H_2} = 2,016$ g/mol abgeschätzt werden.

$$C_F = 0,435 \cdot \left(\tilde{M}/\tilde{M}_{H_2}\right)^{0,27} \quad (3.58)$$

Dabei ist α_0 ein Normierungswert und \dot{q}_0 ist ein stoffspezifischer Wert, der ebenfalls für einige Stoffe tabelliert ist. Für Wasser gilt $\alpha_0 = 25580$ W/m² und $\dot{q}_0 = 150$ kW/m².

Der Exponent n kann für verschiedene Stoffgruppen berechnet werden. Für anorganische Stoffe wie Wasser oder Kohlenwasserstoffe gilt Gl. 3.59.

$$n = 0,8 - 0,1 \cdot 10^{(0,76 \cdot p^*)} \quad (3.59)$$

Hierbei ist p^* der reduzierte Druck, welcher das Verhältnis aus dem tatsächlichem Druck und dem kritischen Druck angibt und mit Gl. 3.60 berechnet wird.



$$p^* = p/p_c \quad (3.60)$$

Zur Beschreibung der Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs beim Blasensieden gilt für die Funktion $F(p^*)$ Gl. 3.61.

$$F(p^*) = 2,816 \cdot p^{*0,45} + \left(3,4 + \frac{1,7}{1-p^{*7}}\right) \cdot p^{*3,7} \quad (3.61)$$

Der Einfluss des Rohrdurchmessers wird mit der Funktion $F(d)$ beschrieben und mit Gl. 3.62 dargestellt. Für das Rohr liegen einige Untersuchungen zum Einfluss des Durchmessers auf den Wärmeübergang beim Sieden vor. Dem Autor sind allerdings keine Arbeiten hierzu für den ebenen Kanal bekannt. Aus diesem Grund wird für einen ebenen Kanal und für den Spalt zwischen Kissenplatten der hydraulische Durchmesser $\bar{d}_{h,a}$ nach Gl. 2.4 für den Durchmesser d verwendet, siehe Gl. 3.63.

$$F(d) = (10^{-2}m/d)^{0,4} \quad (3.62)$$

$$F(d) = \left(10^{-2}m / \left(2 \left(h_p - \frac{h_i}{\sqrt{2}}\right)\right)\right)^{0,4} \quad (3.63)$$

Der Einfluss der Wandeigenschaften spielt eine entscheidende Rolle für das Blasensieden. Dies wird mit der Funktion $F(W)$ ausgedrückt, für die Gl. 3.64 gilt. Darin wird dem Einfluss der Rauheit auf den Wärmeübergang Rechnung getragen.

$$F(W) = (R_a/10^{-6}m)^{0,133} \quad (3.64)$$

Nach bisherigen Arbeiten ist das Blasensieden nicht abhängig vom Strömungseinfluss und dementsprechend auch nicht von der Massenstromdichte \dot{m} und dem Massendampfgehalt \dot{x} . Somit gilt für die Funktion $F(\dot{m}, \dot{x})$ Gl. 3.65.

$$F(\dot{m}, \dot{x}) = 1 \quad (3.65)$$

4 Versuchsdurchführung und –auswertung

Im Folgenden werden der Kissenplattenverdampfer und die Versuchsanlage vorgestellt. Außerdem werden die Bestimmung des übertragenen Wärmestroms im Verdampfer, die Berechnung des Wärmedurchgangs durch eine Kissenplatte sowie die Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten in der Aufheiz- und Verdampfungszone thematisiert.

4.1 Verdampfer- und Kissenplattengeometrie

Der in dieser Arbeit untersuchte Apparat besteht aus drei Kissenplatten. Die Verdampfung erfolgt **zwischen** und die Beheizung **in** den Kissenplatten. Die Bemaßung des Verdampfers und der Kissenplatten im eingebauten Zustand, sowie geometrischen Daten der Versuchsanlage sind als schematische Zeichnung in Abb. 4.1 dargestellt. Abb. 4.2 zeigt ein Foto des Verdampfers. Der Zulauf des Verdampfers ist als Trichter ausgeführt, der vom runden Querschnitt der Zulaufleitung zum rechteckigen Kanal des Verdampfers führt. Die Strömung wird anschließend bis zum Beginn der Kissenplatten in einem ebenen rechteckigen Kanal geführt. Im Anschluss an die Kissenplatten ist die Haube des Verdampfers angeschraubt. Diese führt wieder vom rechteckigen Kanal auf den Rohrquerschnitt der Brüdenleitung.

Tabelle 4.1: Geometrieparameter der verwendeten Kissenplatten

s_q	Abstand der Schweißpunkte quer zur Strömung	42 mm
s_l	Abstand der Schweißpunkte längs zur Strömung	31 mm
d_{SP}	Schweißpunktdurchmesser	8 mm
h_a	Maximale Kissenplattenaufweitung	9 mm
h_P	Maximaler Kissenplattenabstand	13 mm
δ_B	Plattendicke	1,5 mm
L_{KP}	Kissenplattenhöhe	800 mm
B_{KP}	Kissenplattenbreite	220 mm
B_{RS}	Breite der Randschweißnaht	10 mm
n_{KP}	Kissenplattenanzahl	3
$A_{WÜ}$	Wärmeübertragende Fläche nach Gl. 2.8	0,704 m ²
$A_{WÜ,real}$	Wärmeübertragende Fläche mit Plattenaufweitung	0,712 m ²

Die beiden äußeren Kissenplatten sind einseitig expandiert, die mittlere zweiseitig. Die Kissenplatten bestehen aus 1.4571 Edelstahl und wurden von Firma DEG Engineering GmbH, Gelsenkirchen gefertigt und zu einem Apparat montiert. Die Geometrieparameter der Kissenplatten sind in Tab. 4.1 entsprechend Abb. 2.3 aufgeführt.

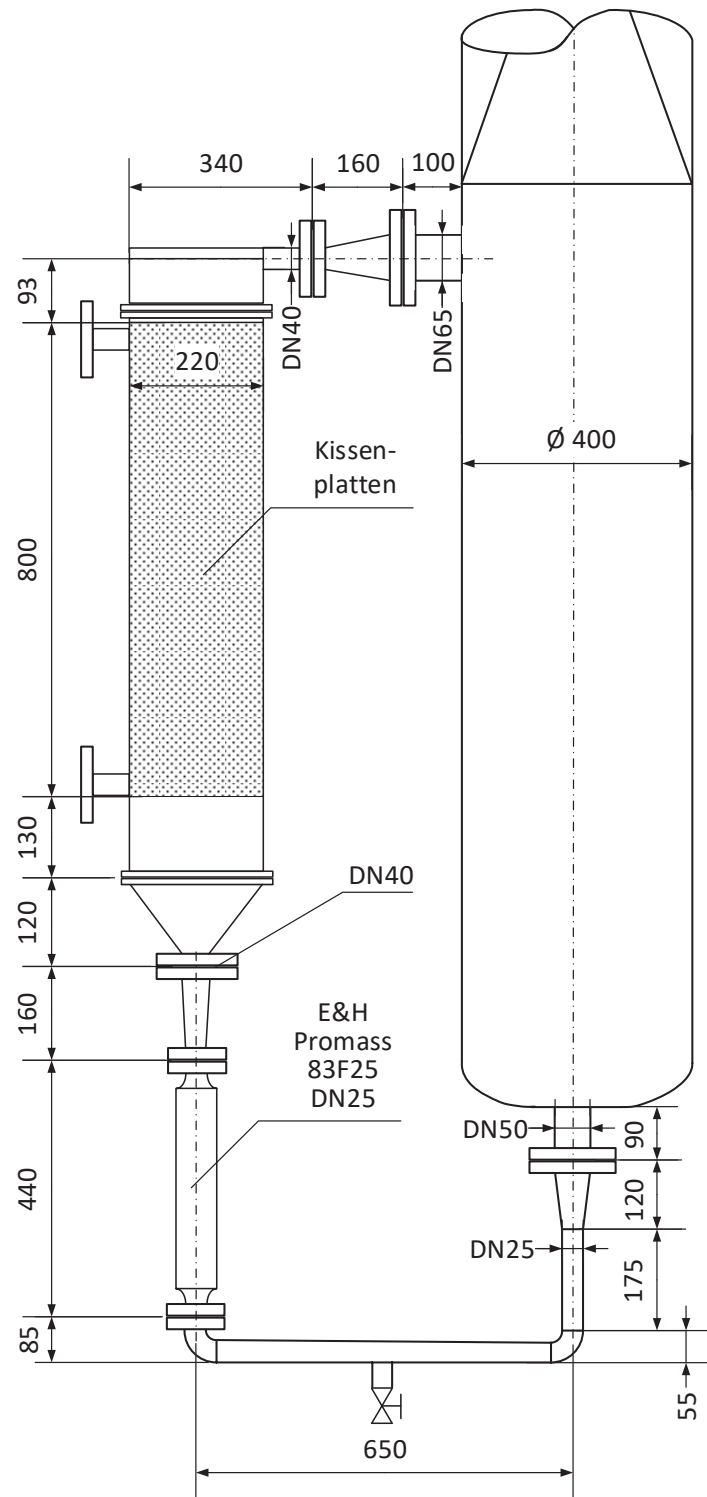


Abb. 4.1: Verrohrung und Maße des untersuchten Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers

Versuchsdurchführung und -auswertung

Die Angaben der realen wärmeübertragenden Fläche $A_{W\ddot{U},real}$ unter Berücksichtigung der Plattenaufweitung beruhen auf Verformungssimulationsdaten von Mark Piper von der Universität Paderborn, die im Rahmen der gemeinsamen Forschungsarbeit im BMBF Forschungsprojekt „InnovA² - Innovative Apparate- und Anlagenkonzepte zur Steigerung der Effizienz von Produktionsprozessen“ (Förderkennzeichen: 033 RC 1013 A) zur Verfügung gestellt wurden. Für alle Berechnungen und Auswertungen in dieser Arbeit wurde die wärmeübertragende Fläche $A_{W\ddot{U}} = 0,704 \text{ m}^2$ verwendet.



Abb. 4.5: Kissenplattenverdampfer stehend im nicht eingebauten Zustand

4.2 Versuchsanlage

Abb. 4.3 zeigt ein Foto der Versuchsanlage.



Abb. 4.4: Foto der Versuchsanlage

Der Aufbau der Versuchsanlage ist als Verfahrensfliessbild in Abb. 4.4 dargestellt.

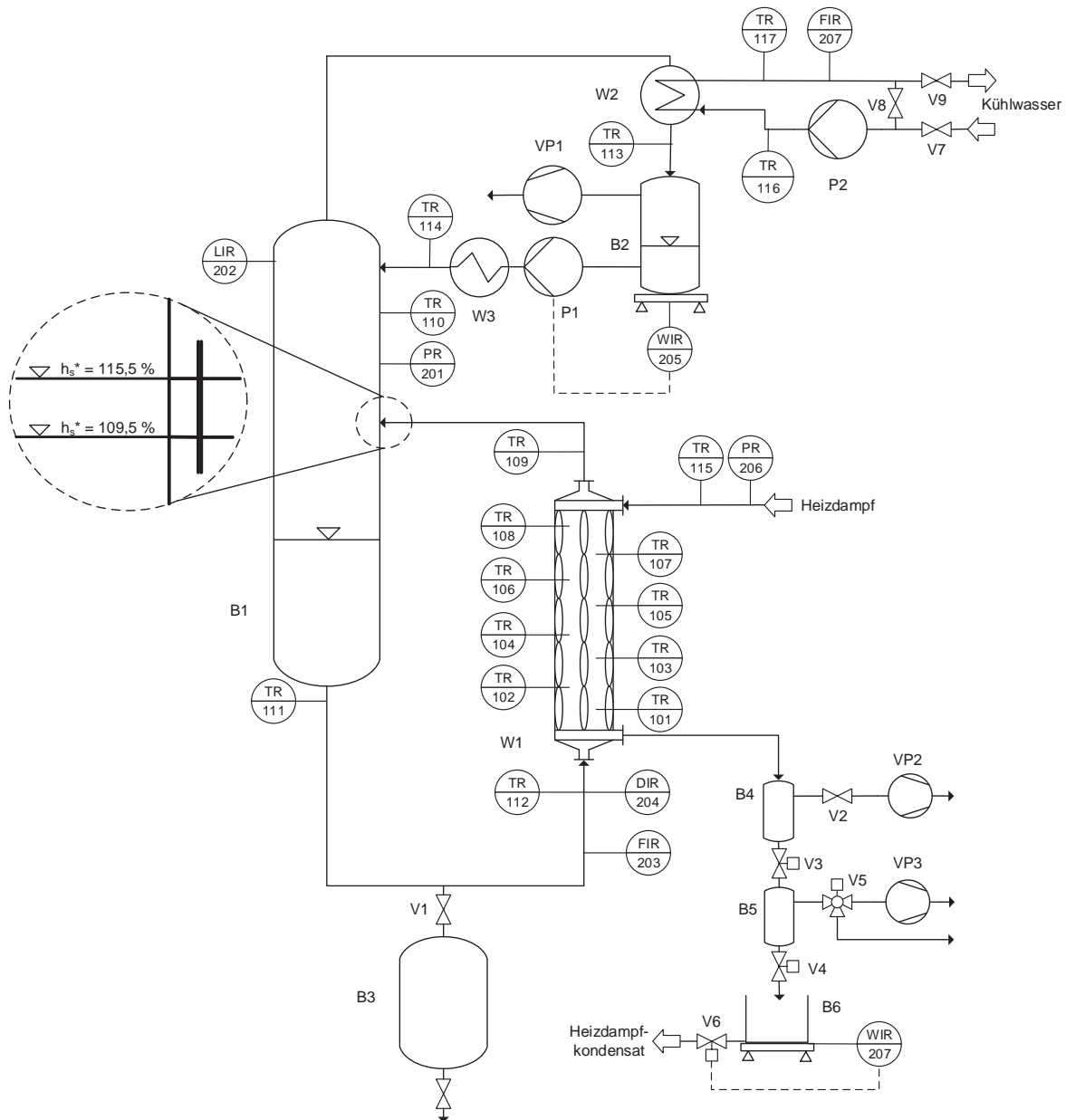


Abb. 4.4: Verfahrensfliessbild der Versuchsanlage

Das flüssige Versuchsmedium wird im Brüdenabscheider B1 vorgelegt. Die Temperaturmessung der Dampfphase und des Drucks erfolgen mit den Messstelle TR110 und PR201. Alle in der Anlage verbauten Temperaturmessstellen sind Thermoelemente vom Typ K. Außerdem wird im Brüdenabscheider der Füllstand mit dem geführten Radar LIR202 (Levelflex, Endress+Hauser) bestimmt. Der Füllstand wird hierbei als scheinbarer Flüssigkeitsstand ausgegeben und mit Gl. 2.2 berechnet. Die Austrittstemperatur der Flüssigkeit wird direkt nach dem Austritt des Brüdenabscheiders gemessen (TR111). Das Versuchsmedium fließt durch die Zulaufleitung zum



Kissenplatten-Verdampfer W1. Hierbei durchströmt es einen Coriolisdurchflussmesser (Promass 83F25, Endress+Hauser), der den Massenstrom (FIR203) und die Dichte des Umlaufs (DIR204) bestimmt. Außerdem wird die Eintrittstemperatur (TR112) kurz vor dem Verdampfer gemessen.

Im Verdampfer wird das Medium teilweise verdampft. Hier werden mit den Messstellen TR101 - TR108 die Temperaturen entlang des Strömungsweges bestimmt, ebenso wie in der Brüdenleitung nach dem Verdampferaustritt (TR109). In einer Höhe entsprechend dem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $109,5 \% \leq h_s^* \leq 115,5 \%$ strömt das Dampf-Flüssigkeitsgemisch in den Brüdenabscheider, in dem es voneinander getrennt wird. Die Flüssigkeit fällt nach unten und steht somit wieder dem Umlauf zur Verfügung. Der Dampf steigt nach oben in den Kondensator W2, in dem er kondensiert und abgekühlt wird. Diese Abkühlung wird mit TR113 gemessen. Das kondensierte Versuchsmedium fließt in Behälter B2, welcher auf einer Waage WIR205 (Signum SIWSDCP-1-35, Sartorius) steht. Wenn ein bestimmter Waagenwert überschritten wurde, fördert die Pumpe P1 das Kondensat wieder zurück in den Brüdenabscheider. Hierbei wird der elektrisch beheizte Wärmeübertrager W3 durchflossen, um das Kondensat annähernd auf die Gleichgewichtstemperatur im Brüdenabscheider aufzuwärmen. Die Temperatur wird kurz vor dem Brüdenabscheider gemessen (TR114). Um dies zu unterstützen, kann mit Hilfe der Pumpe P2 und der Ventile V7 – V9 die Kühlwassereintrittstemperatur so eingestellt werden, dass der Dampf im Kondensator W2 vollständig kondensiert wird und gleichzeitig eine hohe Kondensataustrittstemperatur vorliegt. Es werden die Ein- (TR116) und Austrittstemperaturen (TR117) und der Volumenstrom (FIR207, Promag 55 S, Endress+Hauser) des Kühlwassers gemessen. Mit der Vakuumpumpe VP1 wird der Betriebsdruck eingestellt, der mit PR201 gemessen wird.

Die Beheizung des Verdampfers erfolgt mit gesättigten Wasserdampf. Hierfür wird Wasserdampf aus dem institutseigenen Dampfnetz in einen Dampfumformer geleitet, in dem der Beheizungsdruck eingestellt werden kann und gesättigter Wasserdampf bereitgestellt wird. Am Dampfumformer wird der Druck (PR206) und kurz vor dem Verdampfer die Temperatur (TR115) gemessen. Der Wasserdampf strömt in den Kissenplatten-Verdampfer W1 und kondensiert dort vollständig in den Kissenplatten. Das Heizdampf-kondensat fließt in den Behälter B4. Die Vakuumpumpe VP2 stellt den Verdampfungsdruck ein, wenn auf der Heizdampfseite Temperaturen von $T_{\text{Heiz}} < 100 \text{ °C}$ benötigt werden. Bei höheren Heizdampf-temperaturen wird das Ventil V2 geschlossen. Mit Hilfe der Ventile V3 - V5, den Behältern B4 und B5 und der Vakuumpumpe VP3 kann das Heizdampf-kondensat aus der Versuchsanlage alle 240 Sekunden ausgeschleust werden, ohne dabei messbare Druck- und Temperaturänderungen auf der Heizseite zu verursachen. Das Heizdampf-kondensat wird in Behälter B6 gesammelt und gewogen (WIR207, Signum SIWSDCP-1-35, Sartorius). Wenn ein bestimmter Waagenwert überschritten wird, öffnet Ventil V6 und das Heizdampf-kondensat wird abgelassen. Alle Messwerte werden von einem Messrechner gespeichert. Die Anlagensteuerung erfolgt mittels eines LabVIEW-Programms.

Um die Wärmeverluste zu minimieren, ist die gesamte Anlage mit Steinwolle isoliert und der Brüdenabscheider sowie ein Teil der Verbindung zwischen Brüdenabscheider B1 und Kondensator W2 begleitbeheizt.

Bei der Inbetriebnahme der Versuchsanlage wird auf der Heizseite das Inertgas ausgeschleust, um eine vollständige Entlüftung zu gewährleisten. Wenn sowohl die Temperaturen im Brüdenabscheider und im Verdampfer, als auch der Umlaufstrom und der Betriebsdruck konstante Werte für mind. 10 Minuten angenommen haben, wird für 20 Minuten ein Betriebspunkt gemessen. Aus diesen Messwerten werden für Umlaufströme, Temperaturen und Drücke die Mittelwerte für die Auswertung verwendet. Nach der Messung eines scheinbaren Flüssigkeitsstandes wird das Ventil V1 geöffnet, damit ein Teil Flüssigkeit aus dem Brüdenabscheider in Behälter B3 ströme und somit der scheinbare Flüssigkeitsstand auf einen neuen Wert eingestellt wird. Anschließend werden die Inerte auf der Heizseite wieder ausgeschleust und eine neue Messung gestartet.

4.3 Bestimmung des übertragenen Wärmestroms im Verdampfer

Die Bestimmung des im Verdampfer übertragenen integralen Wärmestroms erfolgt mittels dreier Energiebilanzen.

Die erste Bilanzierung erfolgt entsprechend Abb.4.5 über die Bestimmung des Heizdampfkondensats. Alle 240 Sekunden wird das Heizdampfkondensat in den Behälter B6 abgelassen, welcher auf der Waage WIR207 steht. Somit kann ein integral ermittelter Massenstrom für diese Zeit bestimmt werden. Die so ermittelten Massenströme werden während des Messzeitraums gemittelt. Die Berechnung des mittels des Heizdampfkondensats bestimmten Wärmestroms erfolgt mit Gl. 4.1. Da von einer vollständigen Kondensation des Heizdampfes im Verdampfer ausgegangen wird, sind die Massenströme des Heizdampfes \dot{m}_{HD} und Heizdampfkondensats $\dot{m}_{HD,K}$ gleich.

$$\dot{Q}_{HD} = \dot{m}_{HD}h_{HD} - \dot{m}_{HD,K}h_{HD,K} = \dot{m}_{HD,K} \cdot \Delta h_{v,HD} \quad (4.1)$$

Es wird davon ausgegangen, dass der Heizdampf immer im Gleichgewicht zum Heizdampfkondensat steht und somit keine Heizdampfüberhitzung und keine Kondensatunterkühlung vorliegt. Alle Stoffwerte werden entsprechend Anhang A3 ermittelt.

Zur Berechnung des produktseitigen Wärmeübergangs wird der Bilanzraum entsprechend Abb. 4.5 (links) gebildet. Durch die Bilanzierung aller ein- und austretenden Ströme ergibt sich Gl. 4.2.

$$0 = -\dot{m}_U h_{U,BA} + \dot{m}_U h_{V,ein} + \dot{m}_{HD,K} h_{HD} - \dot{m}_{HD,K} h_{HD,K} + \dot{m}_{P,K} h_{Reflex} - \dot{m}_{P,K} h_{P,BA} \quad (4.2)$$

Gl. 4.2 kann durch detaillierte Betrachtung der einzelnen Enthalpieströme und einigem Zusammenfassen zu Gl. 4.3 zusammengefasst werden.

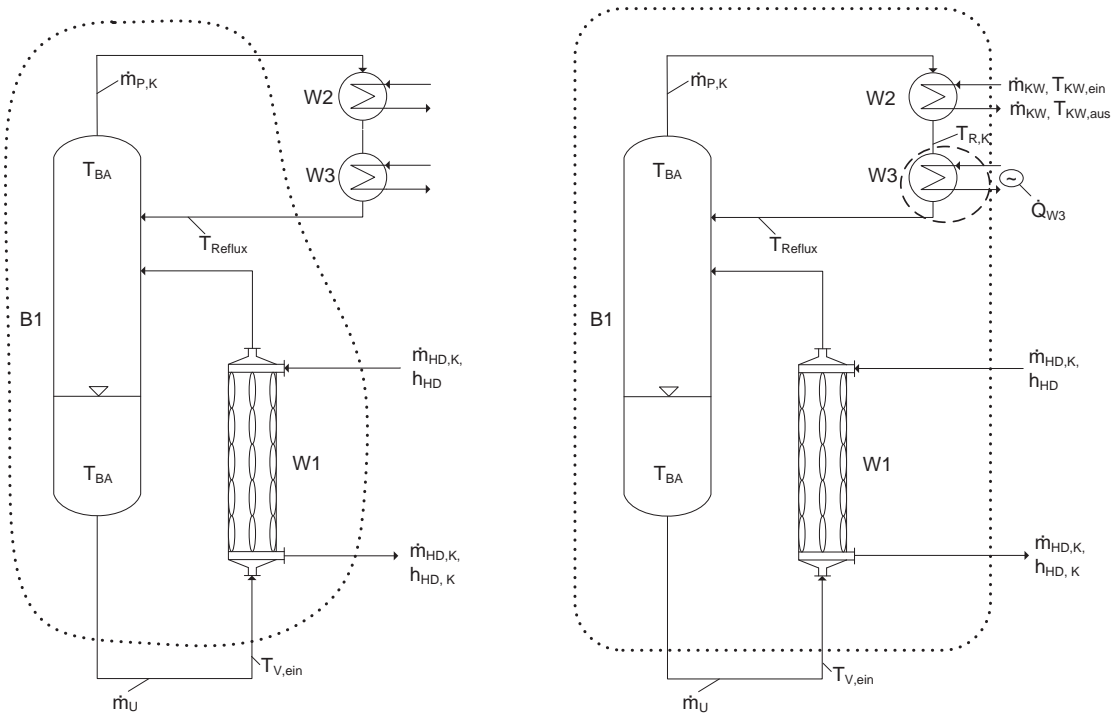


Abbildung 4.5: Bilanzraum der Produktbilanz (links) und der Kühlwasserbilanz (rechts)

$$0 = \dot{m}_U c_{p,U} (T_{V,ein} - T_{BA}) + \dot{m}_{HD,K} \Delta h_{v,HD} + \dot{m}_{P,K} c_{p,P,K} (T_{Reflux} - T_{BA}) - \dot{m}_{P,K} \Delta h_{v,P} \quad (4.3)$$

Durch Subtraktion der Enthalpiedifferenz zwischen eintretendem Heizedampf und dem austretendem Heizedampfkondensat von Gl. 4.3 ergibt sich Gl. 4.4

$$\dot{m}_{HD,K} \Delta h_{v,HD} = \dot{m}_{P,K} \Delta h_{v,P} - \dot{m}_U c_{p,U} (T_{V,ein} - T_{BA}) + \dot{m}_{P,K} c_{p,P,K} (T_{BA} - T_{Reflux}) \quad (4.4)$$

Der Term auf der rechten Seite von Gl. 4.4 ist somit gleich der Heizedampfbilanz von Gl. 4.1. Dies bildet nach Gl. 4.5 und 4.6 die Produktbilanz.

$$\dot{Q}_{HD} = \dot{Q}_{PS} \quad (4.5)$$

$$\dot{Q}_{PS} = \dot{m}_{P,K} \cdot \Delta h_v + \dot{m}_{P,K} \cdot c_{p,Reflux} \cdot (T_{BA} - T_{Reflux}) + \dot{m}_U \cdot c_{p,U} \cdot (T_{BA,aus} - T_{V,ein}) \quad (4.6)$$

Die zweite Energiebilanz wird somit mittels des auf der Produktseite anfallenden Kondensats in Behälter B2 bestimmt. Dieser steht auf der Waage WIR205, welche die Kondensatpumpe P1 ansteuert. Wird ein bestimmter Waagenwert überschritten, fördert die Pumpe P1 das Kondensat

zurück in den Brüdenabscheider. Es entsteht ein Sägezahnprofil des Waagenwertes. In der Auswertung wird die Differenz zwischen maximalem und minimalem Wert eines Anstieges bestimmt, bei dem die Pumpe P1 nicht fördert. Diese Differenz wird durch die hierbei benötigte Zeit dividiert, um den Massenstrom zu bestimmen. Die somit ermittelten Produktkondensatmassenströme werden, wie alle anderen Werte dieser Berechnung, für die Versuchszeit gemittelt. Neben dem Produktkondensatstrom fließen auch die Unterkühlung des Produktkondensates sowie die Wärmeverluste in der Zulaufleitung des Verdampfers in die Gl. 4.2 ein. Um eine Abreicherung des Leichtsieders und eine Abnahme des scheinbaren Flüssigkeitsstandes im Brüdenabscheider zu minimieren, beträgt die Differenz des Waagenwertes 200 g.

Für die Ermittlung der dritten Energiebilanz wird der Bilanzraum nach Abb. 4.5 (rechts) betrachtet und es werden wieder alle ein- und austretenden Enthalpieströme zusammengefasst, wodurch sich Gl. 4.7 ergibt.

$$0 = \dot{m}_{KW,ein} h_{KW,ein} - \dot{m}_{KW,aus} h_{KW,aus} + \dot{Q}_{W3} + \dot{m}_{HD} h_{HD} - \dot{m}_{HD,K} h_{HD,K} - \dot{m}_U h_{BA,aus} + \dot{m}_U h_{V,ein} \quad (4.7)$$

Hierbei ist \dot{Q}_{W3} der in das System eingebrachte Wärmestrom der elektrischen Begleitheizung W3. Dieser berechnet sich nach Gl. 4.8.

$$\dot{Q}_{W3} = \dot{m}_{P,K} c_{p,Reflux} (T_{Reflux} - T_{P,K}) \quad (4.8)$$

Durch Zusammenführen von Gl. 4.7 und Gl. 4.8 und eine detaillierte Darstellung der Enthalpieströme ergibt sich Gl. 4.9.

$$\dot{m}_{HD,K} \Delta h_{v,HD} = \dot{m}_{KW} c_{p,KW} (T_{KW,aus} - T_{KW,ein}) + \dot{m}_{P,K} c_{p,Reflux} (T_{P,K} - T_{Reflux}) + \dot{m}_U c_{p,U} (T_{BA,aus} - T_{V,ein}) \quad (4.9)$$

Somit ergibt sich durch Gl. 4.10 die Kühlwasserbilanz, welche gleich der Heizedampf- und der Produktbilanz ist (Gl. 4.11).

$$\dot{Q}_{KW} = \dot{m}_{KW} \cdot c_{p,KW} \cdot (T_{KW,aus} - T_{KW,ein}) + \dot{m}_{P,K} c_{p,Reflux} (T_{P,K} - T_{Reflux}) + \dot{m}_U \cdot c_{p,U} \cdot (T_{BA,aus} - T_{V,ein}) \quad (4.10)$$

$$\dot{Q}_{HD} = \dot{Q}_{PS} = \dot{Q}_{KW} \quad (4.10)$$

Die Ermittlung des Gesamtwärmestroms des Verdampfers \dot{Q}_V wird entsprechend Gl. 4.11 aus dem Mittelwert der drei Bilanzen gebildet, wenn die Abweichungen der Kühlwasser- und der Produktbilanz weniger als $\pm 20\%$ der Heizdampfbilanz entsprechen.

$$\dot{Q}_V = \frac{\dot{Q}_{HD} + \dot{Q}_{PS} + \dot{Q}_{KW}}{3} \quad (4.11)$$

Falls eine größere Abweichung als 20% vorlag und keine systematischen Abweichungen bei einer der Bilanzen nachgewiesen werden konnten, wurde der Versuch wiederholt. Die integrale Wärmestromdichte \dot{q}_V wird mit Gl. 4.12 berechnet.

$$\dot{q}_V = \frac{\dot{Q}_V}{(n_{KP} + 1) \cdot B_{KP} \cdot L_{KP}} \quad (4.12)$$

4.4 Wärmedurchgangskoeffizient bei Kissenplatten

Aufgrund der komplexen Geometrie der Kissenplatten ist eine exakte Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten nicht ohne weiteres möglich. Der Wärmedurchgangskoeffizient wäre dementsprechend nicht nur von den Wärmeübergangsmechanismen, sondern auch vom Ort abhängig. Um eine konstante Definition zur Berechnung des Wärmedurchgangs zu erstellen, mit der allgemeine ingenieurtechnisch relevante Korrelation ermittelt werden können, werden in dieser Arbeit alle lokalen und integralen Wärmedurchgangskoeffizienten in Anlehnung an eine ebene Wand mit Gl. 4.13 berechnet.

$$k_{KP} = \left(\frac{1}{\alpha_{HD}} + \frac{\delta_B}{\lambda_w} + \frac{1}{\alpha_V} \right)^{-1} \quad (4.13)$$

Die Wandstärke δ_B wird hierbei über die gesamten Fläche als konstant angesehen und entspricht damit der Wandstärke des Blechs vor der Hydroumformung. Ebenfalls wird die Wärmeleitfähigkeit der Wand mit $\lambda_w = 15 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ als konstant angesehen. Die Schweißpunkte und die Randschweißnaht werden als Teil der ebenen Wand berücksichtigt, entsprechend Gl. 2.8. Foulingwiderstände werden bei den Messungen nicht erwartet und daher vernachlässigt.

4.5 Wärmeübergangsberechnung in Aufheiz- und Verdampfungszone

Um eine Unterscheidung zwischen Aufheiz- und Verdampfungszone im Kissenplattenapparat durchführen zu können, wurde das Temperaturprofil mithilfe der Thermolemente TR112 und TR101 - TR108 gemessen. Die Thermolemente im Verdampfer sind alternierend in der Kernströmung angeordnet. Die Positionen eben dieser sind in Abb. 4.6 dargestellt.

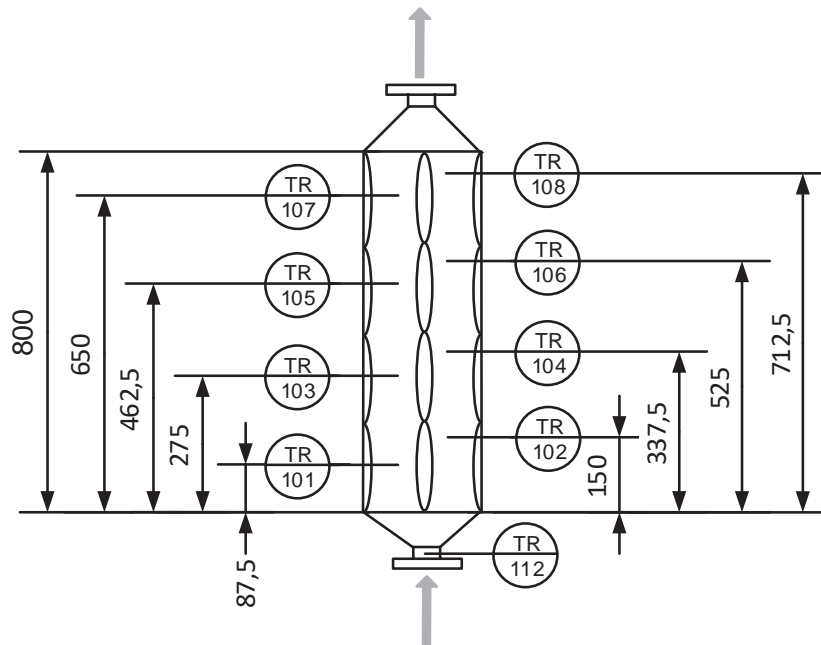


Abb. 4.6: Positionen der Thermoelemente im Kissenplatten-Naturumlaufverdampfer (schematische Darstellung, Angaben in Millimeter)

Ein Temperaturprofil ist in Abb. 4.7 gezeigt. Der Eintritt des Verdampfers ist bei der Höhe Null. Es ist ein typischer Verlauf entsprechend Abb. 2.1 zu erkennen, bei dem die Temperatur nach Eintritt in den Kissenplatten-Naturumlaufverdampfer bis zu einem Maximum ansteigt und anschließend wieder abnimmt.

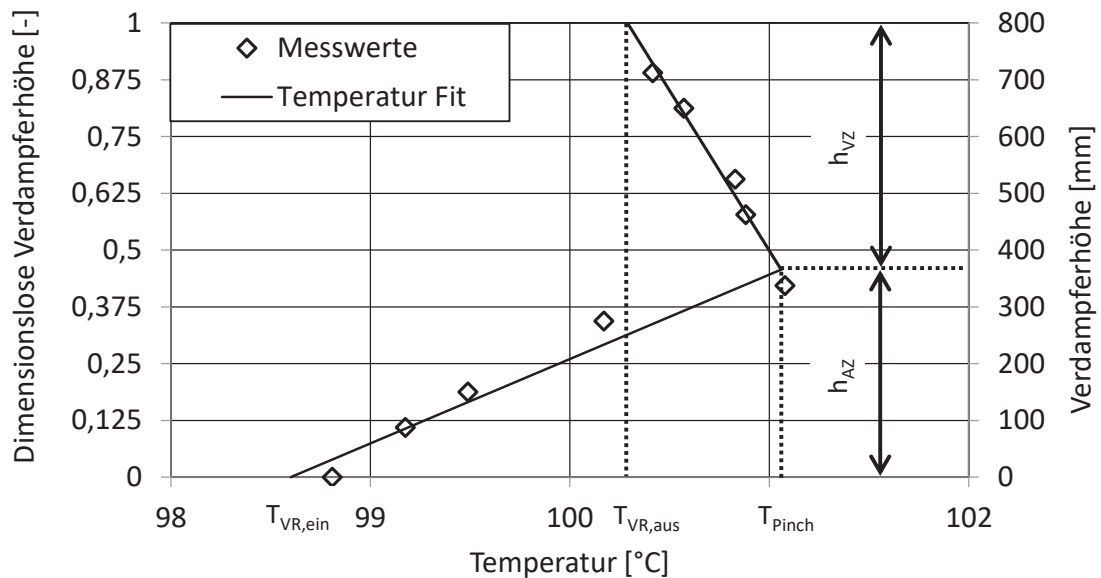


Abb. 4.7: Temperaturprofil der Kernströmung für Wasser, $p_{BA} = 1,0 \text{ bar}$, $h_s^* = 130 \%$, $\Delta T_{ov} = 10 \text{ K}$



Der Temperatur-Fit folgt zwei linearen Regressionen. Die erste Regression wird mit den Messwerten vom Verdampfereintritt bis zur maximalen gemessenen Temperatur gebildet. Die zweite Regression beinhaltet den maximalen Messwert und die weiteren Temperaturmessstellen in Richtung des Verdampferaustritts. Die Temperatur des Temperatur-Fits bei einer Höhe von Null legt die Eintrittstemperatur $T_{VR,ein}$ fest, bei einer dimensionslosen Verdampferhöhe von Eins die Austrittstemperatur $T_{VR,aus}$. Der Schnittpunkt der beiden Regressionen bestimmt den Ort des Pinchpunktes, womit auch die Pinchtemperatur T_{Pinch} und die Höhen der Aufheiz- und Verdampfungszone festgelegt werden. Damit kann auch die wärmeübertragende Fläche beider Zonen entsprechend den Gln. 4.14a und 4.14b berechnet werden.

$$A_{AZ} = B_{KP} \cdot h_{AZ} \cdot n_{KP} \quad (4.14a)$$

$$A_{VZ} = B_{KP} \cdot h_{VZ} \cdot n_{KP} \quad (4.14b)$$

In der Aufheizzone wird ausschließlich von einphasigem Wärmeübergang ausgegangen. Das unterkühlte Sieden an der Wand wird vernachlässigt, da dies nur bei großen Wandüberhitzungen auftritt [Kind, 2013] und die in dieser Arbeit untersuchten treibenden Temperaturdifferenzen gering waren. Durch Kenntnis der Eintrittstemperatur $T_{VR,ein}$, der Pinchtemperatur T_{Pinch} und des mittels FIR203 gemessenen Umlaufmassenstroms \dot{m}_U kann der in der Aufheizzone übertragene Wärmestrom \dot{Q}_{AZ} mit Gl. 4.15 berechnet werden.

$$\dot{Q}_{AZ} = \dot{m}_U \cdot c_p \cdot (T_{Pinch} - T_{VR,ein}) \quad (4.15)$$

Der in der Verdampfungszone übertragene Wärmestrom ist die Differenz aus dem bilanziell ermittelten Gesamtwärmestrom des Verdampfers \dot{Q}_{VR} und dem Wärmestrom der Aufheizzone \dot{Q}_{AZ} , entsprechend Gl. 4.16.

$$\dot{Q}_{VZ} = \dot{Q}_{VR} - \dot{Q}_{AZ} \quad (4.16)$$

Die Wärmestromdichte beider Zonen wird mit den Gln. 4.17a und 4.17b bestimmt.

$$\dot{q}_{AZ} = \frac{\dot{Q}_{AZ}}{A_{AZ}} \quad (4.17a)$$

$$\dot{q}_{VZ} = \frac{\dot{Q}_{VZ}}{A_{VZ}} \quad (4.17b)$$

Aufgrund der Annahmen einer linearen Regression des Temperaturverlaufs in beiden Zonen und einer konstanten Heizdampftemperatur T_{HD} , können die mittleren Temperaturdifferenzen entsprechend der Gln. 4.18a und 4.18b bestimmt werden.

$$\Delta T_{AZ} = T_{HD} - (T_{pinch} + T_{VR, ein})/2 \quad (4.18a)$$

$$\Delta T_{VZ} = T_{HD} - (T_{pinch} + T_{VR, aus})/2 \quad (4.18b)$$

Somit sind alle Größen für die Berechnung der mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten für die Aufheiz- und die Verdampfungszone bekannt, und es gelten die Gln. 4.19a und 4.19b.

$$k_{AZ} = \frac{\dot{Q}_{AZ}}{A_{AZ} \cdot \Delta T_{AZ}} \quad (4.19a)$$

$$k_{VZ} = \frac{\dot{Q}_{VZ}}{A_{VZ} \cdot \Delta T_{VZ}} \quad (4.19b)$$

Durch Anwendung von Gl. 4.1 kann der flächengemittelte Wärmeübergangskoeffizient in beiden Zonen entsprechend den Gln. 4.20a und 4.20b ermittelt werden.

$$\alpha_{AZ} = \left(\frac{1}{k_{AZ}} - \frac{\delta_B}{\lambda_w} - \frac{1}{\alpha_{HD}} \right)^{-1} \quad (4.20a)$$

$$\alpha_{VZ} = \left(\frac{1}{k_{VZ}} - \frac{\delta_B}{\lambda_w} - \frac{1}{\alpha_{HD}} \right)^{-1} \quad (4.20b)$$

4.6 Versuchsbedingungen

Zur Untersuchung des Betriebsverhaltens von Kissenplatten und deren Eignung als Wärmeübertrager in Naturumlaufverdampfern wurden umfangreiche Untersuchungen mit verschiedenen Betriebsbedingungen durchgeführt. Die Versuchsbedingungen sind in Tab. 4.2 aufgelistet. Als Versuchsmedien wurden Wasser, 1-Hexanol und ein Wasser-Glycerin Gemisch mit einem Wasseranteil von $x_{H_2O} = 0,71 \text{ mol}_{H_2O}/\text{mol}_{\text{Gesamt}}$ verwendet.

Tabelle 4.2: Übersicht der untersuchten Betriebsbedingungen

Versuchsmedium	Betriebsdruck [bar]	Siedetemperatur [°C]	Treibende Temperaturdifferenz [K]
Wasser	0,1	46,0	12,5 - 17,5
	0,2	60,0	5 - 20
	0,8	93,5	5 - 20
	1,0	100,0	5 - 20
1-Hexanol	0,1	97,5	5 - 20
	0,2	112,8	5 - 20
	0,8	150,2	5 - 20
	1,0	157,8	5 - 20
Wasser-Glycerin Gemisch	0,1	53,5	10 - 20
	0,2	68,9	7 - 20
	0,8	104,2	10 - 20
	1,0	110,3	6 - 20

1-Hexanol wurde wegen der geringen Gesundheitsgefährdung und der geringen Explosionsgefahr als organisches Lösungsmittel ausgewählt. Das Wasser-Glycerin Gemisch ist als Modellsubstanz eines viskosen Gemischs bereits sehr oft in Verdampfungsversuchen verwendet worden. Als Heizmedium wurde in allen Fällen gesättigter Wasserdampf verwendet. Die Stoffdaten aller verwendeten Stoffe werden entsprechend Anhang A.3 berechnet. Es wurden Betriebsdrücke von $0,1 \text{ bar} \leq p_{BA} \leq 1,0 \text{ bar}$ bei verschiedenen treibenden Temperaturdifferenzen gemessen. Ein Versuchstag startete meist mit der Untersuchung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes von $h_s^* = 130 \%$, welcher anschließend schrittweise um 10 % Schritte verringert wurde bis der Selbstumlauf zum Erliegen kam.

5 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Versuchsergebnisse der Fluidodynamik und der gemessenen Wärmestromdichten für alle drei Versuchsmedien dargestellt und diskutiert. Die hier gezeigten Messergebnisse wurden zum Großteil im Rahmen studentischer Abschlussarbeiten von Carina Klefer [Klefer, 2013], Jesús Chanza Martorell [Martorell, 2014], Julia Molle [Molle, 2014a], [Molle, 2014b] und Yangliang Shao [Shao, 2015] bestimmt. Weitere Messungen wurden von den wissenschaftlichen Hilfskräften Dirk Andersen, Marie Heiduk, André Brephol, Benedikt Heyart und Stella Jochim durchgeführt.

5.1 Naturumlaufverdampfungsversuche mit Wasser

Mit dem Versuchsmedium Wasser wurde bei Drücken von $100 \text{ mbar} \leq p_{\text{BA}} \leq 1000 \text{ mbar}$ bei unterschiedlichen treibenden Temperaturdifferenzen das Umlaufverhalten und der Wärmeübergang bestimmt. Exemplarisch für einen Versuch sind in Abb. 5.1 die experimentell ermittelten Eintrittsgeschwindigkeiten im Spalt zwischen den Kissenplatten in Abhängigkeit von der Versuchszeit für verschiedene scheinbare Flüssigkeitsstände dargestellt.

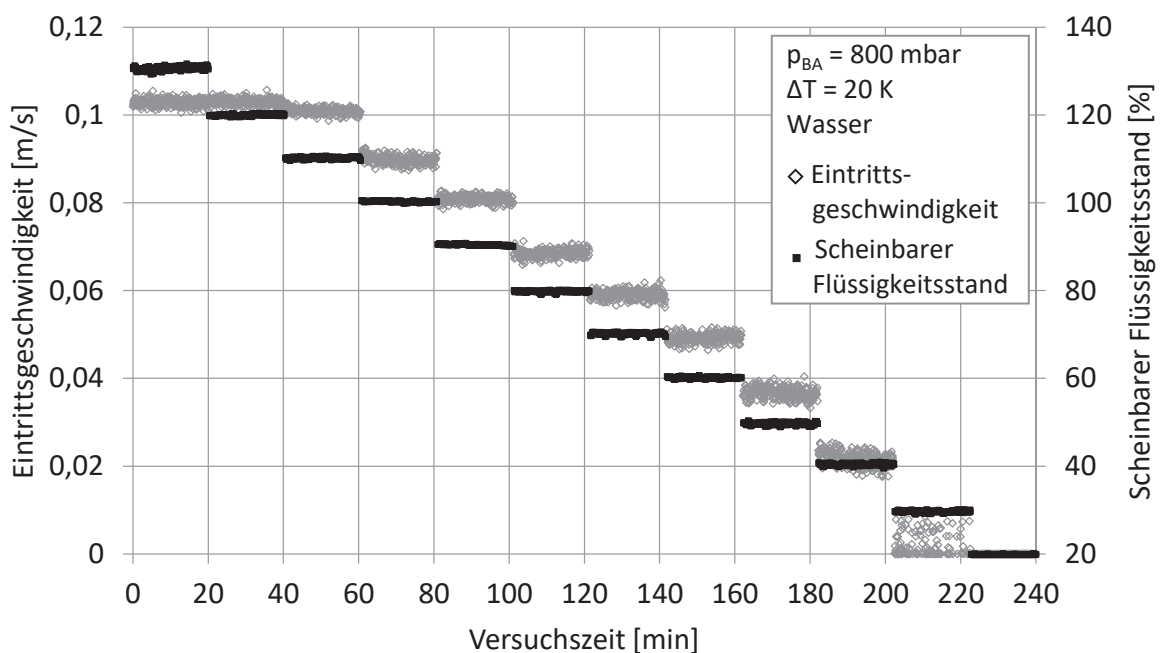


Abb. 5.1: Messwerte der Eintrittsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Versuchszeit für variierende scheinbare Flüssigkeitsstände für Wasser, $p_{\text{BA}} = 800 \text{ mbar}$, $\Delta T = 20 \text{ K}$

Mit Verringerung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes ist im Bereich von $130 \% \geq h_s^* \geq 110 \%$ wird eine annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit beobachtet. Bei einer weiteren Verringerung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes nimmt die Eintrittsgeschwindigkeit weiter ab, bis sie bei $h_s^* = 30 \%$ teilweise und bei $h_s^* = 20 \%$ vollständig auf null absinkt. Außerdem ist in Abb. 5.1 zu erkennen, dass die Eintrittsgeschwindigkeit nicht konstant ist. Dies ist nicht nur auf die Messungenauigkeit zurückzuführen, vielmehr sind dies natürlich auftretende Fluktuationen im Selbstumlauf des Verdampfers. Bei den hier dargestellten Schwankungen war der Selbstumlauf aber stabil.

Weiterführende Ergebnisse für die Fluidodynamik sind in Abb. 5.2 dargestellt. Darin ist neben den gemessenen Eintrittsgeschwindigkeiten auch die Standardabweichung aller Messwerte als Fehlerbalken gezeigt, sodass die Stabilität des Umlaufverhaltens abgeschätzt und verglichen werden kann. Diese resultieren aus den gemessenen Schwankungen des Selbstumlaufs, die beispielhaft in Abb. 5.1 dargestellt sind. In allen Fällen ist zu erkennen, dass sich mit steigendem scheinbaren Flüssigkeitsstand die Eintrittsgeschwindigkeit bis zu einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 100 \%$ erhöht. Anschließend konnte eine annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit bzw. ein annähernd konstanter Umlaufmassenstrom beobachtet wurden. Da das Brüdenrohr in einer Höhe von $109,5 \% \leq h_s^* \leq 115,5 \%$ an den Brüdenabscheider montiert ist, wird deswegen bei einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* \geq 109,5 \%$ das Brüdenrohr teilweise bzw. von $h_s^* \geq 115,5 \%$ zur Gänze geflutet ist. Deswegen steigt die Umlaufgeschwindigkeit bei größeren scheinbaren Flüssigkeitsständen nicht an. Mit Zunahme des scheinbaren Flüssigkeitsstands sinkt im Mittel die Standardabweichung der gemessenen Eintrittsgeschwindigkeiten und eine Stabilisierung des Selbstumlaufs ist zu beobachten. Allerdings war in keinem Versuch Pulsation oder eine andere kritische Form des Naturumlaufs beobachtet worden. Mit Abnahme der treibenden Temperaturdifferenz sinkt meist die gemessene Eintrittsgeschwindigkeit, gleichzeitig steigt aber die Standardabweichung der gemessenen Werte. Ausgenommen hiervon sind teilweise große treibende Temperaturdifferenzen im Bereich von $13,5 \text{ K} \leq \Delta T \leq 20 \text{ K}$, bei denen vereinzelt annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeiten oder sogar maximale Eintrittsgeschwindigkeiten beobachtet werden. Die gemessenen Eintrittsgeschwindigkeiten bei $p_{BA} = 1000 \text{ mbar}$ und $p_{BA} = 800 \text{ mbar}$ unterscheiden sich nur unwesentlich, bei geringeren Betriebsdrücken sinkt dagegen die Eintrittsgeschwindigkeit mit sinkendem Betriebsdruck. Bei einem Versuchsdruck von $p_{BA} = 100 \text{ mbar}$ wurde nur ein eingeschränktes Versuchsprogramm mit drei verschiedenen treibenden Temperaturdifferenzen durchgeführt. Allerdings zeigt sich auch hier ein stabiler Selbstumlauf.

Experimentelle Ergebnisse

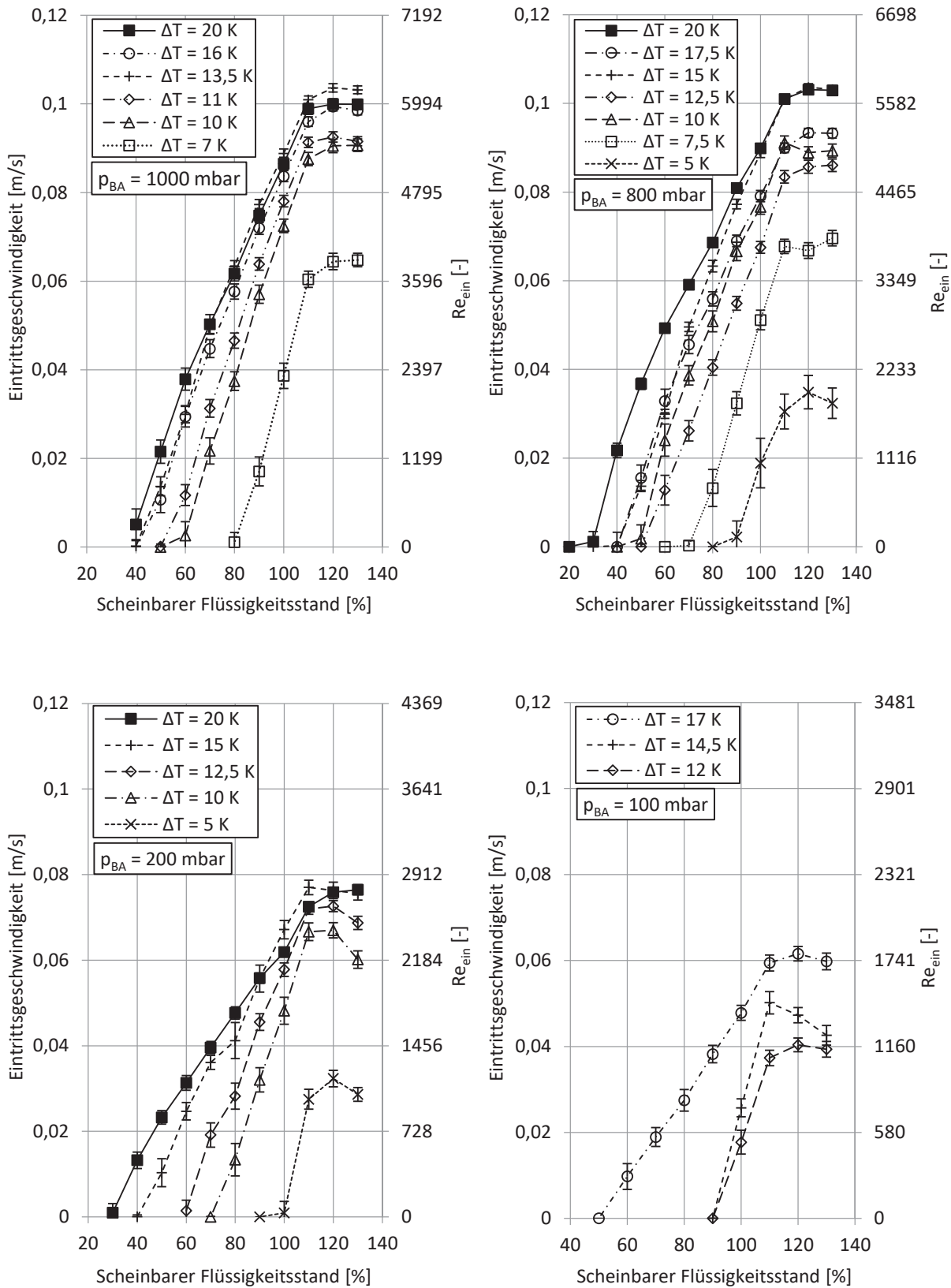


Abb. 5.2: Abhängigkeit der Eintrittsgeschwindigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand für Wasser für verschiedene Betriebsdrücke

Experimentelle Ergebnisse

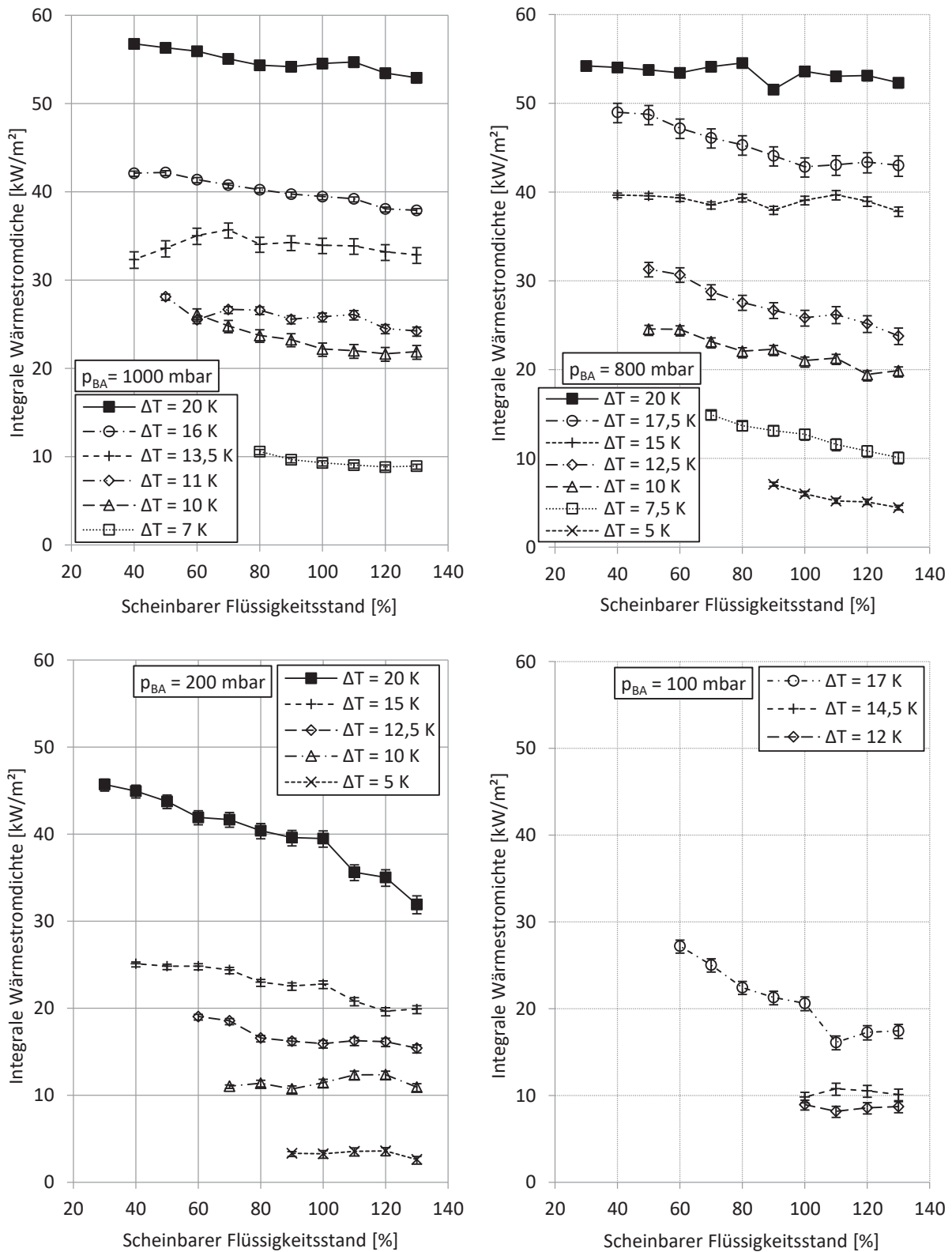


Abb. 5.3: Einfluss des scheinbaren Flüssigkeitsstandes für Wasser für verschiedene Betriebsdrücke auf die integrale Wärmestromdichte

Experimentelle Ergebnisse

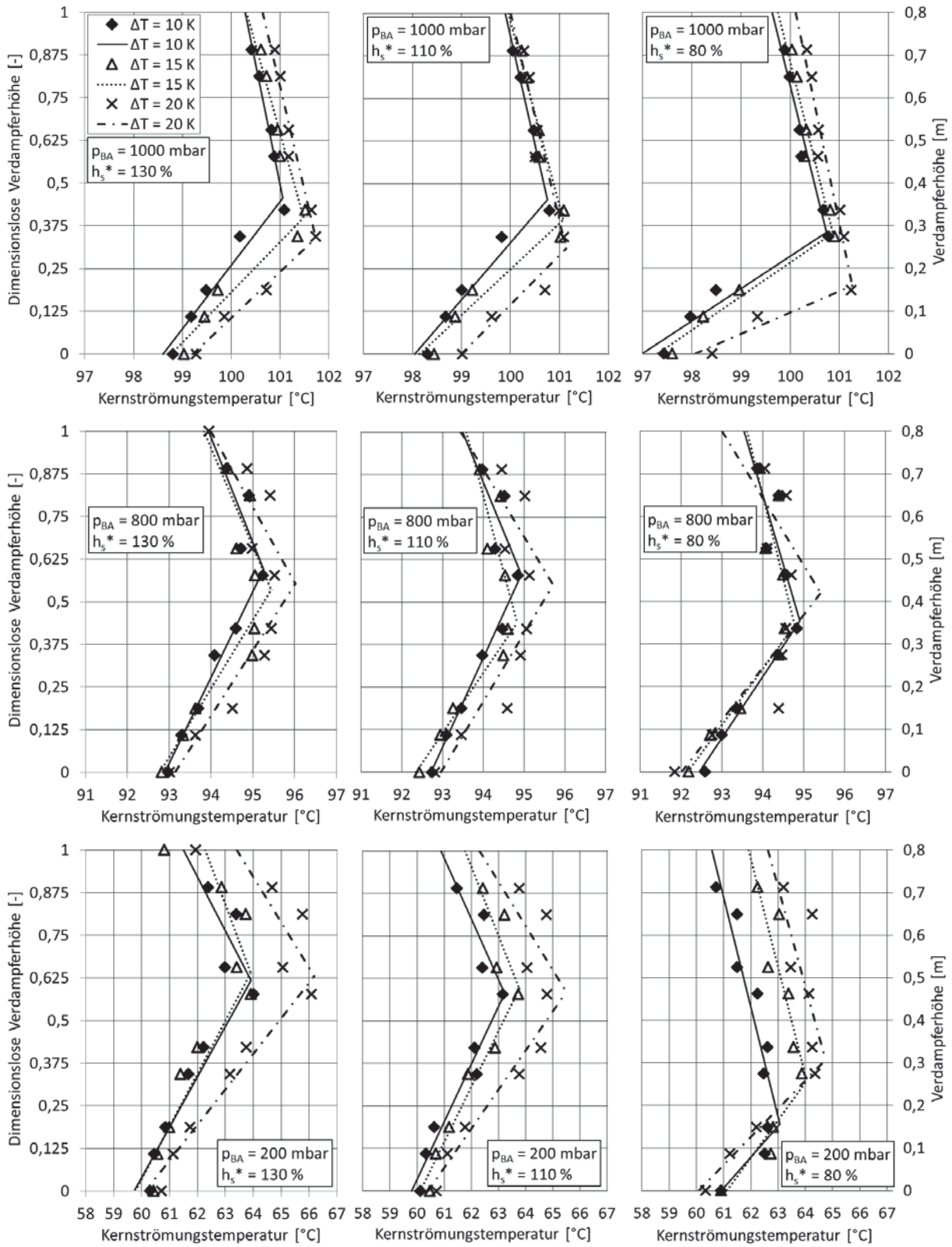


Abb. 5.4: Kernströmungstemperaturen mit Temperaturprofilen für Wasser

Die Ergebnisse des gemessenen Wärmestroms sind in Abb. 5.3 dargestellt. Da sich die integrale Wärmestromdichte aus den übertragenen Wärmeströmen der Aufheiz- und Verdampfungszone zusammensetzt, werden die Ergebnisse zusammen mit den gemessenen Temperaturprofilen in Abb. 5.4 beschrieben und diskutiert. Im Allg. haben die Messungen der integralen Wärmestromdichte aus Abb. 5.3 gezeigt, dass diese mit zunehmendem scheinbaren Flüssigkeitsstand sinkt. Die Ursache hierfür ist die von [Arneth, 1999; Dialer, 1983; Hammerschmidt, 2013] beschriebene Verlängerung der einphasigen Aufheizzone aufgrund des steigenden hydrostatischen Drucks. Hierdurch steht weniger Fläche für die Verdampfung zur Verfügung. Da der einphasige Wärmeübergang im Allg. schlechter ist als der Wärmeübergang bei der Verdampfung, wird somit eine Abnahme des integralen Wärmeübergangs bewirkt. Dies zeigen die Temperaturprofile in Abb. 5.4. Neben den Temperaturmesswerten wurde nach Kap. 4.5 das entsprechende Temperaturprofil dargestellt, wodurch der Verdampfer in eine Aufheiz- und Verdampfungszone unterteilt werden kann. Der Pinchpunkt in den Temperaturprofilen wird bei einer Zunahme des scheinbaren Flüssigkeitsstandes auch bei größeren Höhen im Verdampfer erreicht als dies bei niedrigen scheinbaren Flüssigkeitsständen der Fall ist.

Neben der Abhängigkeit der gemessenen integralen Wärmestromdichten vom scheinbaren Flüssigkeitsstand, liegt auch eine Abhängigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz vor, siehe Abb. 5.3. Durch die Erhöhung der Temperaturdifferenz steigt die Triebkraft der Wärmeübertragung in der Aufheiz- und der Verdampfungszone. In Folge dessen verbessert sich der integrale Wärmeübergang. Durch eine erhöhte Wärmestromdichte bei hohen treibenden Temperaturdifferenzen in der einphasigen Aufheizzone wird die lokale Siedetemperatur bei einer niedrigeren Verdampferhöhe erreicht, verglichen zu einem Versuch mit einer niedrigen treibenden Temperaturdifferenz. So zeigt Abb. 5.4 bei einem Verdampfungsdruck von $p_{BA} = 1000$ mbar eine Verkürzung der Länge der Aufheizzone bei steigender treibender Temperaturdifferenz. Somit steht mehr Fläche für die Verdampfung zur Verfügung und der verbesserte Wärmeübergang in der Verdampfungszone erhöht wiederum den integralen Wärmeübergang. Bei den Temperaturprofilen in Abb. 5.3 für den Betriebsdruck $p_{BA} = 200$ mbar werden dagegen die längsten Aufheizzonen bei den höchsten treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T = 20$ K beobachtet. Die Ursache hierfür ist der sehr viel größere Umlaufmassenstrom bzw. die größere Eintrittsgeschwindigkeit der flüssigen Phase zwischen den Kissenplatten, welche hier im Vgl. zu den treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T = 10$ K und $\Delta T = 15$ K beobachtet wurden, wodurch eine größere Fläche benötigt wird, um die Flüssigkeit auf Siedetemperatur zu erwärmen. Mit der Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz stieg bei den betrachteten Betriebsbedingungen auch der Umlaufmassenstrom und der Betriebsbereich in Bezug auf den scheinbaren Flüssigkeitsstand erhöhte sich.

Mit sinkendem Verdampfungsdruck sinkt die gemessene integrale Wärmestromdichte. Dieser Effekt ist besonders stark bei einem Verdampfungsdruck unterhalb von $p_{BA} = 800$ mbar zu beobachten. Mit Abnahme des Betriebsdrucks nimmt der Wärmeübergang ab. Dies ist zum einen mit der Steigung der Dampfdruckkurve zu begründen. Es liegt deswegen bei niedrigen

Verdampfungsdrücken eine höhere Unterkühlung aufgrund des hydrostatischen Drucks am Einlauf des Verdampfers vor und es wird somit mehr Fläche für die Erwärmung des flüssigen Einlaufs benötigt. Zum anderen führt ein niedriger Betriebsdruck zu einer Verringerung der Siedetemperatur und der Temperaturen des Fluids im Allg. und damit zu einer Veränderung der temperaturabhängigen Stoffwerte. Den größten Einfluss besitzen die Viskosität und die Oberflächenspannung, welche mit Verringerung der Temperatur steigen. Hierdurch wird zum einen der Wärmeübergang in der einphasigen Aufheizzone vermindert und zum anderen die Bildung von Dampfblasen in der Verdampfungszone und der Wärmeübergang bei der Verdampfung erschwert.

Die Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom scheinbaren Flüssigkeitsstand ist außerdem abhängig vom Betriebsdruck. So ist in Abb. 5.3 bei geringen Betriebsdrücken von $p_{BA} = 100$ mbar und $p_{BA} = 200$ mbar vor allem bei großen treibenden Temperaturdifferenzen eine deutliche Abnahme der Wärmestromdichte mit steigendem scheinbaren Flüssigkeitsstand zu beobachten. Aufgrund der geringen Steigung der Dampfdruckkurve bei niedrigen Drücken bewirkt eine relativ geringe Zunahme des hydrostatischen Drucks eine große Unterkühlung des Fluids und führt damit zu einer Verlängerung der einphasigen Aufheizzone.

Die minimale Betriebsgrenze, bei der ein stabiler Selbstumlauf beobachtet wurde, ist in Abhängigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz für die untersuchten Betriebsdrücke für das Versuchsmedium Wasser in Abb. 5.5 dargestellt. Gezeigt ist der letzte Betriebspunkt, bei dem noch ein stabiler Selbstumlauf auftrat.

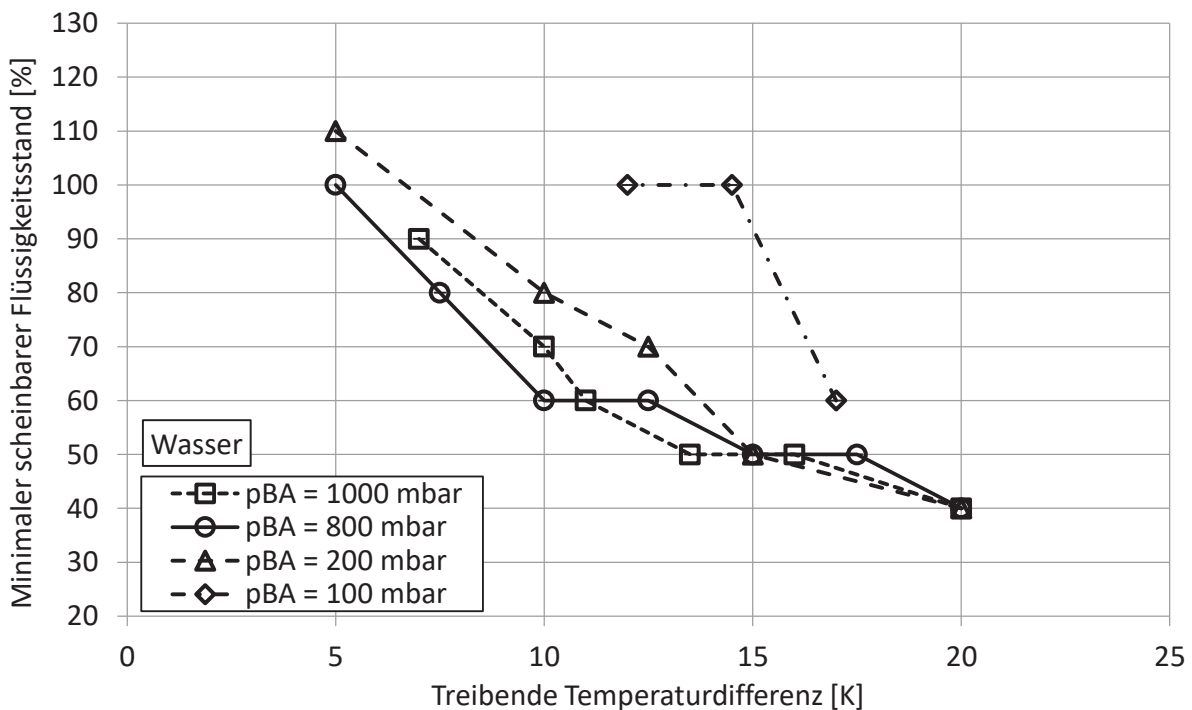


Abb. 5.5: Abhängigkeit des minimalen scheinbaren Flüssigkeitsstandes von der treibenden Temperaturdifferenz für Wasser

Experimentelle Ergebnisse

Im Allg. sinkt der minimale scheinbare Flüssigkeitsstand, bei dem ein stabiler Naturumlauf beobachtet werden konnte, mit steigender treibender Temperaturdifferenz. Insgesamt wurde hierbei der scheinbare Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 40\%$ als kleinster Wert für die Betriebsdrücke $p_{BA} \geq 200$ mbar beobachtet. Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T \leq 10$ K wird der größte Betriebsbereich mit den kleinsten minimalen scheinbaren Flüssigkeitsständen bei einem Betriebsdruck von $p_{BA} = 800$ mbar beobachtet. So ist hier bei einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 5$ K noch ein stabiler Selbstumlauf zu beobachten. Bei den Betriebsdrücken $p_{BA} = 200$ mbar und besonders bei $p_{BA} = 100$ mbar ist der Naturumlauf nur noch bei größeren scheinbaren Flüssigkeitsständen zu beobachten.

Wie in Kap. 4.2 beschrieben, wurde während eines Versuchstages der scheinbare Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 130\%$ ausgehend schrittweise um 10% verringert, bis der Umlaufstrom zum Erliegen kam. Die in den Abbildungen 5.1 – 5.4 dargestellten Ergebnisse wurden auf diese Weise bestimmt. Um zu klären, ob diese Versuchsdurchführung Einfluss auf das Selbstumlaufverhalten hat, wurde ein Versuch durchgeführt, bei dem der scheinbare Flüssigkeitsstand schrittweise vergrößert wurde. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit den Ergebnissen eines konventionell durchgeführten Versuches bei ansonsten gleichen Versuchsbedingungen ist in Abb. 5.6 dargestellt. Die konventionell ermittelten Messergebnisse sind in Abb. 5.6 mit „Reduzierung h_s^* “ bezeichnet.

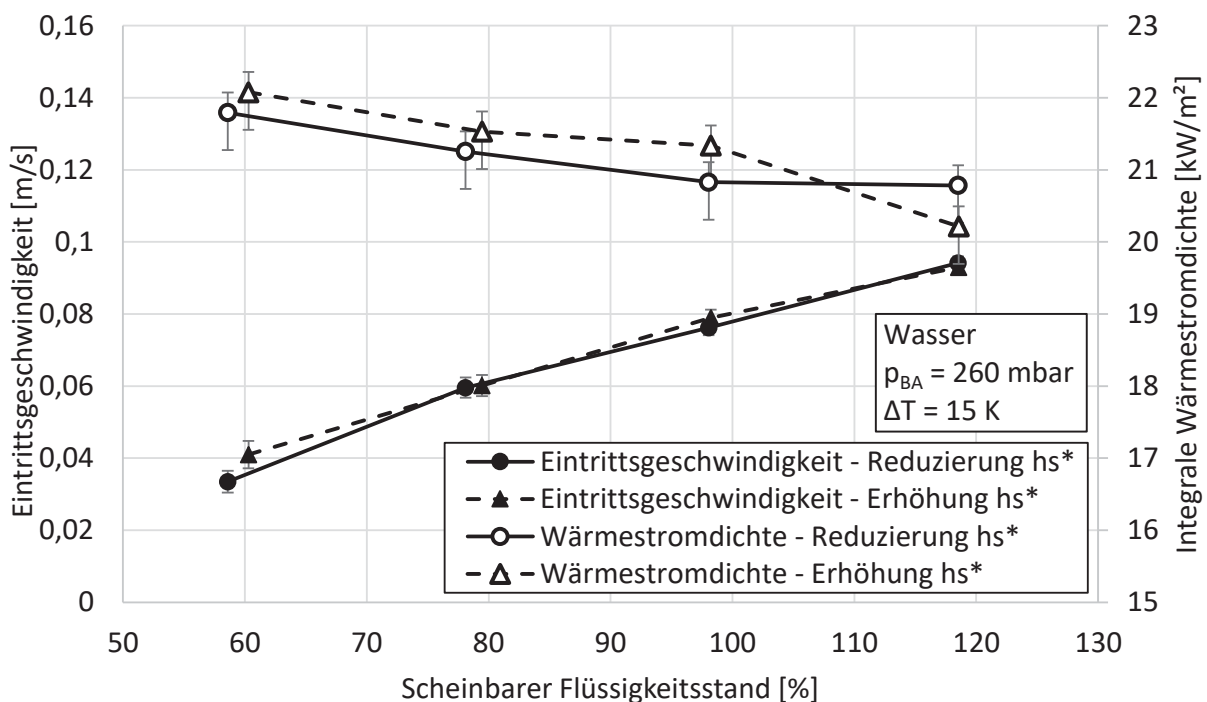


Abb. 5.6: Eintrittsgeschwindigkeit und Wärmestromdichte bei Verringerung und bei Erhöhung des scheinbaren Flüssigkeitsstands

Es zeigten sich bei den gemessenen Einlaufgeschwindigkeit sowie bei den gemessenen integralen Wärmestromdichten nur geringe Abweichungen zueinander. Bei den Eintrittsgeschwindigkeiten sind diese meist im Bereich der Standardabweichungen. Kleine Schwankungen sind auf nicht exakt gleich einstellbare scheinbare Flüssigkeitsstände zurückzuführen. Darauf deutet auch der nicht einheitliche Trend in der Abweichung zwischen den Werten hin. Bei der integralen Wärmestromdichte sind die Abweichungen im Rahmen der Messunsicherheit.

Es wird davon ausgegangen, dass die Art der Einstellung des scheinbaren Flüssigkeitsstands, ob durch Erhöhung oder Verringerung, keinen Einfluss auf die Versuchsergebnisse hat und kein Hysterese vorliegt.

5.2 Naturumlaufverdampfungsversuche mit 1-Hexanol

Mit 1-Hexanol wurden Versuche im Bereich von $100 \text{ mbar} \leq p_{\text{BA}} \leq 1000 \text{ mbar}$ und $4 \text{ K} \leq \Delta T \leq 20 \text{ K}$ durchgeführt. Die Ergebnisse für die Fluidodynamik sind in Abb. 5.7 dargestellt. Bei allen Versuchen wurde über den untersuchten Betriebsbereich ein stabiler Selbstumlauf beobachtet, sogar bei einem Betriebsdruck von $p_{\text{BA}} = 100 \text{ mbar}$ und hierbei bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T = 5 \text{ K}$.

Es wird ein Anstieg der Eintrittsgeschwindigkeit mit steigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand bis zur Flutung des Brüdenrohrs beobachtet. Ab diesem Punkt konnten annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit beobachtet werden. Die Eintrittsgeschwindigkeit nimmt mit steigender treibender Temperaturdifferenz zunächst zu und sinkt anschließend ab. Hierbei scheint der vergrößerte Druckverlust den Eintrittsmassenstrom zu bremsen. Bei den Versuchen mit 1-Hexanol wurden größere Dampfvolumentströme als bei den Wasser und den Wasser-Glycerin Versuchen beobachtet. Dies ist hauptsächlich durch die im Vgl. zu Wasser geringe Verdampfungsenthalpie des 1-Hexanols zu erklären, wodurch größere Dampfmassenströme entstehen. So wurde beim Versuch $p_{\text{BA}} = 1000 \text{ mbar}$, $\Delta T = 20 \text{ K}$, $h_{\text{s}}^* = 130 \%$ und 1-Hexanol ein Massendampfanteil von $x = 0,21 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{kg}_{\text{ges}}$ beobachtet, während bei den gleichen Versuchsbedingungen bei Wasser ein Massendampfanteil von $x = 0,041 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{kg}_{\text{ges}}$ ermittelt wurde. Der Massendampfanteil steigt allerdings mit sinkendem scheinbarem Flüssigkeitsstand immer weiter an, da der Umlaufmassenstrom sinkt. Dies geschieht, bis der Umlauf zum Erliegen kommt und dann nur noch Behältersieden vorliegt. Im Mittel sinkt die Eintrittsgeschwindigkeit mit sinkendem Druck, gleichzeitig steigt die Standardabweichung der Messwerte an.

Bei der übertragenen integralen Wärmestromdichte, welche in Abb. 5.8 dargestellt ist, ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie es bei Wasser beobachtet wurde. Mit steigender treibender Temperaturdifferenz vergrößert sich die integrale Wärmestromdichte aufgrund der erhöhten Triebkraft für den Wärmeübergang und der Verkürzung der einphasigen Aufheizzone, wodurch mehr wärmeübertragende Fläche für die Verdampfung zur Verfügung steht. Gleichzeitig verbessert sich auch der Wärmeübergang in der Verdampfungszone. Dies kann aber nicht an den Temperaturprofilen in Abb. 5.9 bewiesen werden, welche weiter unten im Text diskutiert werden.

Bei den untersuchten Betriebsdrücken verbessert sich der Wärmeübergang mit steigendem Druck; mit steigendem scheinbaren Flüssigkeitsstand verschlechtert sich dieser. Diese Abhängigkeit ist bei geringen Drücken ausgeprägter als bei den Drücken $p_{BA} = 800$ mbar und $p_{BA} = 1000$ mbar. Die Ursache hierfür kann, wie bei den Wasserversuchen auch, mit der Steigung der Dampfdruckkurve erklärt werden. Dies führt bei niedrigen Drücken zu einer relativ großen Unterkühlung des einphasig flüssigen Zulaufs aufgrund des hydrostatischen Drucks der Flüssigkeitssäule.

Die in Abb. 5.9 dargestellten Kernströmungstemperaturen zeigen nicht den typischen für einen Reinstoff zu erwartenden Verlauf. Abgesehen vom Versuch $p_{BA} = 1000$ mbar und $h_s^* = 130$ % kann kein Pinchpunkt ausgemacht werden. Eine Unterscheidung zwischen einphasiger Aufheiz- und Verdampfungszone ist nicht möglich. Der Verlauf der Messwerte ähnelt viel eher dem Temperaturverlauf eines weitsiedenden Gemischs. So ist in den meisten Fällen ein Temperaturanstieg über die gesamte Verdampferlänge zu beobachten. Das verwendete 1-Hexanol hatte eine Reinheit von $x_{Hex} = 0,98$ kg_{HEX}/kg_{ges} . Eine Untersuchung mittels einer Karl-Fischer-Titration konnte den Wasseranteil im 1-Hexanol auf ca. $x_{H_2O} = 0,015$ kg_{H_2O}/kg_{ges} bestimmen. Es handelt sich somit um ein weitsiedendes Gemisch. Allerdings ist der Wassergehalt zu gering um den Verlauf des Temperaturprofils zu erklären. Aufgrund des großen Massendampfgehaltes bei 1-Hexanolversuchen sind die zweiphasigen Druckverluste um ein Vielfaches größer als dies bei den Wasserversuchen beobachtet wurde. Der berechnete Reibungsdruckverlust hat bei einem Massendampfgehalt von $x = 0,2$ kg_{vap}/kg_{ges} einen Anteil von ca. 33 % am Gesamtdruckverlust. Aber selbst die vergrößerten Druckverluste im Vergleich zu Wasserversuchen können den Verlauf der gemessenen Temperaturprofile nicht zufriedenstellend erklären, da auch hier bei höheren Druckverlusten die Gleichgewichtstemperatur mit der Höhe sinken sollte. Aus diesem Grund kann die Ursache für den Verlauf der gemessenen Temperaturprofile nicht geklärt werden.

Die Temperaturmesswerte in Abb. 5.9 zeigen besonders beim Betriebsdruck von $p_{BA} = 1000$ mbar eine große Temperaturzunahme im unteren Teil des Verdampfers. Anschließend steigt die Temperatur geringer an. Dies wird durch die große Unterkühlung des 1-Hexanols am Verdampfereintritt verursacht. Neben den bereits beschriebenen Faktoren, die zur Zulaufunterkühlung führen, wie der hydrostatische Druck und die Wärmeverluste in der Zulaufleitung, trat bei den 1-Hexanol Versuchen noch ein weiterer anlagenbedingter Effekt auf: Das 1-Hexanol Kondensat, welches von Behälter B2 in den Brüdenabscheider zurückgefördert wurde, wird durch die elektrische Heizung W3 erwärmt. Der hier übertragene Wärmestrom reichte allerdings nicht aus, um das Kondensat annähernd auf Siedetemperatur zu erwärmen. Aufgrund der großen Siedetemperatur des 1-Hexanols lag eine sehr große Temperaturdifferenz im Kondensator vor, wodurch das 1-Hexanol sehr stark heruntergekühlt wurde. In der Versuchsanlage war die Einstellung einer geringeren Unterkühlung nicht möglich, da ansonsten das Kühlwasser zu sieden begonnen hätte. Als maximal zulässige Kühlwasseraustrittstemperatur wurde 95 °C toleriert.

Experimentelle Ergebnisse

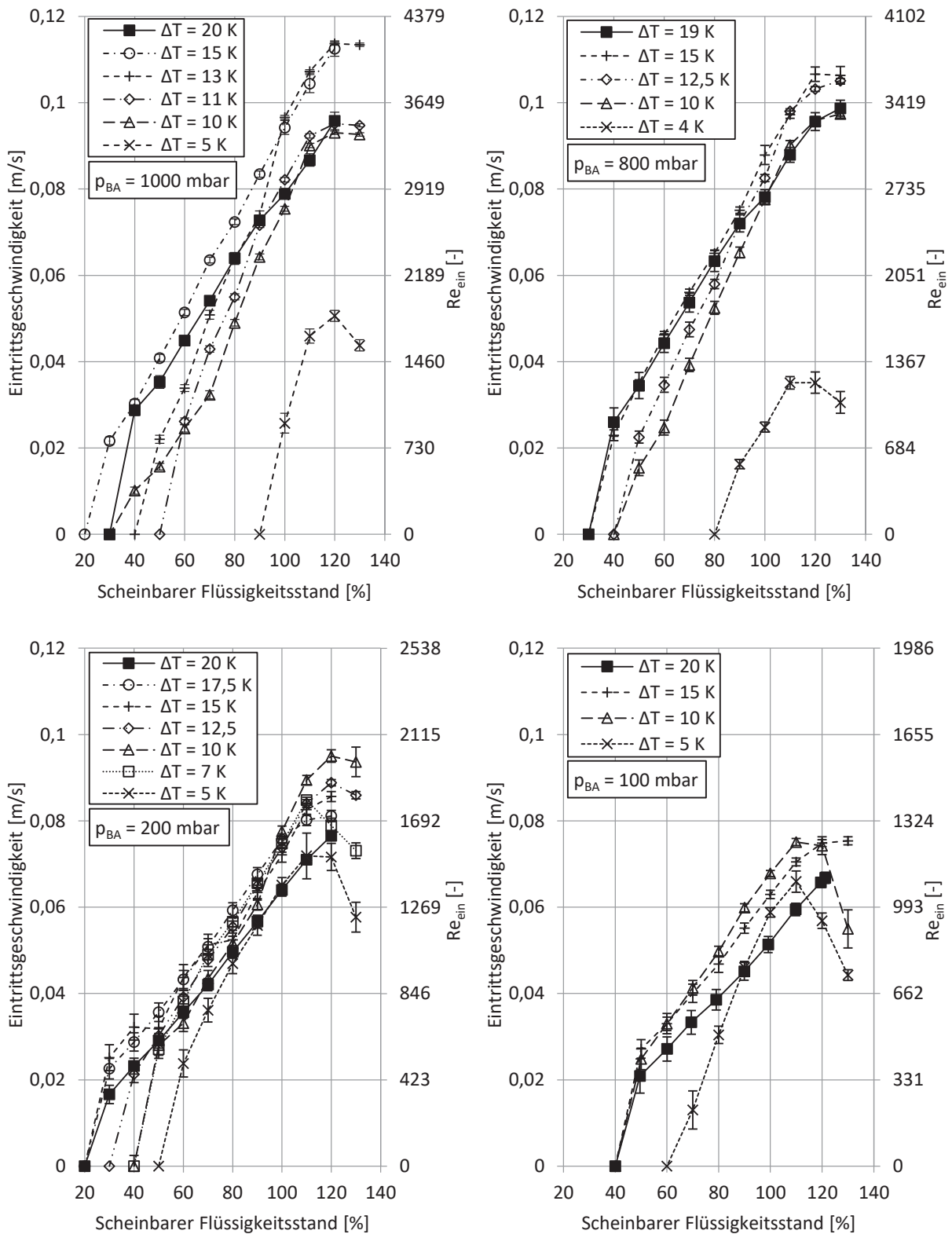


Abb. 5.7: Abhängigkeit der Eintrittsgeschwindigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand für 1-Hexanol für verschiedene Betriebsdrücke

Experimentelle Ergebnisse

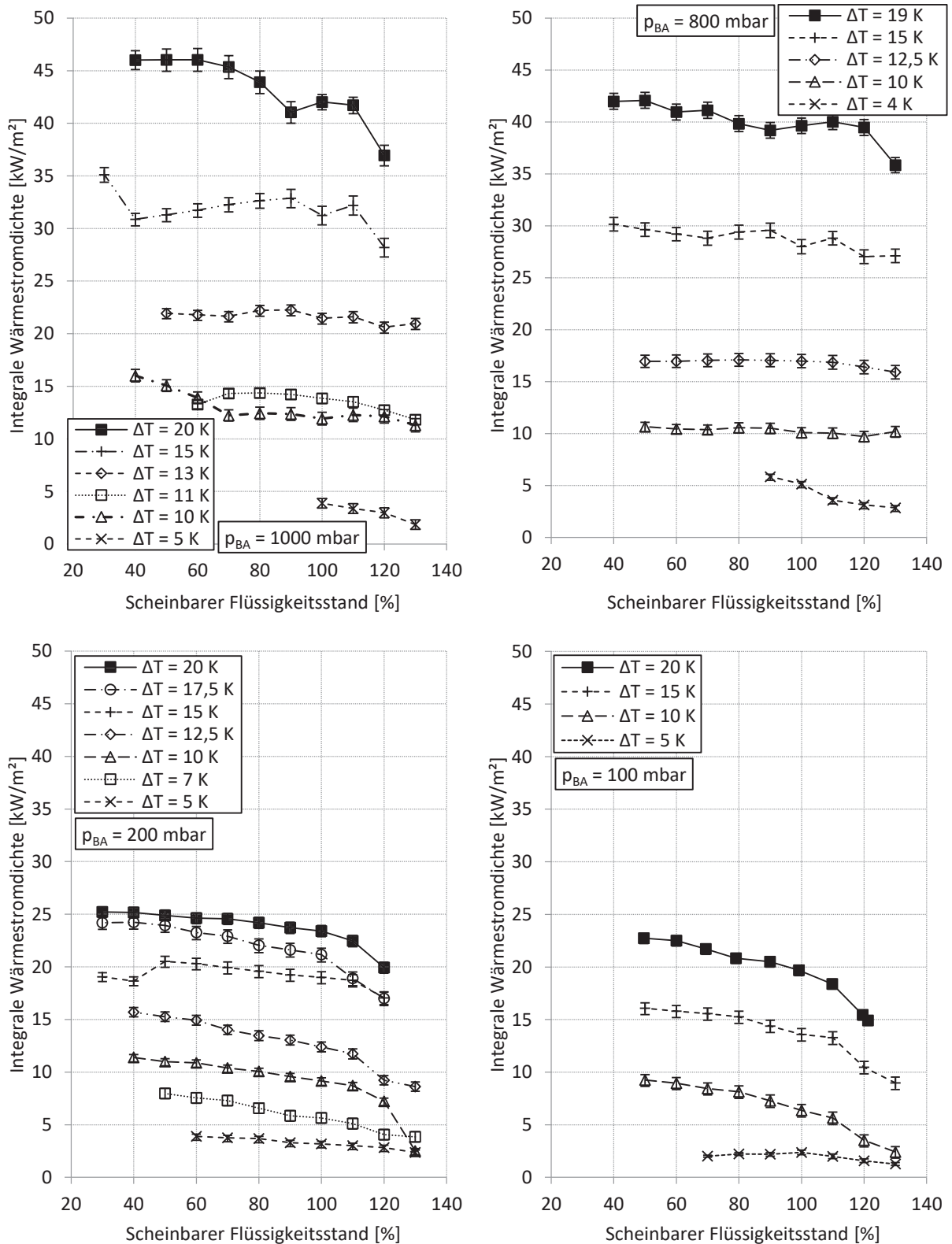


Abb. 5.8: Einfluss des scheinbaren Flüssigkeitsstandes für 1-Hexanol für verschiedene Betriebsdrücke auf die integrale Wärmestromdichte

Experimentelle Ergebnisse

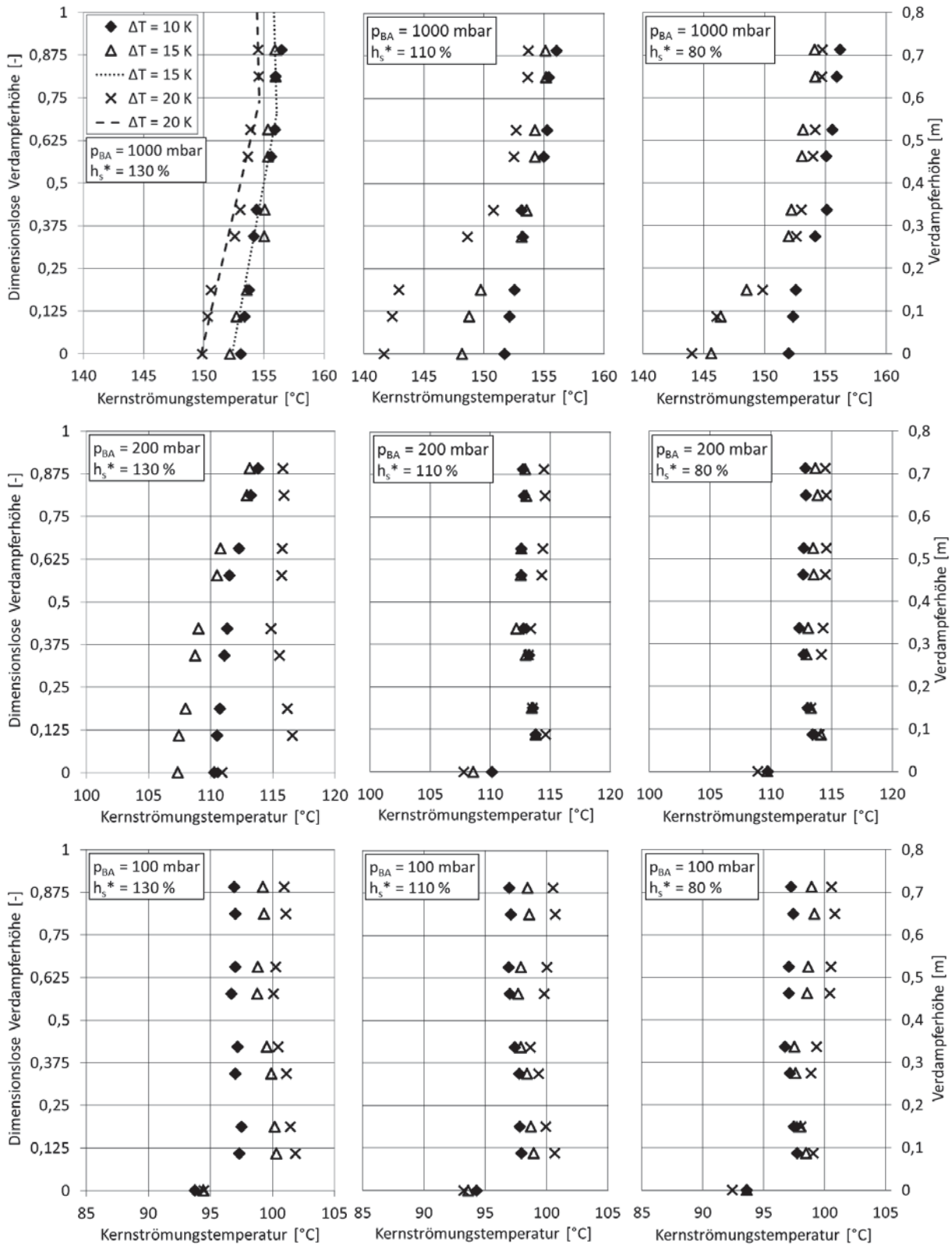


Abb. 5.9: Kernströmungstemperaturen für 1-Hexanol

Experimentelle Ergebnisse

Bei konstantem Betriebsdruck steigt im Allg. die Kernströmungstemperatur des 1-Hexanols mit steigender treibender Temperaturdifferenz, was besonders bei $p_{BA} = 100$ mbar ausgeprägt ist. Bei größeren treibenden Temperaturdifferenzen steigen der übertragene Wärmestrom und damit auch der Dampfmassenstrom. Dies führt zu vergrößerten Druckverlusten im Verdampfer und in der Brüdenleitung. Da der Druck in Strömungsrichtung immer weiter abnimmt bis im Brüdenabscheider der Betriebsdruck erreicht wird, liegt im Verdampfer bei höheren treibenden Temperaturdifferenzen auch ein größerer lokaler Verdampfungsdruck vor als bei niedrigen treibenden Temperaturdifferenzen. Da die Temperatur in der Verdampfungszone der Dampfdruckkurve folgt, ist somit die lokale Gleichgewichtstemperatur im Vgl. zu geringen treibenden Temperaturdifferenzen erhöht.

Der minimale Betriebsbereich des Versuchsapparates bei der Verwendung von 1-Hexanol ist in Abb. 5.10 dargestellt. Interessanterweise zeigt sich ein größerer Betriebsbereich als dies bei den Versuchen mit dem Versuchsmedium Wasser, vgl. Abb. 5.5, beobachtet wurde. Anscheinend führt der vergrößerte Dampfstrom im Vgl. zu Wasser über einen größeren Bereich des scheinbaren Flüssigkeitsstandes zu einem stabilen Naturumlauf.

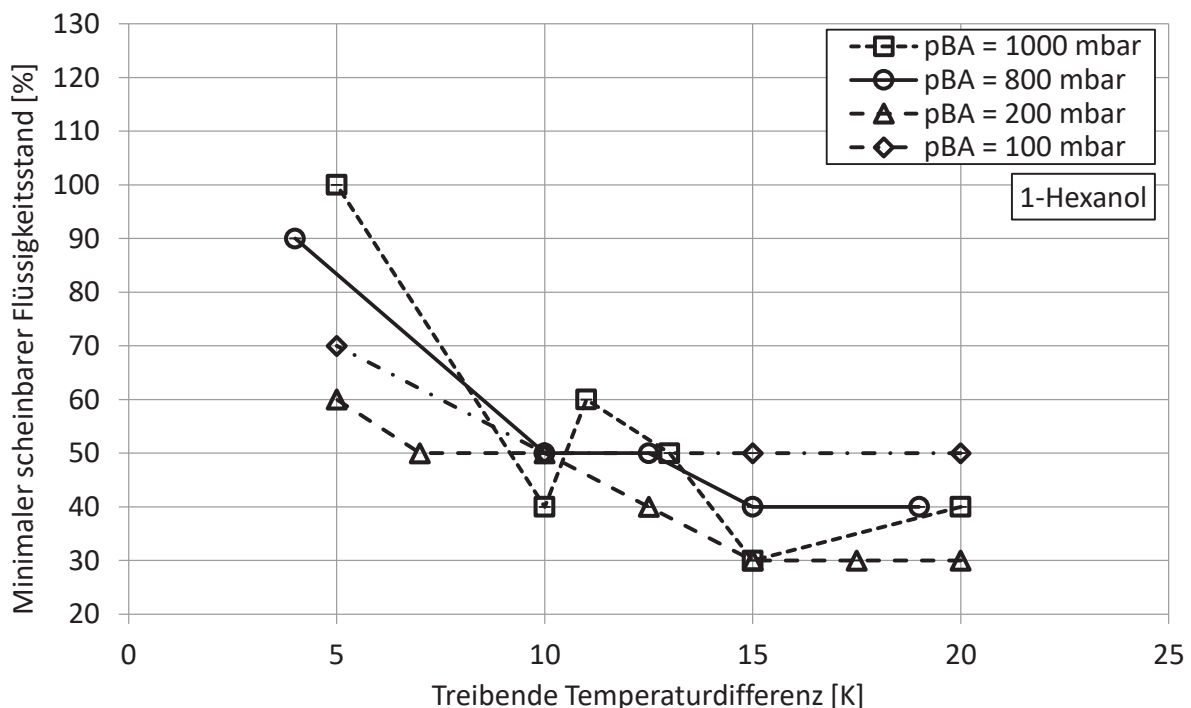


Abb. 5.10: Abhängigkeit des minimalen scheinbaren Flüssigkeitsstandes von der treibenden Temperaturdifferenz für 1-Hexanol

Der größte Betriebsbereich wird bei 1-Hexanol bei einem Verdampfungsdruck von $p_{BA} = 200$ mbar über alle treibenden Temperaturdifferenzen beobachtet. Ausgenommen hiervon ist $\Delta T = 10$ K, wo ein stabiler Selbstumlauf bei $p_{BA} = 1000$ mbar und $h_S^* = 40$ % beobachtet wurde.

Gerade dieser Messpunkt sticht aus dem Trend des Graphen für $p_{BA} = 1000$ mbar hervor. Es kann nicht geklärt werden, warum gerade bei diesen Versuchsbedingungen ein stabiler Naturumlauf auch bei sehr kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen vorlag. Evtl. zeigte sich hier ein lokales Optimum zwischen Druckverlust und Wärmeübergang, der den Selbstumlauf auch für kleine scheinbare Flüssigkeitsstände ermöglicht. Bei 1-Hexanol wurde bei einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 30$ % noch ein stabiler Selbstumlauf bei mehreren Versuchen beobachtet, was den niedrigsten scheinbaren Flüssigkeitsstand der gesamten Untersuchung darstellt. Erwähnenswert ist zudem die Tatsache, dass bei dem Betriebsdruck von $p_{BA} = 100$ mbar sogar bei einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 50$ % bei treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T \geq 10$ K ein stabiler Naturumlauf vorlag.

5.3 Naturumlaufverdampfungsversuche mit Wasser-Glycerin

Mit dem verwendeten Wasser-Glycerin Gemisch kann das Betriebsverhalten des Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers für ein viskoses, weitsiedendes Stoffgemisch untersucht werden. In Abb. 5.11 ist der Einfluss der Eintrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit im Raum zwischen den Platten in Abhängigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand dargestellt. Bei den untersuchten Betriebsbedingen stellte sich, außer bei kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen und kleinen treibenden Temperaturdifferenzen, ein stabiler Selbstumlauf ein. Wie bei den Reinstoffen sind bei scheinbaren Flüssigkeitsständen von $h_s^* \geq 100$ % annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeiten bzw. Umlaufmassenströme zu beobachten. Bei einer Verringerung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes verringert sich die Eintrittsgeschwindigkeit. Bei geringen scheinbaren Flüssigkeitsständen wurde allerdings ein plötzliches Einbrechen des Umlaufstroms beobachtet. Dies wurde durch die Abtrennung des Wassers im Verdampfer und der damit verbundenen erhöhten Konzentration des Glycerins hervorgerufen. Bei einem geringen Umlaufmassenstrom reicht die Durchmischung nicht mehr aus, um eine übermäßige Anreicherung des Glycerins zu verhindern. Dies führte zu einer Siedetemperaturzunahme, was letztendlich im Zusammenbruch des Selbstumlafs mündete. Die Abhängigkeit der Eintrittsgeschwindigkeit von der treibenden Temperaturdifferenz, vom scheinbaren Flüssigkeitsstand und vom Betriebsdruck unterscheidet sich nicht wesentlich von den Versuchen mit Wasser. Beim Wasser-Glycerin Gemisch sind die minimalen treibenden Temperaturdifferenzen, bei denen ein Naturumlauf beobachtet wurde, größer als bei den Reinstoffen. Dies wurde nur für die Betriebsdrücke $p_{BA} = 100$ mbar, $p_{BA} = 200$ mbar und $p_{BA} = 1000$ mbar explizit untersucht. Bei $p_{BA} = 800$ mbar fand eine Messung der minimalen treibenden Temperaturdifferenz für das Gemisch nicht statt. So konnte bei dem Betriebsdruck von $p_{BA} = 100$ mbar noch bei einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 10$ K ein stabiler Selbstumlauf beobachtet werden. Im Allg. wurden bei diesem Gemisch geringere Eintrittsgeschwindigkeiten als bei den Reinstoffen festgestellt. Ursächlich hierfür ist die verringerte Dampfmenge im Verdampfer aufgrund des schlechteren Wärmeübergangs, was zu einem geringeren Dichteunterschied zwischen Verdampferraum und Brüdenabscheider führte.

Experimentelle Ergebnisse

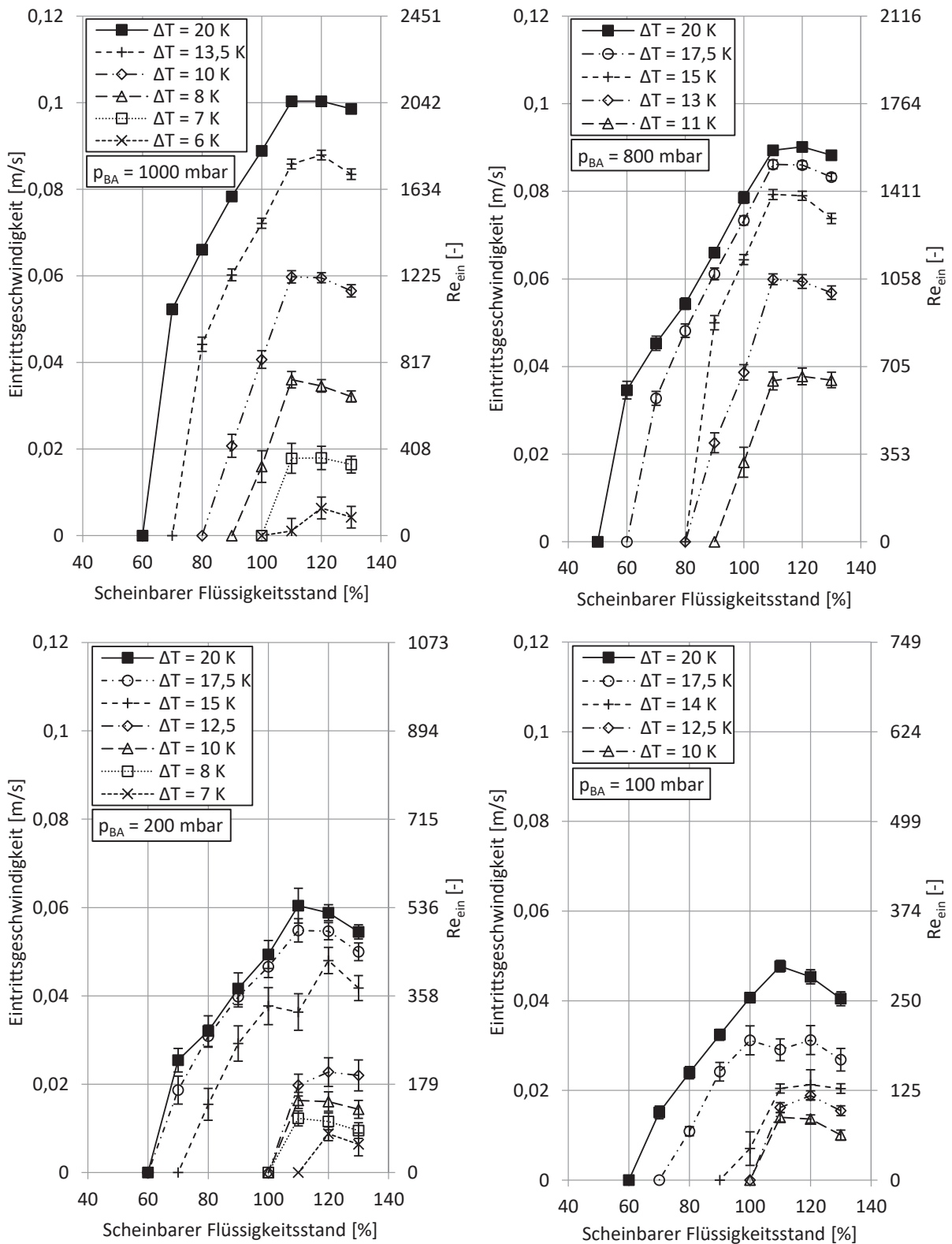


Abb. 5.11: Abhängigkeit der Eintrittsgeschwindigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand für Wasser-Glycerin Gemisch, $x_{H_2O} = 0,71 \text{ mol}_{H_2O}/\text{mol}_{ges}$ für verschiedene Betriebsdrücke

Experimentelle Ergebnisse

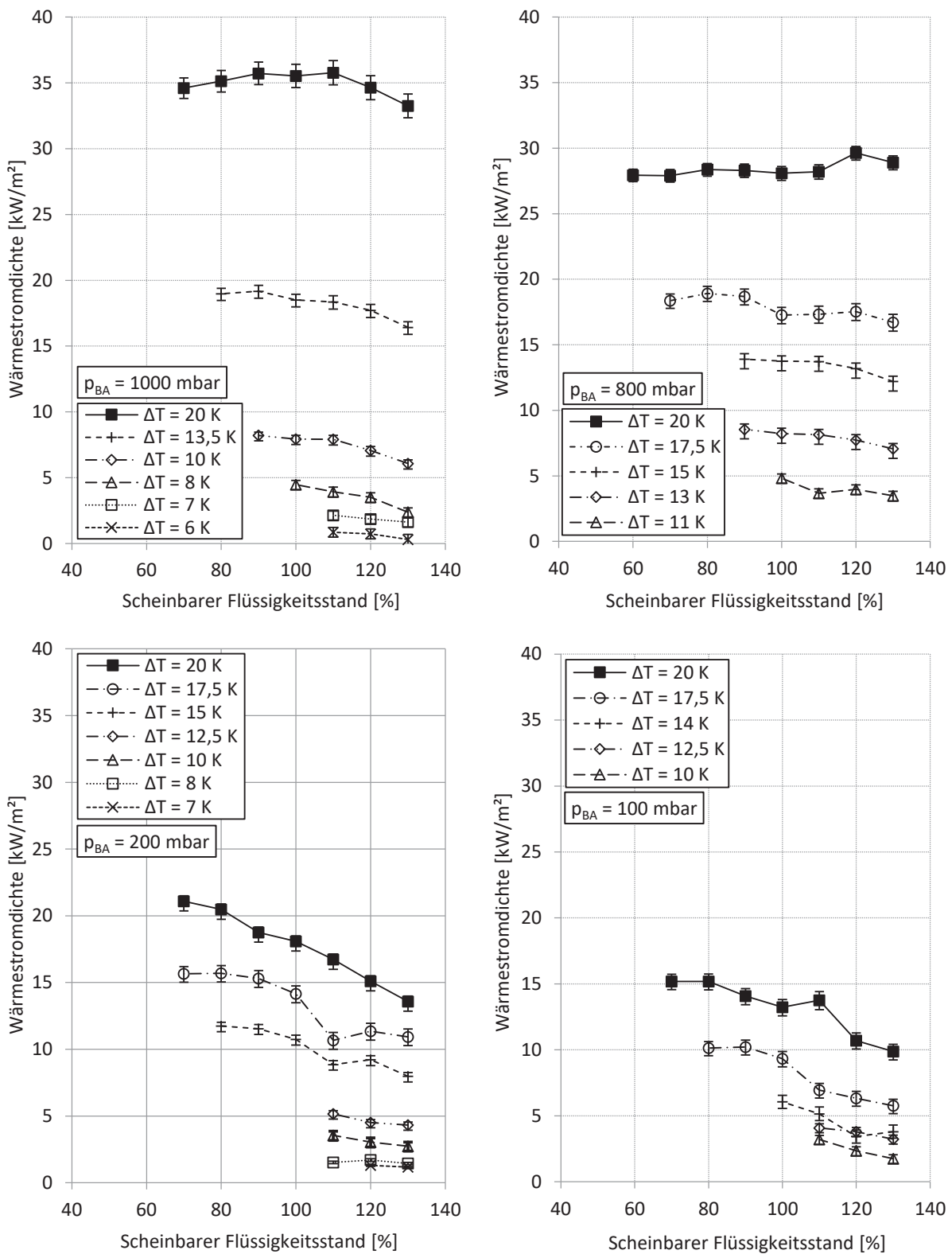


Abb. 5.2: Einfluss des scheinbaren Flüssigkeitsstandes für Wasser-Glycerin Gemisch, $x_{H_2O} = 0,71 \text{ mol}_{H_2O}/\text{mol}_{ges}$, für verschiedene Betriebsdrücke auf die integrale Wärmestromdichte

Experimentelle Ergebnisse

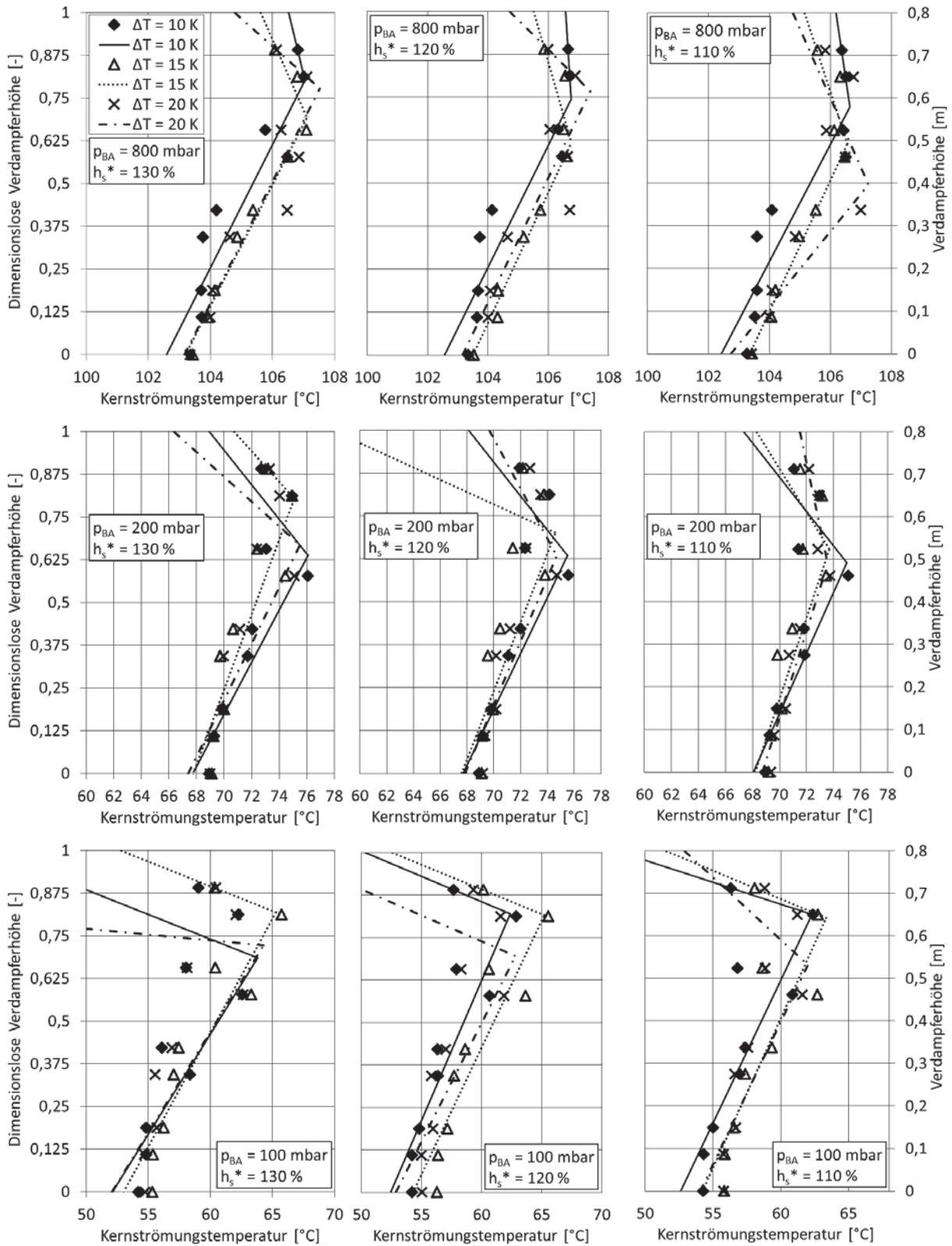


Abb. 5.3: Kernströmungstemperaturen und Temperaturprofile für das Wasser-Glycerin Gemisch, $x_{H_2O} = 0,71 \text{ mol}_{H_2O}/\text{mol}_{ges}$

Die übertragene integrale Wärmestromdichte ist in Abb. 5.12 dargestellt. Der Wärmeübergang beim Wasser-Glycerin Gemisch ist schlechter als bei den Reinstoffen. Die Hauptursache stellt die erhöhte Viskosität dar, welche zu einer Verschlechterung des einphasigen Wärmeübergangs führt und somit die einphasige Aufheizzone verlängert, siehe Abb. 5.13. Ein weiterer Effekt ist die Anreicherung von Glycerin im Verdampfer, wodurch eine Siedetemperaturerhöhung hervorgerufen wird. Da während eines Versuchs die Heizdampf Temperatur konstant gehalten wurde, verringert sich hierdurch die lokale treibende Temperaturdifferenz und somit verringert sich die Triebkraft der Wärmeübertragung im Verdampfer. Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und geringen scheinbaren Flüssigkeitsständen hat dies einen erheblichen Einfluss auf die übertragene Wärmestromdichte. Hierbei sind die Umlaufzeiten gering und nur eine verhältnismäßig geringe Durchmischung findet statt. Allerdings zeigte sich gerade bei den Betriebsdrücken von $p_{BA} = 200 \text{ mbar}$ und $p_{BA} = 100 \text{ mbar}$ eine merkliche Wärmeübergangsverbesserung mit sinkendem scheinbarem Flüssigkeitsstand. Hier bewirkt die Verkürzung der einphasigen Aufheizzone eine Verbesserung des integralen Wärmestroms und wirkt somit dem beschriebenen Effekt der Verringerung des übertragenen Wärmestroms aufgrund der Glycerin-Anreicherung entgegen. Das Verhalten der integralen Wärmestromdichte in Abhängigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand, vom Betriebsdruck und von der treibenden Temperaturdifferenz unterscheidet sich nicht wesentlich von den Beobachtungen bei den Reinstoffuntersuchungen.

In Abb. 5.13 sind die gemessenen Kernströmungstemperaturen des Wasser-Glycerin Gemischs und die daraus gebildeten Temperaturprofile für verschiedene Betriebsbedingungen dargestellt. Obwohl das Wasser-Glycerin Gemisch ein weitsiedendes Gemisch ist, können aus den Messwerten typische Temperaturprofile für Reinstoffe und engsiedende Gemische gebildet werden. Dies ist verwunderlich, da der Dampfmassenanteil am oberen Ende des Verdampfers je nach Versuchsbedingungen $\dot{x} = 1 - 4 \%$ beträgt. Bei Untersuchungen der Wasserkonzentration des Produktkondensats wurde annähernd reines Wasser gemessen. Dementsprechend sinkt auch der Wasseranteil in der flüssigen Phase des Wasser-Glycerin Gemischs über die Verdampferhöhe. Im Anhang ist in Abb. A.1 das Phasengleichgewichtsdiagramm für das Wasser-Glycerin Gemisch dargestellt. Im untersuchten Messbereich ist die Siedelinie sehr flach, was bedeutet, dass bei einer Konzentrationsänderung nur eine relativ geringe Temperaturänderung auftritt. Bei einer Konzentrationsverschiebung von maximal $0,04 \text{ kg}_{H_2O}/\text{kg}_{ges}$ was ca. $0,041 \text{ mol}_{H_2O}/\text{mol}_{ges}$ entspricht, ergibt sich eine Siedetemperaturerhöhung von maximal $2,4 \text{ K}$. Ein Teil des Dampfes, welcher für die Berechnung des Dampfmassenstroms verwendet wird, entsteht erst aufgrund des Flashens in der Brüdenleitung. Dieser Anteil war bei den Simulationen im Bereich von $8 - 12 \%$ des Gesamtmasse dampfanteils am Ende des Verdampfers. Dem gegenüber steht die Siedetemperaturabnahme aufgrund der Druckverluste. Der hydrostatische Druckverlust sorgt hierbei je nach Höhe des Pinchpunktes für eine Siedetemperaturabnahme von $0,8 \text{ K} - 1,4 \text{ K}$. Da die Temperaturerhöhung der Kernströmungstemperatur somit nicht allein auf die einphasige Aufheizung zurückgeführt werden kann, ist eine Aufteilung des Verdampfers in eine einphasige Aufheiz- und Verdampfungszone nur schwer möglich. Die Ergebnisse der Messungen sind aber

dennoch zusammen mit den ermittelten Temperaturprofilen dargestellt. Es zeigt sich bei allen Versuchen im Vgl. zu den anderen Versuchsmedien eine sehr lange einphasige Aufheizzone. Ein eindeutiger Trend der Länge der einphasigen Aufheizzone in Abhängigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand, von der treibenden Temperaturdifferenz oder vom Betriebsdruck lässt sich nicht ausmachen. Gerade im oberen Bereich des Verdampfers ist eine große Streuung der Messwerte offensichtlich. Ob diese Streuung durch eine Fehlverteilung zwischen den beiden Strömungskanälen entsteht oder aufgrund von systematischen Messfehlern resultiert, ist nicht eindeutig zu klären. Hierfür könnten weitere Messungen in einem Einkanalapparat durchgeführt werden, um den Einfluss der Fehlverteilung auszuschließen.

Die untere Betriebsgrenze, bezogen auf den minimalen scheinbaren Flüssigkeitsstand bei dem noch ein stabiler Naturumlauf beobachtet, wurde ist in Abb. 5.14 dargestellt. Es zeigt sich im Vgl. zu den untersuchten Reinstoffen ein deutlich verkleinerter Betriebsbereich. Dies gilt für den minimalen scheinbaren Flüssigkeitsstand sowie für die minimale treibenden Temperaturdifferenz. So war die kleinste treibende Temperaturdifferenz bei einem Versuchsdruck von $p_{BA} = 1000$ mbar $\Delta T = 6$ K. Bei treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T \leq 15$ K konnten bei $p_{BA} = 1000$ mbar die kleinsten scheinbaren Flüssigkeitsstände beobachtet werden. Ansonsten sinkt im Allg. der Betriebsbereich mit sinkendem Betriebsdruck. Mit steigenden treibenden Temperaturdifferenzen erweitert sich dagegen bei den betrachteten Versuchsbedingungen der Betriebsbereich und es wird ein stabiler Naturumlauf bei kleineren scheinbaren Flüssigkeitsständen beobachtet.

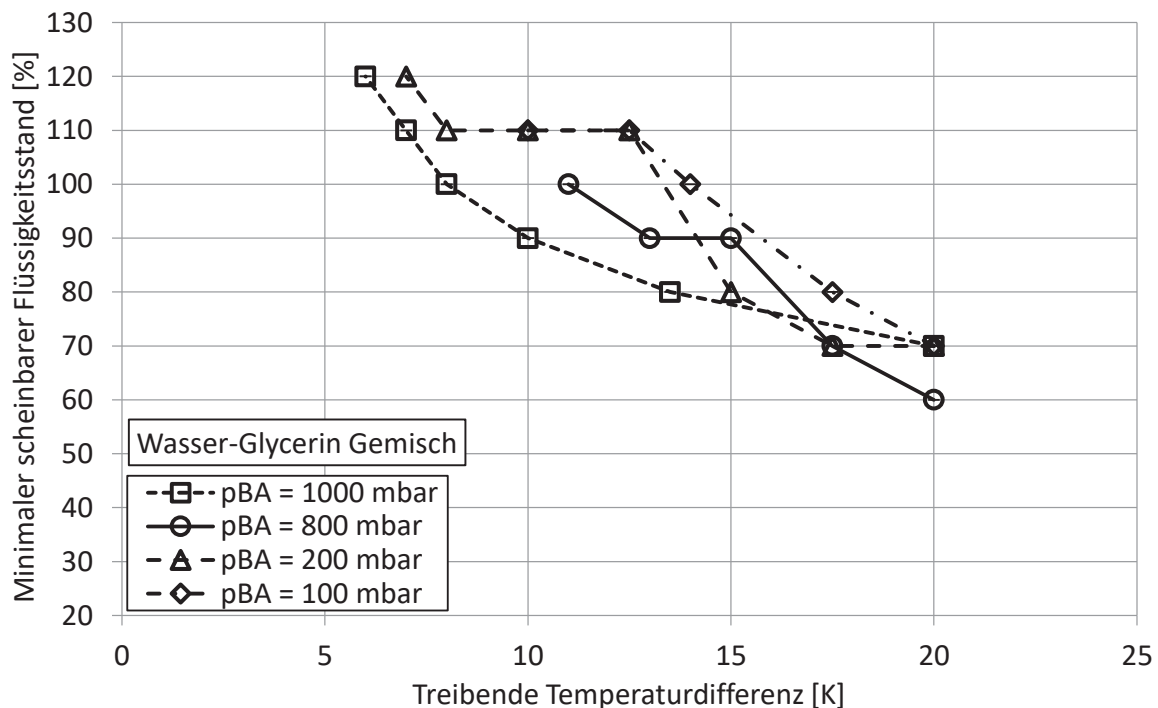


Abb. 5.4: Abhängigkeit des minimalen scheinbaren Flüssigkeitsstandes von der treibenden Temperaturdifferenz für Wasser-Glycerin Gemisch

Zusammenfassend kann für alle drei untersuchten Versuchsmedien festgehalten werden, dass ein stabiler Selbstumlauf über einen großen Bereich des scheinbaren Flüssigkeitsstandes, des Betriebsdrucks und der treibenden Temperaturdifferenz beobachtet wurde. Dementsprechend sind die untersuchten Kissenplatten sehr gut für die Naturumlaufverdampfung geeignet. Es zeigte sich bei allen Messungen mit allen Versuchsmedien ein Anstieg der gemessenen Eintrittsgeschwindigkeit mit steigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand bis das Brüdenrohr geflutet wurde. Anschließend war eine annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit gemessen worden. Die gemessene integrale Wärmestromdichte sinkt oder zeigt annähernd konstantes Verhalten mit steigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand. Durch eine Verringerung des Betriebsdrucks verringerten sich die gemessene Eintrittsgeschwindigkeit, die gemessene integrale Wärmestromdichte und somit auch der Betriebsbereich. Durch eine Erhöhung der treibenden Temperaturdifferenz stiegen die gemessenen Wärmestromdichten und meist auch die gemessene Eintrittsgeschwindigkeit. Ausnahmen wurden bei den Versuchen mit 1-Hexanol beobachtet, wobei die gemessene Eintrittsgeschwindigkeit bei großen treibenden Temperaturdifferenzen aufgrund der Druckverluste abnahm. Ein qualitativer Vergleich zu Versuchen an Rohrnaturumlaufverdampfern anderer Autoren mit dem Versuchsmedium Wasser und Wasser-Glycerin Gemisch zeigte eine Verbesserung des integralen Wärmeübergangs bei Einsatz von Kissenplatten um bis zu 35 %, siehe [Goedecke & Scholl, 2015a]. Hierbei sei aber erwähnt, dass diese Rohrapparate zwar vergleichbaren Abmessungen besitzen, aber die Verrohrung, die Verdampferlänge und der hydraulische Durchmesser zu dem hier beschriebenen Kissenplattenapparat differierten. Für einen quantitativen Vergleich zwischen Rohr- und Kissenplattenapparaten sollte ein Rohrapparat mit der gleichen Höhe und einem vergleichbaren hydraulischen Durchmesser der Rohre oder einer gleichen freien Strömungsquerschnittsfläche wie bei den untersuchten Kissenplatten verwendet und untersucht werden.

Es wurden Temperaturprofile gemessen, welche die Wärmeübergangsmechanismen im Verdampfer besser beschreibbar machen. Somit können die in Kap. 5.1 dargestellten Wassermessungen für die in Kap. 6 aufgeführte Modellierung als Grundlage verwendet werden.

6 Modellierung

Für die Berechnung eines Naturumlaufverdampfers ist die Bestimmung von ingenieurtechnisch geeigneten Korrelationsgleichungen zur Beschreibung der einzelnen Druckverlust- und Wärmeübergangsmechanismen notwendig. Bisher sind nur sehr wenige Berechnungsgleichungen für die Beschreibung dieser Mechanismen **in** und **zwischen** Kissenplatten in der Literatur zugänglich. Aus diesem Grund werden Korrelationen für die Kondensation **in** den Kissenplatten, sowie den einphasigen und den verdampfungsseitigen Wärmeübergang **zwischen** den Kissenplatten vorgeschlagen. Außerdem wird auf die Berechnungsgleichungen für die Bestimmung der ein- und zweiphasigen Druckverluste eingegangen. Bei den beschriebenen Korrelationen für den Wärmeübergang wird als Bezugsfläche immer die Projektionsfläche der Kissenplatte nach Gl. 2.8 verwendet, da die reale Fläche in den meisten Fällen nur dem Kissenplattenproduzenten bekannt ist und dem Anwender nicht zur Verfügung steht. Diese Annahme setzt voraus, dass die Randschweißnaht und die Schweißpunkte voll am Wärmeübergang teilnehmen. In der Realität sind die Randschweißnaht und die Schweißpunkte lediglich durch Wärmeleitung am Wärmeübergang beteiligt, sodass an diesen Stellen der Wärmeübergang gering ist. Wie groß der Einfluss der Wärmeleitung dieser Stellen ist, wurde in dieser Arbeit nicht untersucht. Würden die Flächen der Randschweißnaht und der Schweißpunkte vernachlässigt werden, so würde sich eine Verbesserung der ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten, entsprechend der Flächenverkleinerung, ergeben. Bei der untersuchten Kissenplattengeometrie beträgt der Anteil der Schweißpunkte 3 % und der der Randschweißung 12 % der Gesamtfläche. Dem steht eine Vergrößerung der realen wärmeübertragenden Fläche aufgrund der Hydroumformung von 1,2 % gegenüber. Somit wird die Annahme der Berechnung der wärmeübertragenden Fläche als Projektionsfläche der Kissenplatten als hinreichend genau angesehen.

6.1 Kondensation in Kissenplatten

Die Kondensation innerhalb der Kissenplatten wird entsprechend der ebenen Wand mit den in Kap. 3.1 beschriebenen Gleichungen berechnet. Diese Annahme ist notwendig, da keine Veröffentlichungen zur Kondensation innerhalb von Kissenplatten bekannt sind und eine Untersuchung dieses Wärmeübergangsmechanismus in dieser Arbeit nicht möglich war. Ob diese Annahme zu einer Über- oder Unterschätzung des Wärmeübergangs führt, kann nicht abschließend geklärt werden. Aufgrund der Kissenform und der ständigen Störung des abfließenden Kondensatfilms an den Schweißpunkten wird einerseits eine Verbesserung des Wärmeübergangs erwartet. Andererseits sind die Schweißpunkte selbst sowie die Randschweißnaht nur durch Wärmeleitung am Wärmeübergang beteiligt, was zu einer Verschlechterung des Wärmeübergangs führt. Bei der Berechnung der Berieselungsdichte ergibt sich unter Verwendung der gesamten Kissenplattenbreite eine geringere Berieselungsdichte als unter Berücksichtigung der Randschweißnaht und der Schweißpunkte. Dies führt aufgrund von geringeren Filmdicken zu

größeren Wärmeübergangskoeffizienten. Welcher dieser aufgeführten Punkte überwiegt, muss in weiterführenden Arbeiten geklärt werden.

Bei einer Berechnung analog der ebenen Wand ergeben sich integrale heizseitige Wärmeübergangskoeffizienten von $8000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq \alpha_{\text{HD}} \leq 11000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Beim einphasigen Wärmeübergang in der Aufheizzone sind bei allen drei Versuchsmedien die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten sehr viel kleiner, weswegen ein Fehler bei der Bestimmung des heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten vernachlässigt werden kann. Bei der Verdampfung von 1-Hexanol und dem Wasser-Glycerin Gemisch trifft dies ebenso zu. Die Verdampfung von Wasser liefert allerdings teilweise größere Wärmeübergangskoeffizienten als bei der Kondensation. Dies kann zu einem Fehler bei der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten in der Verdampfungszone führen.

6.2 Einphasiger Wärmeübergang zwischen Kissenplatten

Die Bestimmung des einphasigen Wärmeübergangs erfolgt mittels der in Kap. 4.5 beschriebenen Methodik. Es werden hierfür Messwerte aus den Experimenten mit Wasser verwendet. Die ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten sind in Abb. 6.1 in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl dargestellt. Der untersuchte Prandtl-Zahl Bereich beträgt $1,7 \leq \text{Pr} \leq 3,8$.

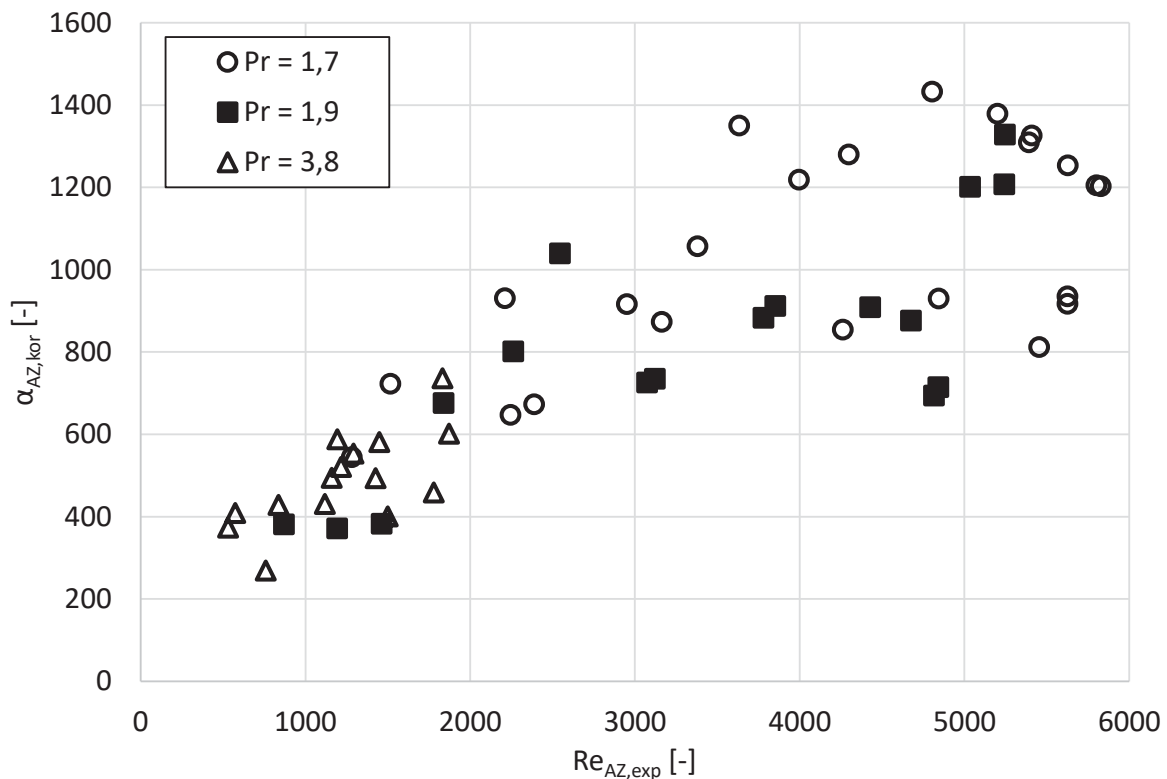


Abb. 6.1: Einphasige Wärmeübergangskoeffizienten der Aufheizzone in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl für Wasser

Es ist für $Re \leq 3500$ ein linearer Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Reynolds-Zahl zu beobachten. Für $Pr = 1,9$ flacht der Verlauf anschließend ab, wohingegen für $Pr = 1,7$ der linearer Anstieg bis $Re = 5000$ anhält. Anschließend kommt es zu einem leichten Abfall bzw. zu einem annähernd konstanten Wärmeübergangskoeffizient. Erwartet wurde ein Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Reynolds-Zahl, da die Turbulenz steigt und somit der Wärmeübergang verbessert wird. Daher wird vermutet, dass Messfehler vorliegen und diese aufgrund der Auswertemethodik einen großen Einfluss auf das Ergebnis haben. Für $Re \leq 2900$ werden wie erwartet meist höhere Wärmeübergangskoeffizienten bei größeren Prandtl-Zahlen beobachtet. Für größere Reynolds-Zahlen kehrt sich dies allerdings meist um, was ebenfalls auf die Auswertemethodik zurückgeführt werden muss, da kein systematischer Fehler festgestellt werden konnte.

Aus den so ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten für den einphasigen Wärmeübergang wurde entsprechend der Dittus-Boelter Beziehung für Rohre eine Korrelationsgleichung für den Kanal zwischen Kissenplatten entwickelt, Gl. 6.1, welche für Wasser gilt.

$$Nu_{AZ, kor} = 0,059 \cdot Re^{0,71} \cdot Pr^{0,33} \quad (6.1)$$

Dieser Ansatz setzt eine turbulente Strömung voraus. Der Umschlagspunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung ist für den Kanal zwischen Kissenplatten nicht bekannt.

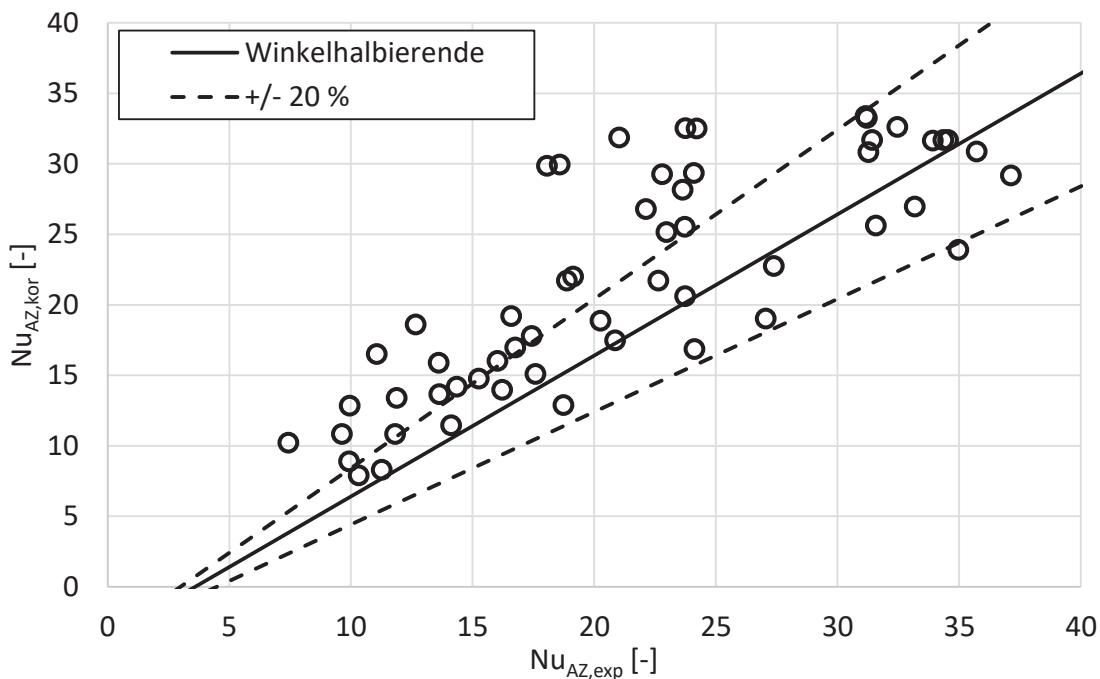


Abb. 6.2: Paritätsdiagramm der Nußelt-Zahlen, Vergleich von korrelierten und experimentell ermittelten Werten für Wasser

Für Plattenwärmeübertrager mit gestanzten Platten ist der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung bereits bei $Re \approx 10$ zu beobachten. Eine vollständig turbulente Strömung liegt abhängig vom Prägungswinkel ab etwa $Re = 300 \dots 700$ vor [Dović & Švaić, 2007]. Aus diesem Grund wird auch in dem hier vorliegenden Fall von turbulenter Strömung ausgegangen.

Abb. 6.2 zeigt ein Paritätsdiagramm der experimentellen Werte des einphasigen Wärmeübergangs zwischen Kissenplatten, die in die entsprechenden Nußelt-Zahlen $Nu_{AZ,exp}$ umgerechnet wurden und der nach Gl. 6.1 berechneten Werte $Nu_{AZ,kor}$.

Der Großteil der berechneten Werte weicht weniger als $\pm 20\%$ von den experimentell ermittelten Werten ab. Bei den abweichenden Werten konnte weder ein systematischer Fehler festgestellt werden noch ist bei den Versuchsbedingungen ein einheitliches Muster zu erkennen gewesen. Es sei darauf hingewiesen, dass Gl. 6.1 nicht die Ergebnisse des Wasser-Glycerin Gemischs abbilden kann. Hierfür sind in Zukunft weiterführende Untersuchungen notwendig.

6.3 Wärmeübergang in der Verdampfungszone

Durch Auswertung der Temperaturprofile wurden die Wärmeübergangskoeffizienten aus den Naturumlaufverdampfungsversuchen extrahiert. Diese sind in Abb. 6.3 in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte in der Verdampfungszone für Wasser und das Wasser-Glycerin Gemisch dargestellt.

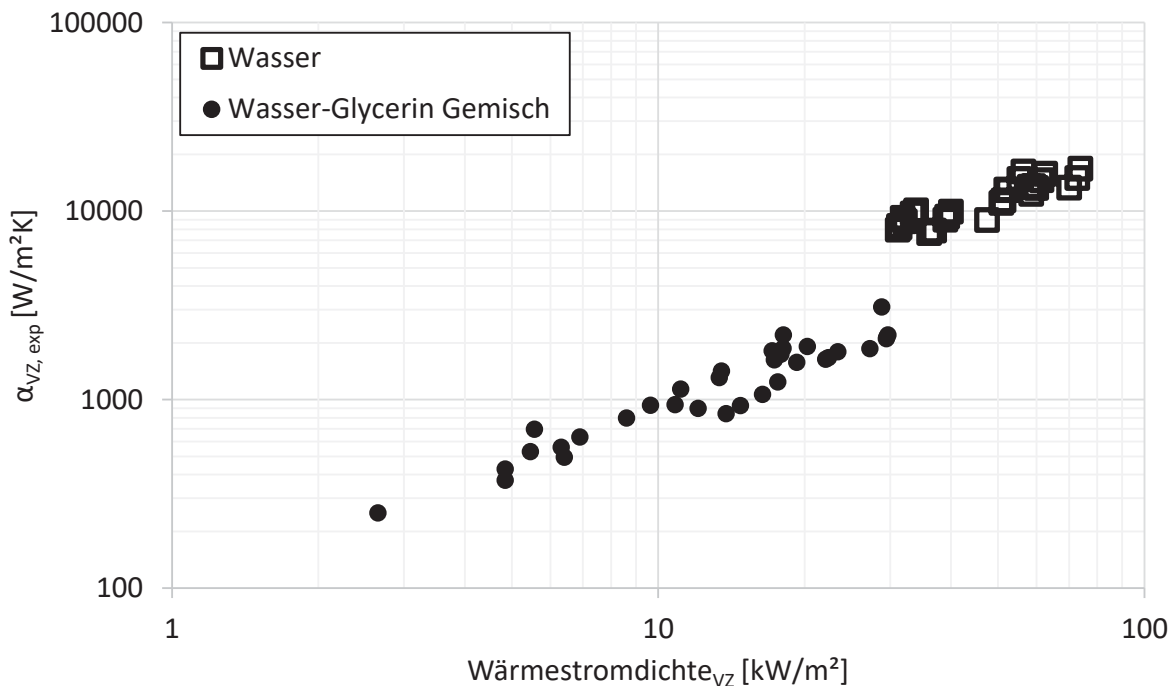


Abb. 6.3: Verdampfungsseitige Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte

Für das Wasser-Glycerin Gemisch sind Wärmeübergangskoeffizienten von $250 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq \alpha_{vz} \leq 3200 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ und für Wasser von $7700 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq \alpha_{vz} \leq 17000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ beobachtet worden. Bei [Hammerschmidt, 2013] lagen die gemessenen verdampfungsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten für Wasser-Glycerin bei $750 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} \leq \alpha_{vz} \leq 3000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Diese Messungen wurden mit dem gleichen Wasser-Glycerin Gemisch bei der Verdampfung an einem Rohr mit Drahtgestrickeinbauten untersucht. [Qui & Liu, 2004] untersuchten die Verdampfung von Wasser um ein horizontales Rohrbündel und ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten von $\alpha_{vz} \approx 20000 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, allerdings bei höheren Wärmestromdichten als bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen. Die in Abb. 6.3 gezeigten Wärmeübergangskoeffizienten befinden sich in einer üblichen Größenordnung, wenn auch die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten bei Wasser etwas hoch erscheinen. Da bei Wasser sehr hohe Wärmeübergangskoeffizienten gemessen wurden, könnte dies ein Indiz dafür sein, dass die Berechnung des heizseitigen Wärmeübergangs unter Verwendung der Berechnung der Kondensation an einer ebenen Wand zu konservativen Werten für die heizseitigen Wärmeübergangskoeffizienten innerhalb von Kissenplatten führt. Die Werte zeigen einen linearen Anstieg in der doppeltlogarithmischen Darstellung mit steigender Wärmestromdichte. Dies ist ein typisches Verhalten für das Blasensieden. Ein weiterer wichtiger Einflussparameter auf das Blasensieden ist die Oberflächenbeschaffenheit der wärmeübertragenden Wand. Die Kissenplatten wurden nach dem Schweißen und der Hydroumformung gebeizt. Mit diesem typischen technischen Oberflächenverfahren werden geschweißte Flächen behandelt, sodass sich die mikroskopische Oberfläche der Kissenplatten nicht von anderen üblichen Oberflächen, wie z. B. Rohren, unterscheidet. Das Blasensieden findet entsprechend Gl. 3.54 erst statt, wenn eine kritische Wärmestromdichte überschritten wird. Diese liegt bei den betrachteten Versuchen beim Wasser-Glycerin Gemisch bei mindestens $\dot{q}_{\text{onb}} \geq 26 \text{ kWm}^{-2}$. Bei Wasser ist der minimale Wert $\dot{q}_{\text{onb}} \geq 48 \text{ kWm}^{-2}$, sodass bei den meisten Versuchen kein Blasensieden vorgelegen hat. Aus diesem Grund wurde dem konvektiven Sieden der Haupteinfluss auf den Wärmeübergang bei der Verdampfung zugeordnet. Der lineare Anstieg in Abb. 6.3 kann auch mit der Zunahme der Dampfmenge bei steigender Wärmestromdichte erklärt werden.

Die Gl. 6.2 entspricht der an die Messdaten angepassten Gl. 3.53. Sie hat eine Gültigkeit im Wärmestrombereich von $15 \text{ kW/m}^2 \leq \dot{q}_{vz} \leq 65 \text{ kW/m}^2$ und für einen Dampfanteil von $0,1 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{kg}_{\text{ges}} \leq x \leq 0,8 \text{ kg}_{\text{vap}}/\text{kg}_{\text{ges}}$.

$$\frac{\alpha_{CB}}{\alpha_{LO}} = \left\{ (1-x)^{0,01} \cdot \left[(1-x)^{6,84} + 0,54x^{4,8} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-4,16} \right]^{-3,26} + x^{0,01} \cdot \left[\frac{\alpha_{VO}}{\alpha_{LO}} \cdot \left(1 + 1,27 \cdot (1-x)^{-1,3} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0,54} \right) \right]^{0,07} \right\}^{2,7} \quad (6.2)$$

Die weitere Berechnung erfolgt entsprechend den Gln. 3.55 – 3.65, wobei in Gl. 2.74 der hydraulische Durchmesser des Kanals zwischen den Kissenplatten verwendet wird.

In Abb. 6.4 ist die Genauigkeit dieser Modellierung als Paritätsdiagramm der berechneten Wärmeübergangskoeffizienten zu den experimentellen Werten dargestellt. Der Großteil der Werte liegt innerhalb einer Genauigkeit von $\pm 20\%$. Nur einige wenige Werte weisen eine größere Abweichung auf. Bei diesen Werten kann kein einheitliches Muster in Bezug auf die Versuchsbedingungen festgestellt und für die Abweichung verantwortlich gemacht werden. Für Wärmestromdichten $\dot{q}_{vz} < 15 \text{ kW/m}^2$ und $\dot{q}_{vz} > 65 \text{ kW/m}^2$ wurden teilweise sehr große Abweichungen beobachtet, weswegen diese nicht in Abb. 6.4 dargestellt wurden. Für diese Bereiche müssen dementsprechend weitere Untersuchungen durchgeführt werden, um die Korrelation zu verbessern.

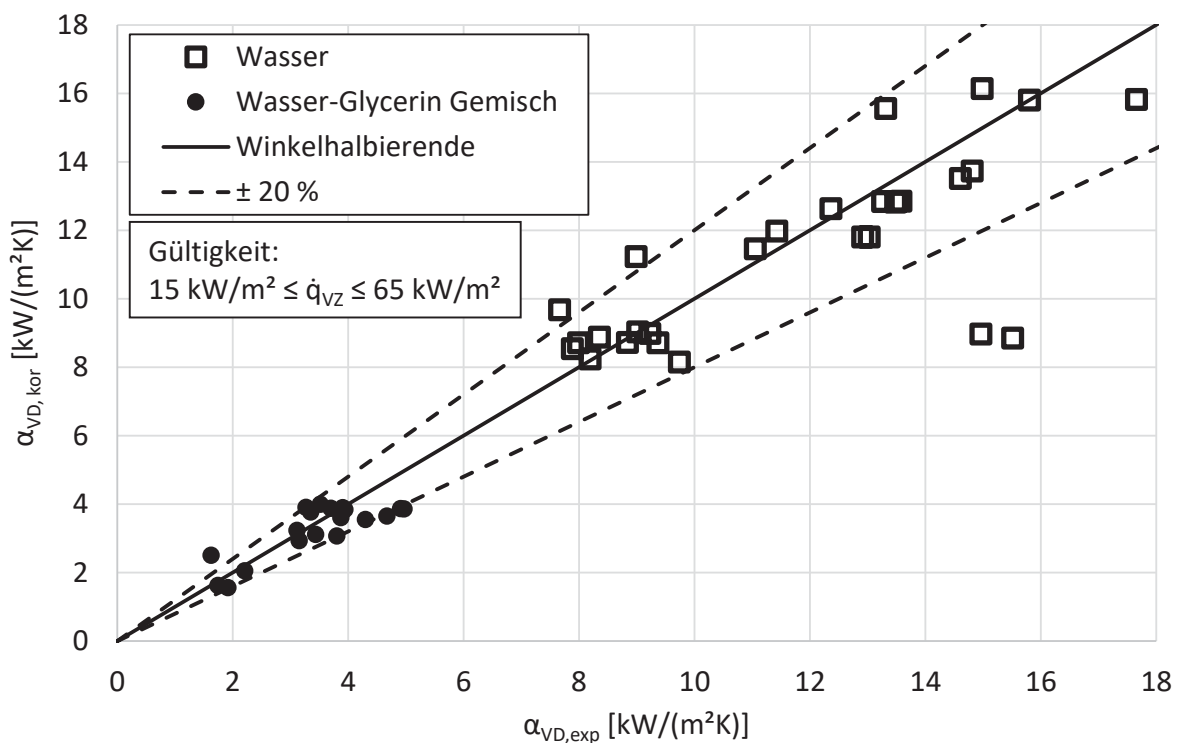


Abb. 6.4: Paritätsdiagramm der berechneten und der experimentellen Wärmeübergangskoeffizienten bei der Verdampfung

6.4 Reibungsdruckverlust zwischen Kissenplatten

Für die Berechnung des einphasigen Druckverlustes zwischen Kissenplatten wird der von [Piper et al., 2015b] vorgeschlagene Ansatz zur Berechnung des Widerstandsbeiwertes entsprechend Gl. 2.11 angewendet, der in Kap. 2.2.5 beschrieben wurde. [Piper et al., 2015b] untersuchte dabei einen anderen Kissenplattenkanal. Die Unterschiede zum Kissenplattenkanal in dieser Arbeit sind der größere Schweißpunktdurchmesser, der größere Abstand der Schweißpunkte

entlang des Strömungswegs und die größere Aufweitung. Diese verschiedenen Geometrieparameter haben einen unterschiedlichen Einfluss auf den Formwiderstand ζ_{Fo} . So führt die größere Aufweitung zu einer Vergrößerung des Formwiderstandes, gleichzeitig führen die anderen beiden Parameter zu dessen Verkleinerung. Insgesamt wird der von [Piper et al., 2015b] untersuchte Kanal als ähnlich genug angesehen, um die dort entwickelte Gleichung für den Widerstandsbeiwert $\zeta_{\Delta p}$ für den in dieser Arbeit verwendeten Kanal zwischen Kissenplatten zu verwenden. Zusätzlich ist der von [Piper et al., 2015b] untersuchte Reynolds-Zahlbereich größer als der in dieser Arbeit vorliegende, allerdings wird von [Piper et al., 2015b] eine Gültigkeit auch für kleinere Reynolds-Zahlen angenommen, weswegen in dieser Arbeit die Gl. 2.11 für die hier relevanten Reynolds-Zahlen extrapoliert wird.

Bei der Berechnung des zweiphasigen Reibungsdruckverlustes im Kanal zwischen Kissenplatten wird in dieser Arbeit der in Kap. 3.3 beschriebene Ansatz von [Chisholm, 1973] verwendet und nach den Gln. 3.33, 3.36 und 3.37 berechnet. [Chisholm, 1973] konnte die Gültigkeit der Gleichungen, die eigentlich für Rohre entwickelt wurden, auch für ebene Kanäle bei der Verdampfung zeigen. Für den einphasige Druckverlust $\Delta p_{1Ph,liq}$ wird die von [Piper et al., 2015b] vorgeschlagene Berechnung aus Kap. 2.2.5 verwendet.

6.5 Zweiphasendruckverlust des Verdampferkopfes und der Verdampferhaube

Der Kopf des Kissenplattenverdampfers ist ein rechteckiger ebener Spalt, siehe Abb. A.3. An den rechteckigen Spalt schließt sich die Verdampferhaube an, welche von einem rechteckigen Querschnitt auf ein Rohr verengt wird. Aus der Literatur ist keine Berechnungsgleichung bekannt, mit deren Hilfe eine Berechnung des Zweiphasendruckverlusts hierfür möglich ist. Aus diesem Grund wurde eine eigene Korrelation auf Basis der Messungen mit Wasser erstellt. Hierfür wurde die Austrittstemperatur aus dem Temperaturprofil $T_{VD,aus}$ und die gemessene Temperatur am Austritt der Verdampferhaube verwendet, um mit deren Hilfe die Druckverluste zu bestimmen. Dies war möglich, da aus dem Verdampfer der Reinstoff Wasser im Sättigungszustand austritt und die weitere Temperaturabnahme aus dem Druckverlust resultiert. Von diesem Druckverlust wurde der hydrostatische Druck abgezogen, wodurch die Summe des Reibungs- und des Beschleunigungsdruckverlustes bestimmt und basierend darauf der Lockhart-Martinelli-Parameter $X_{VD,aus}$ ermittelt wurde. Der zweiphasige Druckverlust wurde mit Gl. 3.35 berechnet. Der dazu nötige einphasige Druckverlust dieser Geometrie wurde mit Hilfe des Druckverlustes des Austrittsrohres entsprechend Gl. 3.17 für ein DN40 Rohr berechnet. Die Berechnung des Lockhart-Martinelli-Parameters erfolgt mit Gl. 6.3.

$$\Phi_{liq,VD,aus} = 2,565 \cdot X_{VD,aus}^{0,119} \quad (6.3)$$

In Abb. 6.5 ist die Abhängigkeit des Druckverlustbeiwertes vom experimentell ermittelten Lockhart-Martinelli Parameters angegeben.

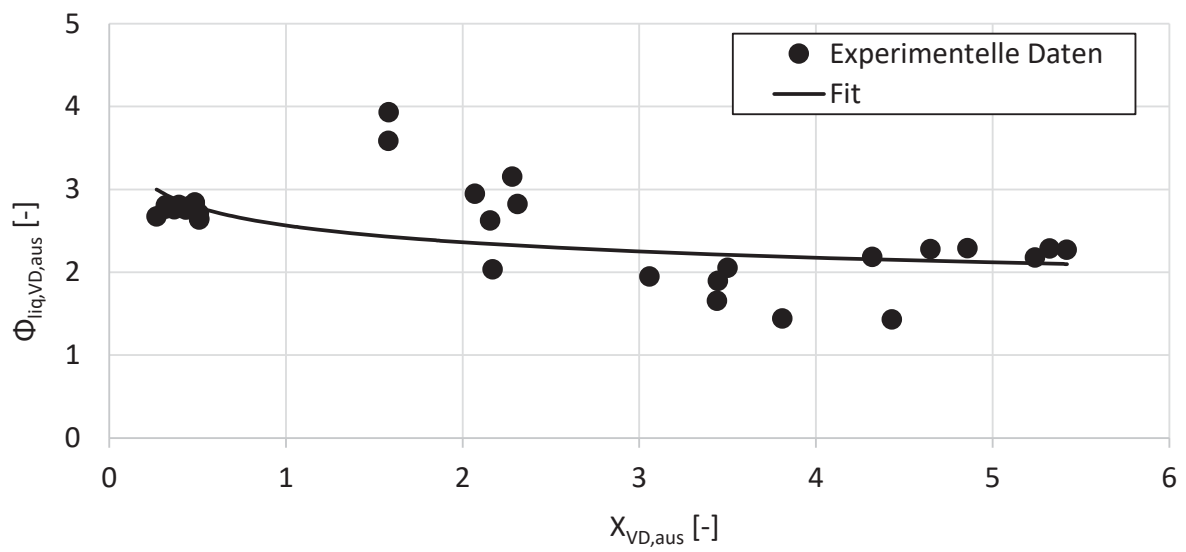


Abb. 6.5: Lockhart-Martinelli-Parameter für den Verdampferaustritt und die Verdampferhaube

7 Vergleich zwischen Simulation und Experiment

Das Modell von Hammerschmidt wurde für die Berechnung in dieser Arbeit angewendet und an die Berechnung für Kissenplatten angepasst. Dessen Grundaufbau ist in Abb. 7.1 dargestellt.

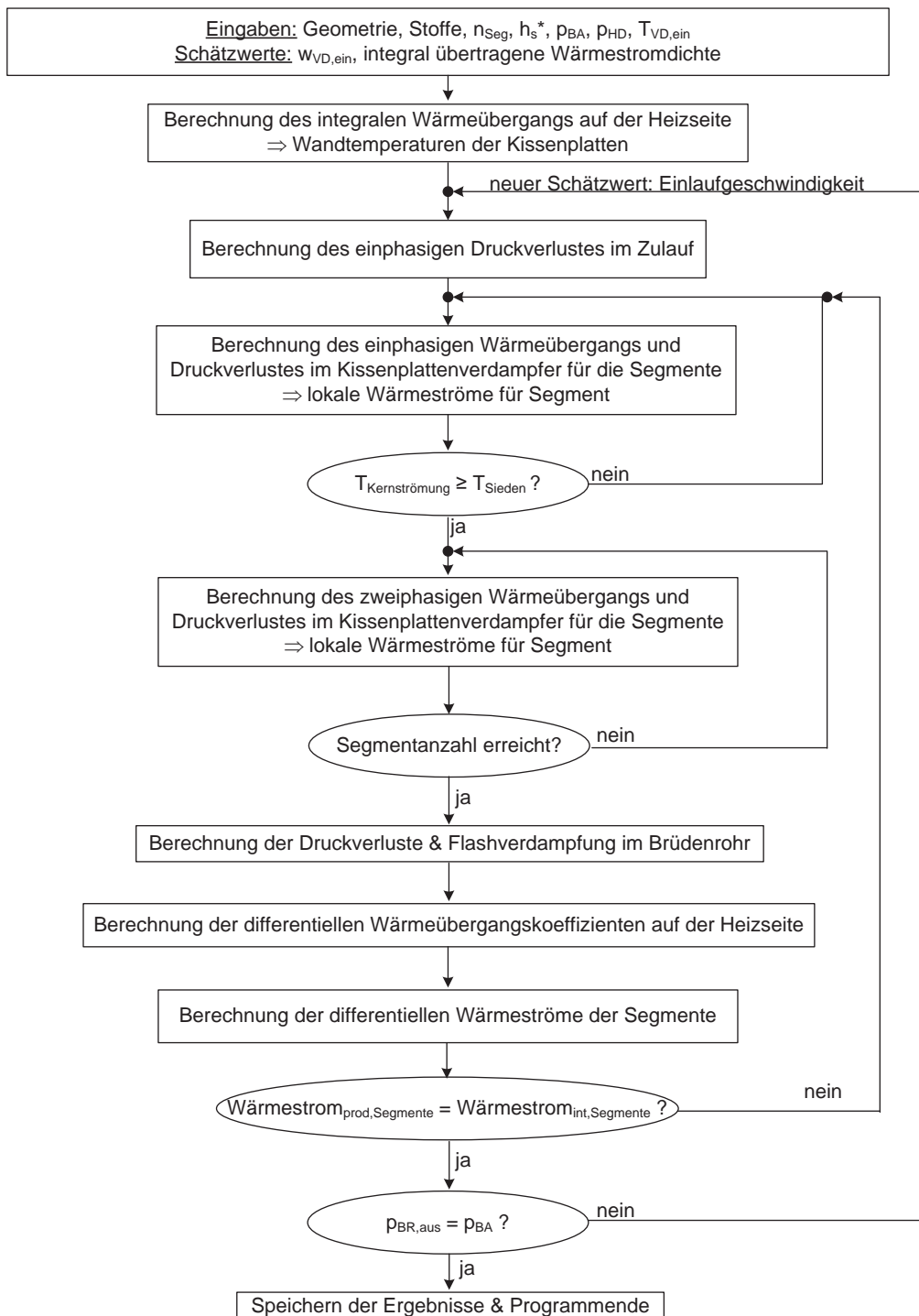


Abb. 7.1: Aufbau des Simulationsprogramms nach Hammerschmidt [Hammerschmidt, 2013]

Das Programm wurde mit der Software Matlab der Firma The Mathworks umgesetzt. Neben den Informationen zur Geometrie des Verdampfers und den Prozessbedingungen werden Schätzwerte für die Einlaufgeschwindigkeit des Prozessmediums in den Verdampfer und eine integrale Wärmestromdichte für die Simulation benötigt. Die Qualität der Schätzwerte bestimmt nicht die Qualität des Ergebnisses, sondern allein die Rechendauer. Die Berechnung erfolgt segmentweise. Mit der geschätzten Wärmestromdichte wird im ersten Schritt ein heizseitiger integraler Wärmeübergang nach den in Kap. 3.1 beschriebenen Gleichungen zur Kondensation im ebenen Spalt berechnet. Unter Verwendung des geschätzten Massenstroms erfolgt anschließend die Berechnung des Druckverlustes in der Zulaufleitung. Hierfür werden die in Anhang A1 beschriebenen Korrelationen verwendet. Im nächsten Schritt wird segmentweise der einphasige Wärmeübergang im Kissenplattenapparat mit Hilfe der Korrelation Gl. 6.1 und der Druckverlust nach Gl. 2.11 berechnet. Hierfür wird der Verdampfer in 25 Segmente mit einer Segmentlänge von 32 mm unterteilt. Nach jedem Segment wird der Temperaturanstieg der Flüssigkeit berechnet und dieser mit der Siedetemperatur der Flüssigkeit beim vorherrschenden Druck verglichen. Wenn die Temperatur im Segment über der Siedetemperatur liegt, beginnt im nächsten Segment die Verdampfungszone. Unter der Annahme eines sehr kleinen Dampfanteils wird im Folgenden der zweiphasige Wärmeübergang, entsprechend Kap 6.3, und Druckverlust nach Kap. 6.4 berechnet, um daraus einen neuen Dampfanteil für das nächste Segment zu ermitteln. Nach der Berechnung der 25 Segmente werden die Zweiphasendruckverluste im Austritt des Verdampfers, siehe Kap 6.5, und der Brüdenleitung, siehe Kap. A.2, berechnet. Anschließend werden mit der segmentweise bestimmten Wärmestromdichte differentielle heizseitige Wärmeübergangskoeffizienten berechnet und damit erneut die Segmente produkt- und heizseitig differentiell berechnet. Wenn der ermittelte integrale Wärmestrom nicht gleich der Summe der differentiellen Wärmeströme ist, wird von den segmentweise berechneten differentiellen Wärmeströmen als Ausgangspunkt für eine neue Berechnung des Wärmeübergangs auf der Heizseite ausgegangen und segmentweise neue Wärmeströme berechnet. Wenn keine Änderung mehr zwischen den bestimmten Wärmeströmen vorliegt, wird ein Vergleich des vorliegenden Drucks am Austritt des Brüdenrohrs mit dem Druck im Brüdenabscheider durchgeführt. Wenn dieser Vergleich Unterschiede dieser Drücke zeigt, wird der Umlaufmassenstrom variiert und die Berechnung erfolgt mit einem neuen Schätzwert für die Einlaufgeschwindigkeit von vorn. Das Programm speichert die Ergebnisse und wird beendet, wenn der Druckvergleich eine Übereinstimmung zeigt.

Im Folgenden werden einige experimentelle Daten der einzelnen Versuchsmedien mit den Ergebnissen der Simulation verglichen und die Gültigkeit und Grenzen der Modellgleichungen sowie des Simulationsprogramms diskutiert.

7.1 Vergleich der Wasserdaten

Im Folgenden werden anhand der Abbildungen 7.2 – 7.7 einige Simulationsergebnisse der integralen Wärmestromdichte, der Einlaufgeschwindigkeit und Temperaturprofile für die Betriebsdrücke $p_{BA} = 100\text{mbar}$, 200mbar und 1000mbar mit experimentellen Ergebnissen für das

Versuchsmedium Wasser verglichen. Hierbei werden jeweils Ergebnisse der minimalen, maximalen sowie einer mittleren treibenden Temperaturdifferenz gezeigt. Die Temperaturprofile werden zusätzlich für einen maximalen, minimalen und einen mittleren scheinbaren Flüssigkeitsstand dargestellt. In den Abb. 7.8 und 7.9 werden alle Simulationsergebnisse in Form von Paritätsdiagrammen mit den dazugehörigen experimentellen Ergebnissen verglichen.

In Abb. 7.2 sind die simulierten sowie die experimentellen Ergebnisse für die integralen Wärmestromdichten und Eintrittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand für verschiedene treibende Temperaturdifferenzen dargestellt. Die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der treibenden Temperaturdifferenz wird sehr gut dargestellt. Bei einer Temperaturdifferenz von 17,5 K wird die Abhängigkeit des scheinbaren Flüssigkeitsstandes vom Wärmeübergang hervorragend wiedergegeben, wobei die Wärmeströme im Allg. aber unterschätzt werden. Bei Versuchen mit treibenden Temperaturdifferenzen von 12,5 K und 15 K zeigten die Experimente eine annähernd konstante integrale Wärmestromdichte, wo hingegen die Simulation eine Verringerung des Wärmestroms mit steigendem scheinbaren Flüssigkeitsstand prognostiziert. Im Allg. werden die experimentell ermittelten integralen Wärmestromdichten gut von der Simulation wiedergegeben. Bei den Versuchen mit der treibenden Temperaturdifferenzen 12,5 K und 15 K zeigen die berechneten Eintrittsgeschwindigkeiten dagegen eine größere Abweichung von den experimentellen Ergebnissen. Hier werden die Eintrittsgeschwindigkeiten zum Teil sehr stark überschätzt. Wenn im Simulationsprogramm der berechnete Druck am Austritt des Brüdenrohrs gleich dem Druck im Brüdenabscheider ist, wird die Simulation abgebrochen. Wenn der Druck zu hoch ist, und dementsprechend die Druckverluste zu gering waren, wird die Eintrittsgeschwindigkeit vom Programm vergrößert, bis das Abbruchkriterium erfüllt ist. Dementsprechend sind im Fall von zu groß berechneten Eintrittsgeschwindigkeiten die vom Programm berechneten Druckverluste zu gering. Bei einer treibenden Temperaturdifferenz von 17,5 K wird hingegen die Eintrittsgeschwindigkeit sehr gut berechnet. Neben den hervorragend berechneten Absolutwerten der Geschwindigkeit wird die Abhängigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand sehr gut wiedergegeben.

Abb. 7.3 zeigt einige berechnete Temperaturprofile zusammen mit den Messwerten der Temperaturmessstellen im Spalt zwischen den Kissenplatten bei einem Betriebsdruck von $p_{BA} = 100$ mbar. Da bei den Simulationen die Eintrittstemperatur in den Verdampfer durch den Messwert vorgegeben wurde, stimmen diese auch in den Diagrammen überein. In den meisten Fällen wird das gemessene Temperaturprofil sehr gut von der Simulation wiedergegeben. Eine Ausnahme bildet das Temperaturprofil bei $\Delta T = 17,5$ K und $h_{s*} = 110$ %. Hierbei ist besonders in der einphasigen Aufheizzone ein großer Unterschied zwischen den experimentellen Werten und der Simulation ersichtlich. Die Messwerte zeigen hier bis zu einer Verdampferhöhe von $h_{VD} = 0,3$ m eine annähernd konstante Temperatur. Dementsprechend scheint in diesem Bereich nur ein sehr geringer Wärmeübergang vorgelegen zu haben.

Vergleich Simulation und Experiment

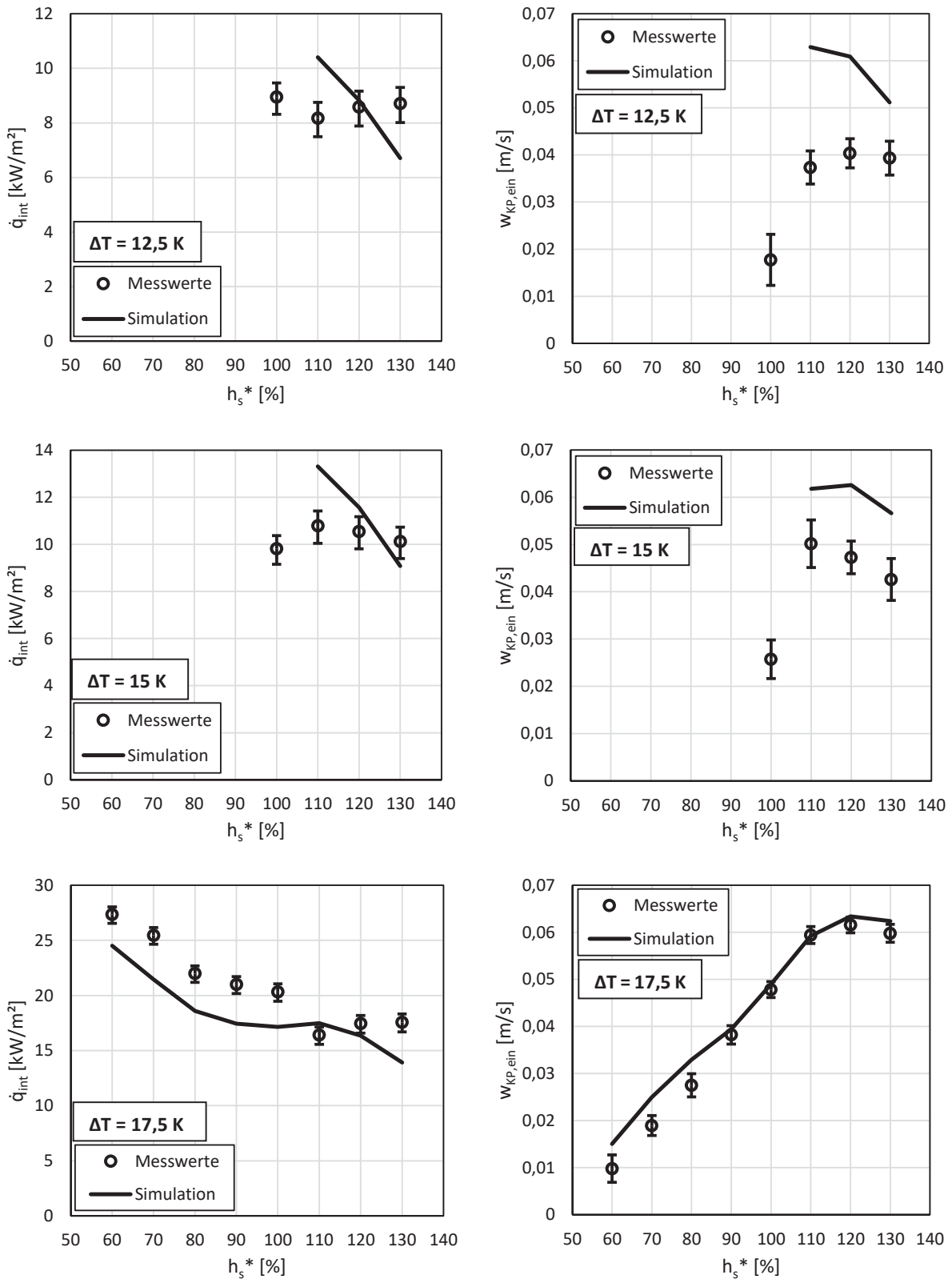


Abb. 7.2: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten (links) und Eintrittsgeschwindigkeiten (rechts) für Wasser, $p_{\text{BA}} = 100$ mbar

Vergleich Simulation und Experiment

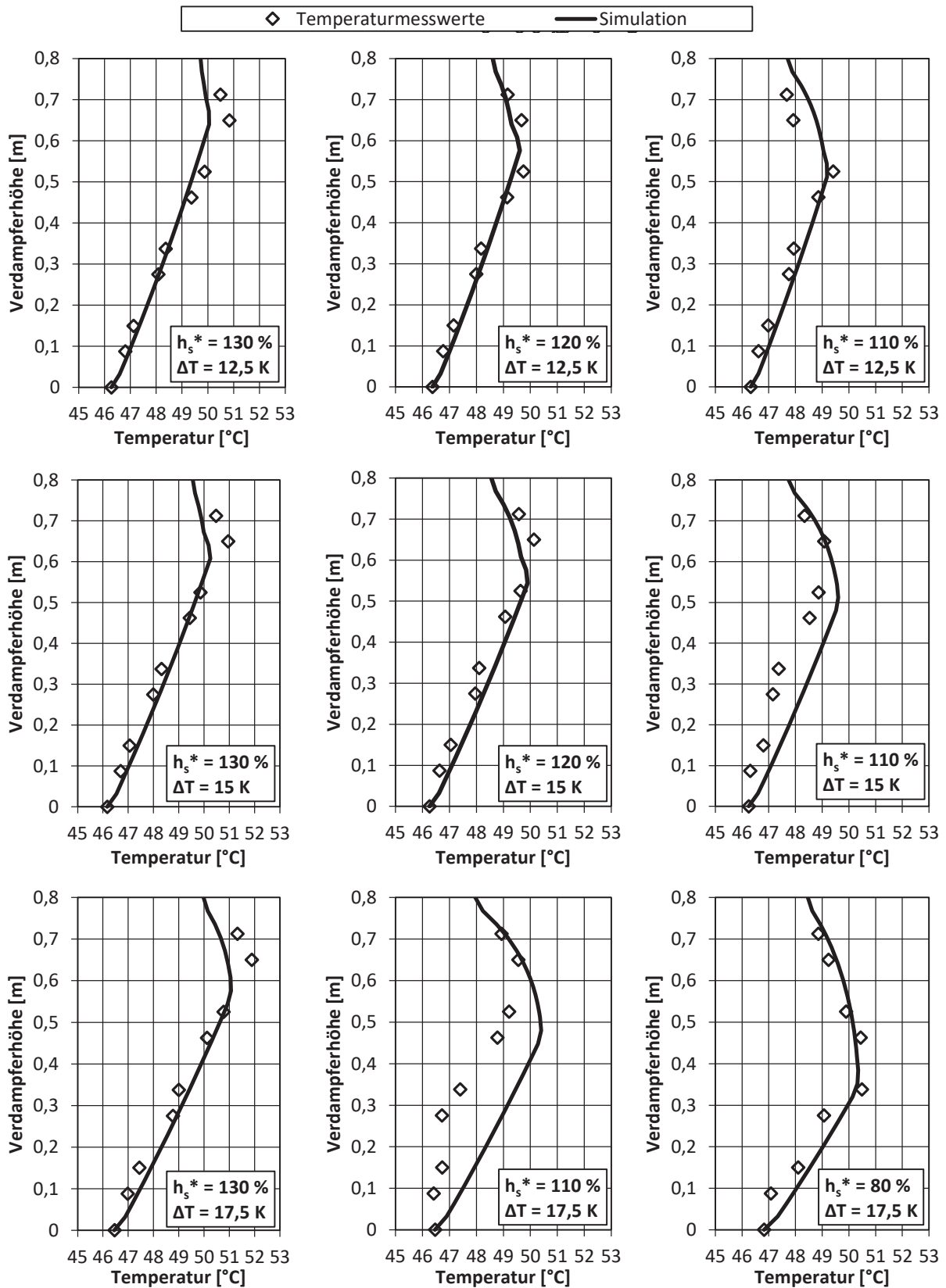


Abb. 7.3: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Temperaturprofile für Wasser, $p_{BA} = 100 \text{ mbar}$

In Abb. 7.2 liegt auch bei der gemessenen integralen Wärmestromdichte bei $\Delta T = 17,5 \text{ K}$ und $h_{s^*} = 110 \%$ ein Minimum bei den experimentellen Werten vor. Die Ursache hierfür konnte aber nicht geklärt werden.

Verschiedene Parameter haben einen Einfluss auf das Temperaturprofil, die beiden wichtigsten sind allerdings der einphasige Wärmeübergang und der Druckverlust. Beide legen im Wesentlichen den Ort des Pinchpunktes fest. Der einphasige Wärmeübergang, der sehr gut von der Simulation wiedergegeben wird, ist für den Temperaturanstieg in der einphasigen Aufheizzone hauptverantwortlich. Aus diesem Grund scheint die Berechnung des einphasigen Wärmeübergangs für die hier gezeigten Prozessbedingungen sehr gut wiedergegeben zu werden. Da die Temperatur der Dampfdruckkurve folgt, ist der Druckverlust für den Temperaturabfall in der Verdampfungszone verantwortlich. Er wird vom Reibungs- und Beschleunigungsdruckverlust und dem hydrostatischen Druckverlust bestimmt. Letzterer hat mit ca. 80 – 95 % den größten Einfluss auf den Gesamtdruckverlust und damit auch auf das Temperaturprofil. Somit ist der Einfluss des modellierten Reibungsdruckverlustes auf das Temperaturprofil gering. Der Einfluss der treibenden Temperaturdifferenz wird von den Temperaturprofilen sehr gut abgebildet. Neben den Absoluttemperaturen wird die Abhängigkeit des Ortes des Pinchpunktes gut von der Simulation wiedergegeben. Bei großen treibenden Temperaturdifferenzen wird dieser bei einer geringeren Verdampferhöhe erreicht als bei kleineren Temperaturdifferenzen. Ebenfalls sinkt mit sinkendem scheinbarem Flüssigkeitsstand die Höhe des Pinchpunktes bei den Experimenten und in der Simulation.

Abb. 7.4 stellt den Vergleich zwischen der berechneten und der experimentell ermittelten integralen Wärmestromdichte sowie der Einlaufgeschwindigkeit zwischen den Kissenplatten für einen Betriebsdruck von $p_{BA} = 200 \text{ mbar}$ dar. Die simulierten integralen Wärmestromdichten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den aus den Bilanzen ermittelten integralen Wärmestromdichten. Hierbei beträgt die Abweichung weniger als $\pm 30 \%$. Beim Versuch $\Delta T = 5 \text{ K}$ treten die größten prozentualen Abweichungen der Simulationsergebnisse von den experimentellen Werten auf. Des Weiteren ist auch bei den berechneten Eintrittsgeschwindigkeiten z. T. eine große Abweichung zu den experimentellen Werten zu beobachten. Während der simulierte Wert bei $h_{s^*} = 130 \%$ fast exakt mit dem experimentellen Wert übereinstimmt, liegen bei der Verringerung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes Abweichung von bis zu + 200 % vor. Bei einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 12,5 \text{ K}$ werden die integralen Wärmestromdichten sowie die Eintrittsgeschwindigkeiten sehr gut von der Simulation wiedergegeben. Für den Versuch $\Delta T = 20 \text{ K}$ sind die Abweichungen dagegen etwas größer, aber immer noch zufriedenstellend. Hier, sowie beim Versuch $\Delta T = 12,5 \text{ K}$, kann der Einfluss des scheinbaren Flüssigkeitsstandes sehr gut dargestellt werden.

Die Temperaturprofile in Abb. 7.5 zeigen beim Versuch $\Delta T = 5 \text{ K}$ teilweise große Abweichungen zu den gemessenen Temperaturen im Verdampfer. Die simulierten Temperaturen sind geringer als die gemessenen Werte. Allerdings fällt auch auf, dass die gemessenen Werte für alle drei gezeigten scheinbaren Flüssigkeitsstände nicht den erwarteten Temperaturprofilen folgen.

Vergleich Simulation und Experiment

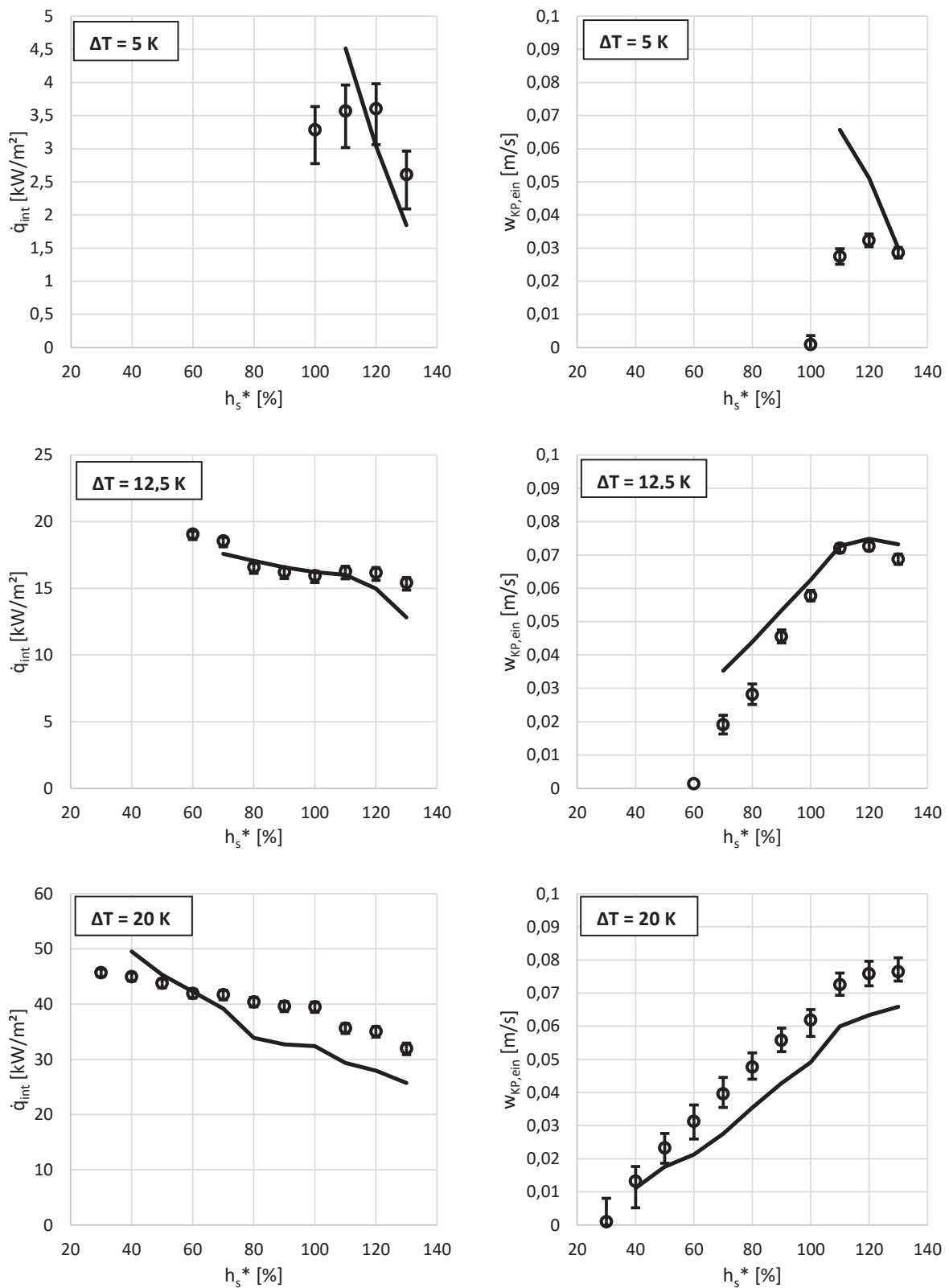


Abb. 7.4: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten (links) und Eintrittsgeschwindigkeiten (rechts) für Wasser, $p_{BA} = 200 \text{ mbar}$

Vergleich Simulation und Experiment

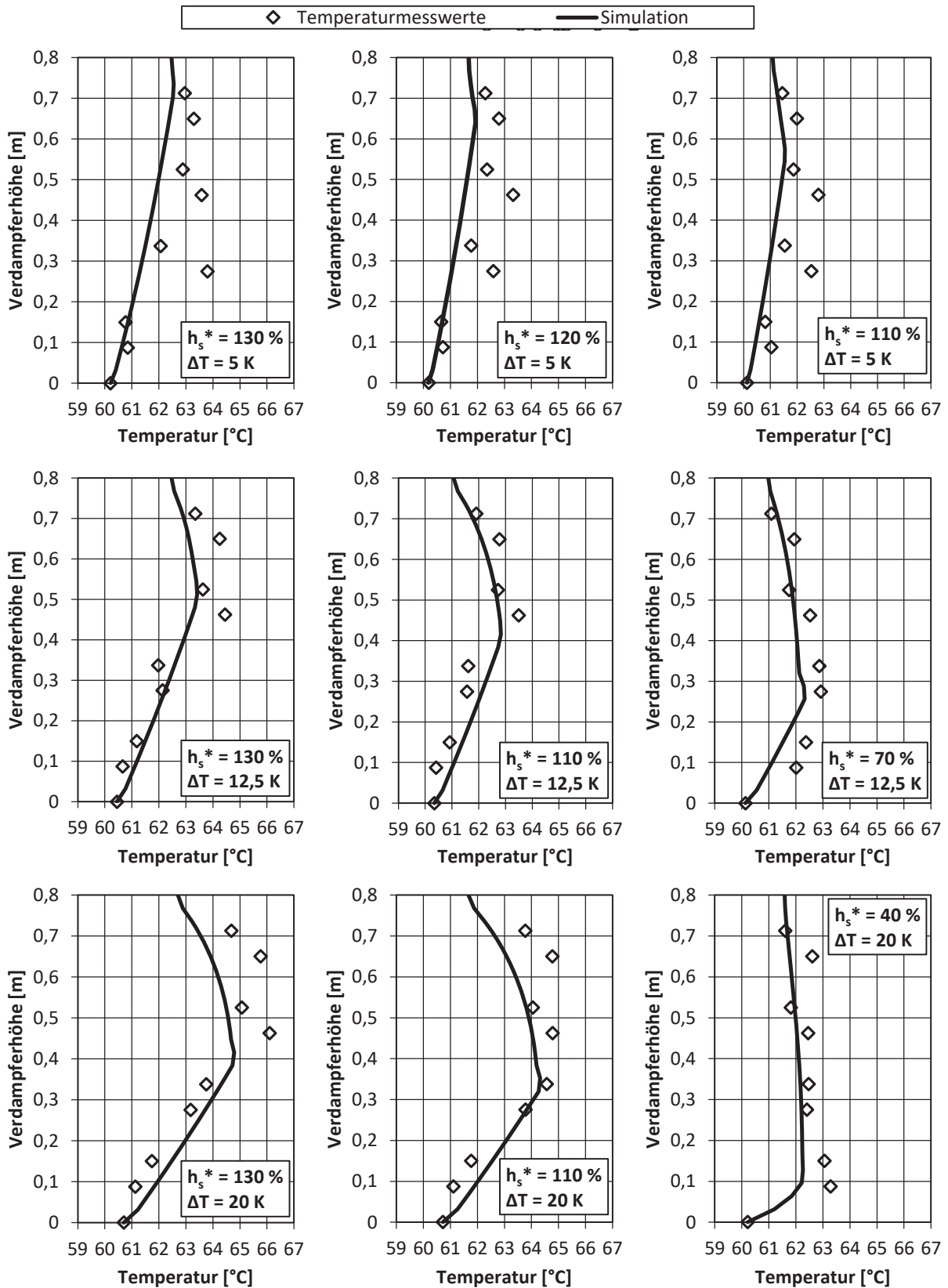


Abb. 7.5: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Temperaturprofile für Wasser, $p_{BA} = 200 \text{ mbar}$

Evtl. ist es zu einer Ungleichverteilung zwischen den zwei Kissenspalten gekommen oder bei den gemessenen Werten sind Messfehler aufgetreten, die für diese Schwankungen verantwortlich sind. Die Temperaturprofile und die experimentellen Temperaturmesswerte bei $\Delta T = 12,5 \text{ K}$ und $\Delta T = 20 \text{ K}$ zeigen eine gute Übereinstimmung.

Die Abbn. 7.6 und 7.7 zeigen den Vergleich zwischen den experimentellen sowie den simulierten Werten des Betriebsdrucks $p_{BA} = 1000 \text{ mbar}$. Bei der kleinsten treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 7 \text{ K}$ kommt es insgesamt zu einer relativ großen Überschätzung der integralen Wärmestromdichte. Die Simulationen zeigen ein Wärmestrommaximum bei einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 120 \%$, welches bei den Experimenten nicht zu beobachten war. Mit der Verringerung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes verringert sich auch die Differenz zwischen Simulation und Experiment. Die Fluidodynamik wird dagegen qualitativ gut wiedergegeben. Bei den Flüssigkeitsständen $110 \% \leq h_s^* \leq 130 \%$ wird eine annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit berechnet, die mit sinkendem scheinbaren Flüssigkeitsstand weiter abnimmt. Allerdings wird über den gesamten Bereich die Eintrittsgeschwindigkeit überschätzt, was durch die Unterschätzung des Druckverlustes verursacht wird. Wahrscheinlich sind die zweiphasigen Druckverluste für diese Abweichung maßgeblich. Auf Basis der hier durchgeführten experimentellen und theoretischen Untersuchungen kann nicht eindeutig geklärt werden, welcher der auftretenden Druckverlustbeiträge einen wie großen Anteil an dieser Überschätzung des Umlaufstroms hat. Die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment sind bei den treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T = 12,5 \text{ K}$ und $\Delta T = 20 \text{ K}$ sehr viel geringer. Bei $\Delta T = 12,5 \text{ K}$ ist die berechnete integrale Wärmestromdichte niedriger als die gemessene, wobei die Abweichungen im Bereich $< 15 \%$ liegen. Bei $\Delta T = 20 \text{ K}$ sind die Abweichungen vernachlässigbar. In Bezug auf die berechneten Eintrittsgeschwindigkeiten zeigt sich bei den beiden Versuchen ein ähnlicher Verlauf. Bei kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen wird die Eintrittsgeschwindigkeit überschätzt. Die Abhängigkeit der Eintrittsgeschwindigkeit vom scheinbaren Flüssigkeitsstand wird qualitativ gut wieder gegeben. Die Eintrittsgeschwindigkeit steigt erst mit Zunahme des Füllstandes an, bis sie bei $h_s^* \geq 110 \%$ annähernd konstante wird. Allerdings ist der Anstieg geringer, wodurch im Allg. die Eintrittsgeschwindigkeit bei der Zunahme des Füllstandes unterschätzt wird. Hierbei werden von der Simulation zu große Druckverluste berechnet.

Die simulierten Temperaturprofile stimmen sehr gut mit den gemessenen Temperaturen überein. Dementsprechend werden auch die Wärmeübergangsmechanismen sehr gut wiedergegeben. Die Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz und des scheinbaren Flüssigkeitsstandes wird gut dargestellt. Eine Ausnahme stellt der Versuch $\Delta T = 7 \text{ K}$ und $h_s^* = 90 \%$ dar, bei dem der simulierte Pinchpunkt bei einer deutlich größeren Verdampferhöhe liegt als dies die gemessenen Temperaturen vermuten lassen.

Vergleich Simulation und Experiment

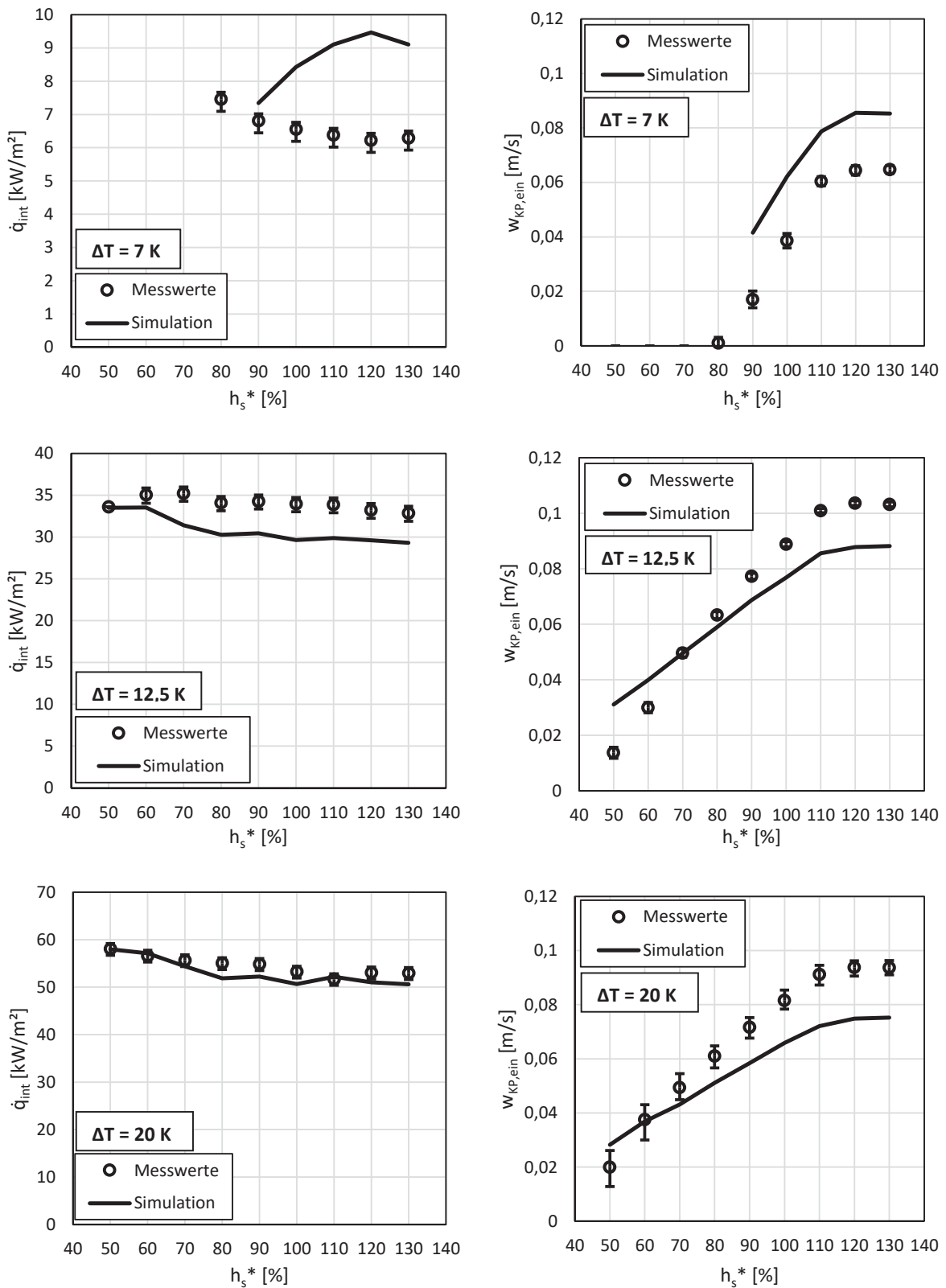


Abb. 7.6: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten (links) und Eintrittsgeschwindigkeiten (rechts) für Wasser, $p_{\text{BA}} = 1000\text{ mbar}$

Vergleich Simulation und Experiment

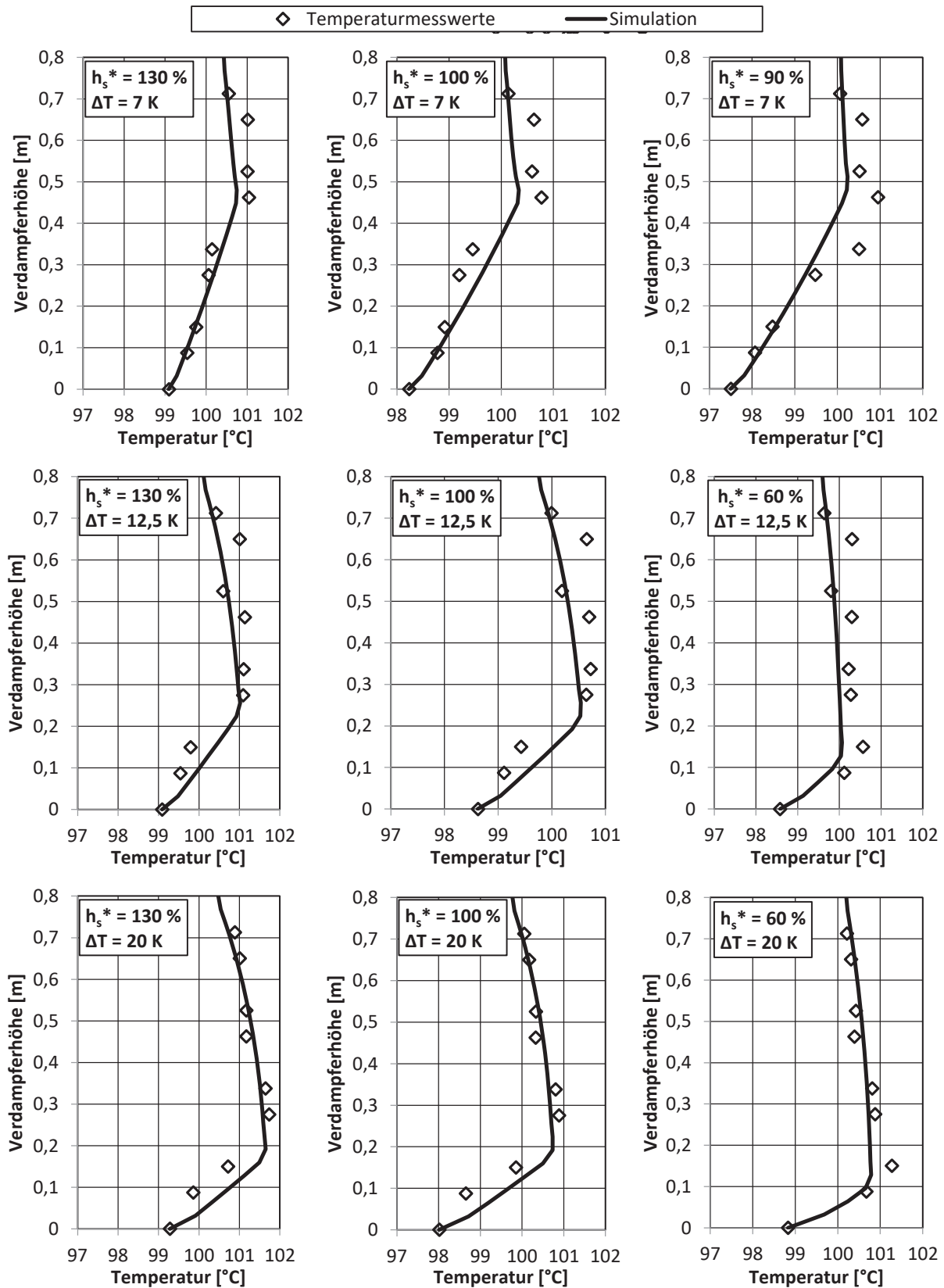


Abb. 7.7: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Temperaturprofile für Wasser, $p_{BA} = 1000 \text{ mbar}$

Vergleich Simulation und Experiment

Durch den Vergleich der einzelnen Betriebsdrücke kann festgehalten werden, dass die simulierten Wärmestromdichten im Allg. eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten liefern. Die Simulation gibt die Abhängigkeit der Wärmestromdichte vom scheinbaren Flüssigkeitsstand, der treibenden Temperaturdifferenz und dem Betriebsdruck zufriedenstellend wieder. Größere Abweichung treten bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen auf. Ein Vergleich aller simulierten Wärmestromdichten mit den experimentell ermittelten Werten ist in Abb. 7.8 dargestellt. Im Allg. besteht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den simulierten und den experimentellen Werten. 78 % aller simulierten Werte geben die experimentellen Werte mit einer Abweichung von weniger als $\pm 15\%$ wieder. Lediglich 3,5 % der simulierten Werte besitzen eine Abweichung von mehr als 30 % von den experimentellen Werten. Besonders bei kleinen übertragenen Wärmestromdichten bzw. bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen von $\Delta T \leq 7\text{ K}$ sind große Abweichungen zu beobachten. Mit einer Zunahme der treibenden Temperaturdifferenz und einer damit verbundenen Zunahme der integralen Wärmestromdichte steigt die Genauigkeit der simulierten Werte an, wobei die Mehrheit der simulierten Werte die experimentell ermittelten Werte unterschätzt und der Wärmeübergang etwas zu konservativ berechnet wird.

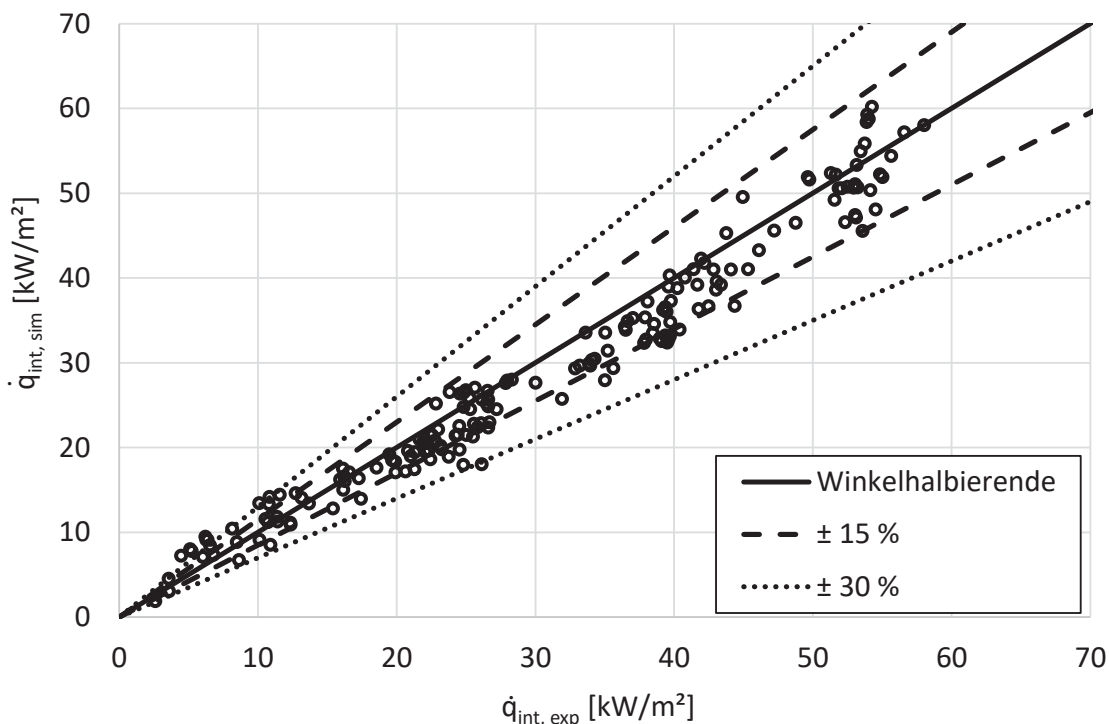


Abb. 7.8: Paritätsdiagramm der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten für Wasser

Die simulierten Eintrittsgeschwindigkeiten können qualitativ die Abhängigkeit des Umlaufverhaltens vom scheinbaren Flüssigkeitsstand, der treibenden Temperaturdifferenz und

dem Betriebsdruck zufriedenstellend wiedergeben. Allerdings zeigen sie eine größere Streuung und eine erhöhte Abweichung von den experimentellen Werten als dies bei den berechneten integralen Wärmestromdichten zu beobachten war. Eine Gegenüberstellung zwischen simulierten und experimentell ermittelten Eintrittsgeschwindigkeiten ist als Paritätsdiagramm in Abb. 7.9 dargestellt. 79 % der simulierten Werte geben die experimentellen Werte mit einer Abweichung von höchstens $\pm 30\%$ wieder und 41 % der Werte zeigen eine Abweichung von weniger als 15 %. Die Genauigkeit der Werte ist im Allg. bei $w_{\text{exp}} \geq 0,04$ m/s gut, für kleinere Eintrittsgeschwindigkeiten überschätzt die Simulation dagegen häufig und sehr stark die experimentellen Werte.

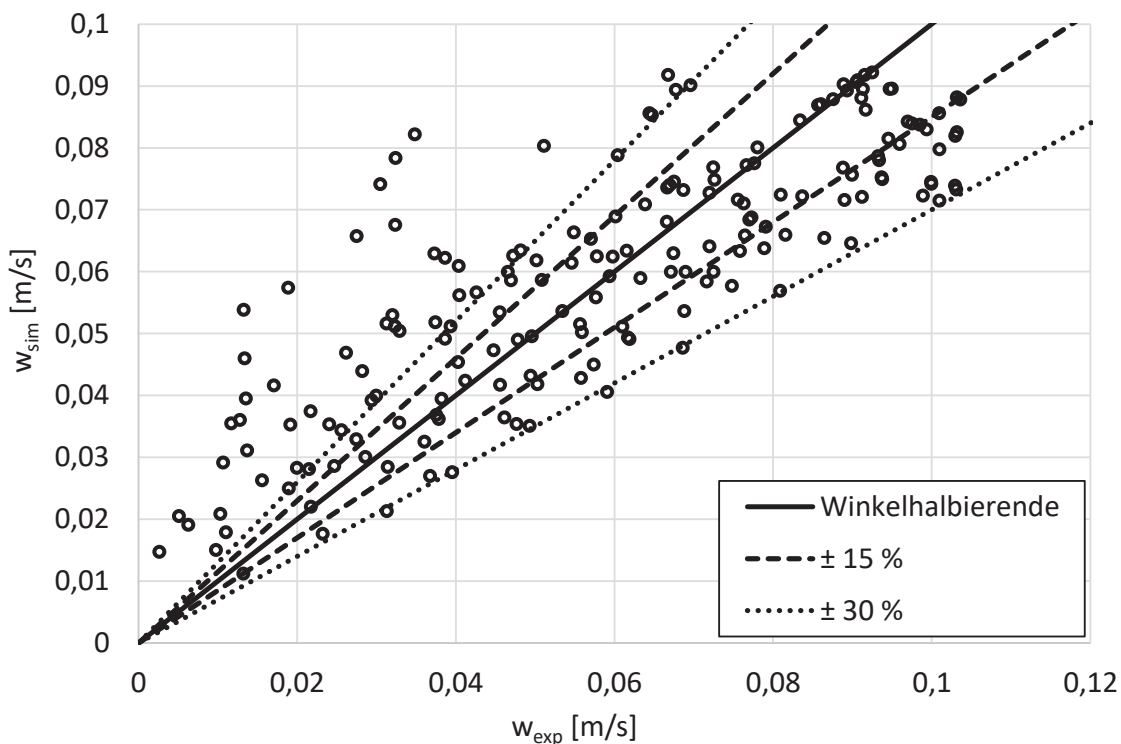


Abb. 7.9: Paritätsdiagramm der simulierten und experimentell ermittelten Eintrittsgeschwindigkeiten für Wasser

Die Ursache für die großen Abweichungen und die Überschätzung der Eintrittsgeschwindigkeiten bei kleinen gemessenen Geschwindigkeiten wird durch die Berechnung der Druckverluste im Verdampfer und der Brüdenleitung verursacht. Der einphasige Druckverlust ist im Vergleich zum zweiphasigen Druckverlust sehr viel geringer. Außerdem sind die Genauigkeiten der Gleichungen für den einphasigen Druckverluste aus der Literatur sehr viel besser als die der Gleichungen für den zweiphasigen Druckverlust. Die Überschätzung der Eintrittsgeschwindigkeiten wird durch eine Unterschätzung des Druckverlustes verursacht. Bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen ist der Dampfmassenanteil gering. Gerade bei diesen geringen Dampfmassenanteilen treten große

Abweichungen auf. Neben den aus der Literatur entnommenen Gleichungen für den zweiphasigen Druckverlustes in der Brüdenleitung, die eine Genauigkeit von $\pm 10 - 20 \%$ [Chisholm, 1980; Fritzsimmens, 1964] aufweisen, müssen natürlich auch die verwendeten Korrelationen des Verdampferkopfes und der Verdampferhaube sowie die Korrelationen des Spaltes zwischen den Kissenplatten kritisch betrachtet werden. Hierbei ist von einer Genauigkeit auszugehen, die nicht besser ist als die der Literaturwerte für Rohre. Allerdings sind die hier gezeigten Abweichungen nicht ungewöhnlich bei der Simulation von Naturumlaufverdampfern. So sind Abweichungen von weit mehr als $\pm 30 \%$ auch von [Dialer, 1983, Arneth, 1999, Hammerschmidt, 2013] beobachtet worden. Hervorzuheben ist, dass trotz der großen Abweichungen bzgl. der Eintrittsgeschwindigkeiten der errechnete Wärmeübergang sehr gut wiedergegeben werden kann. Der integrale Wärmeübergang scheint somit nicht primär von der Eintrittsgeschwindigkeit abzuhängen, was auch von [Dialer, 1983] beobachtet wurde.

7.2 1-Hexanol

Die Versuche mit 1-Hexanol wurden ebenfalls mit dem Simulationsprogramm nachgerechnet, um die Übertragbarkeit der verwendeten Modellgleichungen auf dieses Versuchsmedium zu untersuchen. Hierfür wurden im Simulationsprogramm die Stoffdaten des Versuchsmediums entsprechend angepasst. Alle in Kap. 4.6 genannten Versuchsbedingungen mit 1-Hexanol wurden simuliert. Hierbei konvergierte allerdings nur ein Teil der Simulationen, da oft keine Verdampfung im Verdampfer berechnet wurde. In diesen Fällen wurde laut Simulationsprogramm die einphasige Aufheizzone nicht verlassen. Besonders häufig ist dies bei Versuchen mit einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T \leq 15 \text{ K}$ zu beobachten. Dies lässt den Schluss zu, dass die Modellgleichung für den einphasigen Wärmeübergang den Wärmeübergang bei 1-Hexanol unterschätzt. Abb. 7.10 zeigt einen repräsentativen Vergleich zwischen Simulation und Experiment für einen Betriebsdruck von $p_{BA} = 200 \text{ mbar}$ und einer treibenden Temperaturdifferenz von $\Delta T = 20 \text{ K}$. Der Vergleich der berechneten und der gemessenen Wärmestromdichte zeigt sehr große Unterschiede beider zueinander auf. Bei kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen wird der Wärmestrom signifikant überschätzt. Der berechnete Wärmestrom sinkt mit steigendem scheinbaren Flüssigkeitsstand bis zu einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 100 \%$. Anschließend ist der Wärmeübergang annähernd konstant bzw. steigt sogar bei $h_s^* = 120 \%$ wieder leicht an. Die Experimente zeigen im Vergleich hierzu eine kontinuierliche Verminderung des integralen Wärmestroms bei der Erhöhung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes.

Beim Vergleich der simulierten und gemessenen Eintrittsgeschwindigkeiten im Spalt zwischen den Kissenplatten ist hier ebenfalls eine große Differenz zu erkennen. Die Eintrittsgeschwindigkeit wird unterschätzt und dementsprechend wird der Druckverlust überschätzt.

Abb. 7.11 zeigt die gemessenen und simulierten Temperaturen im Spalt zwischen den Kissenplatten für drei verschiedene scheinbare Flüssigkeitsstände. Auch hier zeigen sich Unterschiede zwischen Simulation und Experiment. Es ist zu beobachten, dass bei einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 120 \%$ der Pinchpunkt im Verdampfer fast am oberen

Vergleich Simulation und Experiment

Ende der Kissenplatten vorhergesagt wird. Dementsprechend ist die berechnete Höhe der Verdampfungszone sehr klein. In Abb. 7.10 werden bei diesem scheinbaren Flüssigkeitsstand sehr kleine Wärmeströme berechnet und eine große Abweichung zu den experimentell ermittelten Wärmeströmen liegt vor.

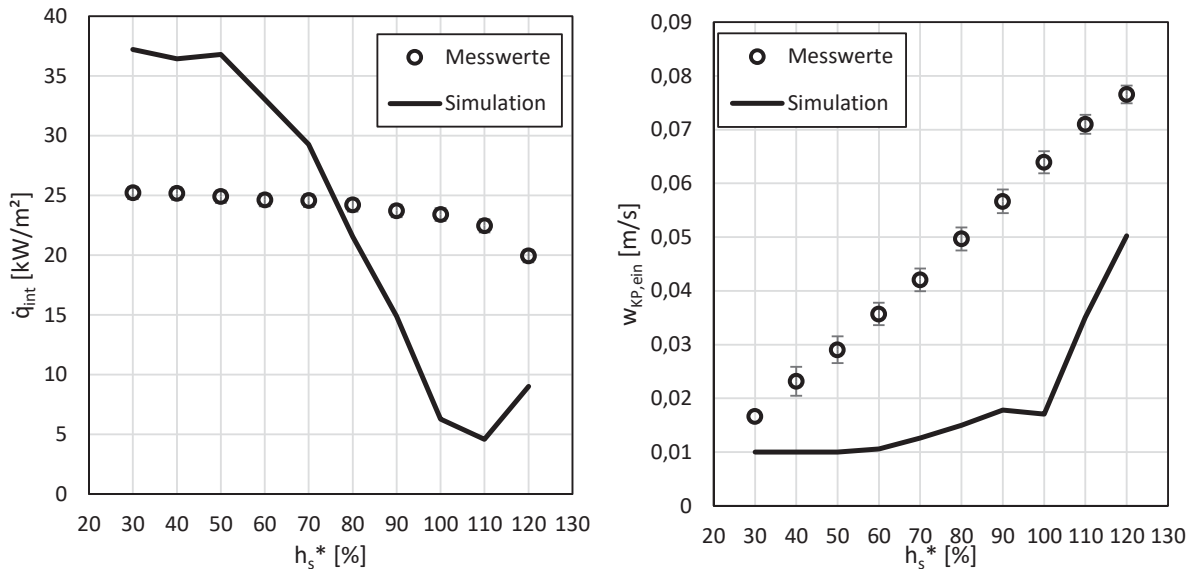


Abb. 7.10: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten (links) und Eintrittsgeschwindigkeiten (rechts) für 1-Hexanol, $p_{\text{BA}} = 200$ mbar; $\Delta T = 20$ K

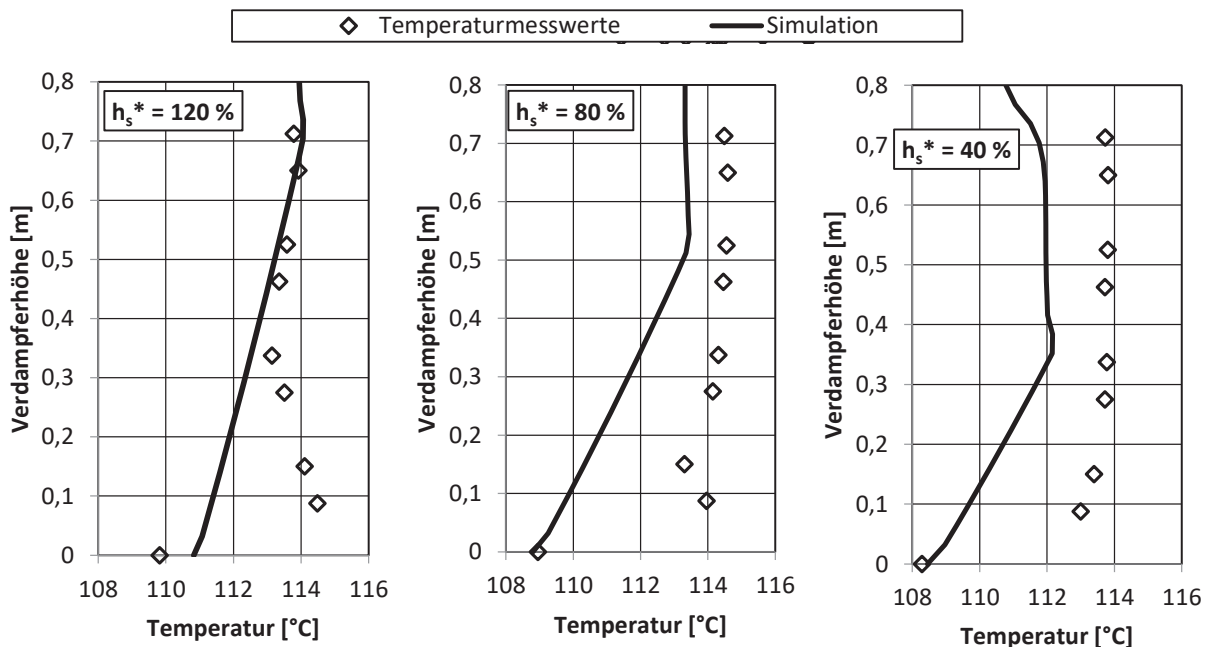


Abb. 7.11: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Temperaturprofile für 1-Hexanol, $p_{\text{BA}} = 200$ mbar, $\Delta T = 20$ K

Bei den anderen beiden Temperaturprofilendiagrammen werden große Unterschiede zwischen den simulierten und gemessenen Temperaturen beobachtet. Dies ist auf die großen simulierten Druckverluste zurückzuführen. Dies führte auch dazu, dass bei vielen Simulationen das Abbruchkriterium nicht erreicht wurde, sondern nach einer festen Iterationszahl die Simulation abgebrochen wurde.

Abschließend kann festgehalten werden, dass sowohl die Modellgleichungen des einphasigen Wärmeübergangs als auch die des zweiphasigen Druckverlustes nicht für das Versuchsmedium 1-Hexanol verwendet werden können. Die Modellierung dieser Gleichungen erfolgte ausschließlich mit Wasser- und Wasser-Glycerin Daten, da die Temperaturprofile mit 1-Hexanol nicht für die Pinchpunktbestimmung verwendet werden konnten und somit eine Unterteilung in eine Aufheiz- und Verdampfungszone nicht gegeben war. Die Qualität der Modellgleichungen des einphasigen Druckverlustes sowie des verdampfungsseitigen Wärmeübergangs für 1-Hexanol kann nicht beurteilt werden. Es bedarf in Zukunft weiteren detaillierten Untersuchungen zu den einzelnen Wärmeübergangs- und Druckverlustsmechanismen im Spalt zwischen Kissenplatten.

7.3 Wasser-Glycerin

Die Eignung der Modellgleichungen wurde für das Wasser-Glycerin Gemisch untersucht. Hierfür wurden die im Anhang A.3.2 dargestellten Berechnungsgleichungen der Stoffwerte in das Simulationsprogramm übernommen. Neben den Gemischstoffwerten berücksichtigt das Simulationsprogramm auch die vornehmliche Verdampfung des Wassers aus dem Gemisch. Dies führt zu einer Konzentrationsänderung des Gemischs in der Verdampfungszone entlang des Weges. Verschiedene Versuchsbedingungen wurden simuliert und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Es werden im Folgenden repräsentativ für alle Versuche nur die Ergebnisse bei dem Betriebsdruck $p_{BA} = 800 \text{ mbar}$ und der Temperaturdifferenz $\Delta T = 20 \text{ K}$ vorgestellt, die in Abb. 7.12 dargestellt sind. Beim Vergleich der simulierten mit den experimentell ermittelten integralen Wärmestromdichten ist die Überschätzung der simulierten Werte im Vgl. zu den experimentell ermittelten Werten von ca. +25 % ersichtlich. Bei den anderen hier nicht dargestellten Simulationen wurden Wärmestromdichten mit einer Abweichung $\pm 30 \%$ im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten beobachtet. Das qualitative Verhalten der Wärmestromdichte kann gut wiedergegeben werden. So wird eine leichte Erhöhung des integralen Wärmeübergangs mit steigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand mit einem Maximum bei $h_s^* = 120 \%$ beobachtet. Dieses Verhalten kann auch die Simulation wiedergeben.

Bei der Betrachtung der Fluidodynamik zeigt sich mit der Zunahme des scheinbaren Flüssigkeitsstands eine Erhöhung der Eintrittsgeschwindigkeit, sowohl bei der Simulation als auch bei den Experimenten. Bei kleinen scheinbaren Flüssigkeitsständen überschätzt die Simulation die gemessenen Geschwindigkeiten. Dieses Verhalten ist auch aus den meisten Versuchen mit Wasser bekannt. Ab einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* = 100 \%$ kann die Simulation sehr genau die experimentellen Werte wiedergeben. Entsprechend werden für diesen Bereich die

Druckverluste sehr zufriedenstellend berechnet. Im Allg. ist die Genauigkeit der simulierten Eintrittsgeschwindigkeiten beim Wasser-Glycerin Gemisch im Vgl. zu den experimentellen Werten aber ähnlich derer bei der Simulation der Wasserversuche.

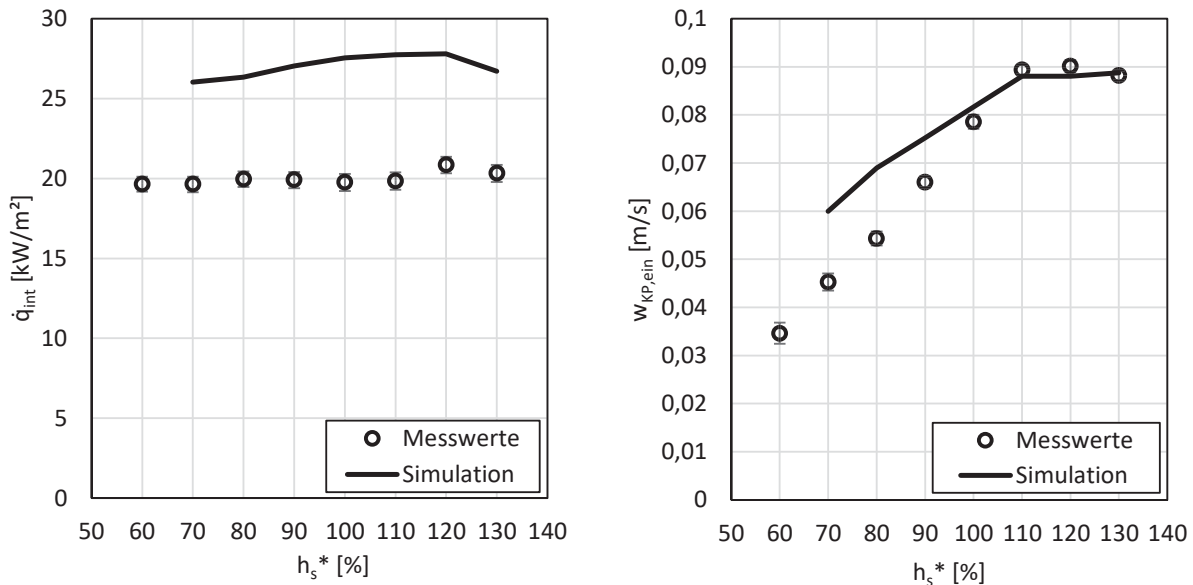


Abb. 7.12: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Wärmestromdichten (links) und Eintrittsgeschwindigkeiten (rechts) für das Wasser-Glycerin Gemisch, $p_{BA} = 800 \text{ mbar}$; $\Delta T = 20 \text{ K}$

In Abb. 7.13 ist der Vergleich von gemessenen und simulierten Temperaturen im Spalt zwischen den Kissenplatten für drei scheinbare Flüssigkeitsstände dargestellt. Bei kleinen Verdampferhöhen werden die gemessenen Temperaturen sehr gut wiedergegeben. Dieses Verhalten war auch bei den anderen Simulationen beobachtet worden. Entsprechend scheint die Modellierung des einphasigen Wärmeübergangs zufriedenstellende Ergebnisse zu liefern. Allerdings zeigen die berechneten Temperaturen nach Verlassen der einphasigen Aufheizzone ein gänzlich anderes Verhalten als dies aufgrund der experimentellen Werte erwartet wurde. Die Temperatur steigt über die gesamte Verdampferlänge an, obwohl in der Simulation eine Verdampfung stattfindet. Dieses Verhalten ist aus der Literatur von einem weitsiedenden Gemisch bekannt, da der Leichtsieder vornehmlich verdampft wird und somit die Konzentration des Schwertsieders steigt [Scholl & Rinner, 2006]. Allerdings geben die experimentellen Ergebnisse nicht dieses Verhalten wieder. Die Simulation kann zwar den gemessenen Dampfgehalt von $x = 0,017 \%$ mit einer Genauigkeit von 90 % wiedergeben. Der simulierte Wert ist $x = 0,015$. Allerdings wird die Gleichgewichtstemperatur falsch berechnet, was auf eine fehlerhafte Berechnung des Phasengleichgewichts zurückzuführen sein könnte. Das Phasengleichgewicht wurde als ideal angenommen, da [Hammerschmidt, 2013] in seiner Arbeit zeigte, dass das Wasser-Glycerin Gemisch sehr gut im relevanten Konzentrationsbereich mit den Gesetzen von Raoult und Dalton beschrieben werden kann. Hierzu wurde ein Vergleich zwischen Messdaten aus der Literatur und einem ideal berechneten

Vergleich Simulation und Experiment

Phasengleichgewichts durchgeführt. Da kein systematischer Fehler bei der Berechnung des Phasengleichgewichts im Berechnungsprogramm gefunden wurde, scheint die Annahme des idealen Phasengleichgewichts allerdings falsch zu sein. Es wurde außerdem gezielt nach Fehlern in der Berechnung des hydrostatischen Drucks im Simulationsprogramm gesucht, da auch dies ggf. eine fehlerhafte Bestimmung des Temperaturverlaufs erklären könnte. Allerdings wurde auch hier kein Fehler im Simulationsprogramm gefunden. Es wird deswegen empfohlen, in Zukunft eine bessere Beschreibung des Phasengleichgewichts des Wasser-Glycerin Gemischs in die Simulation zu integrieren.

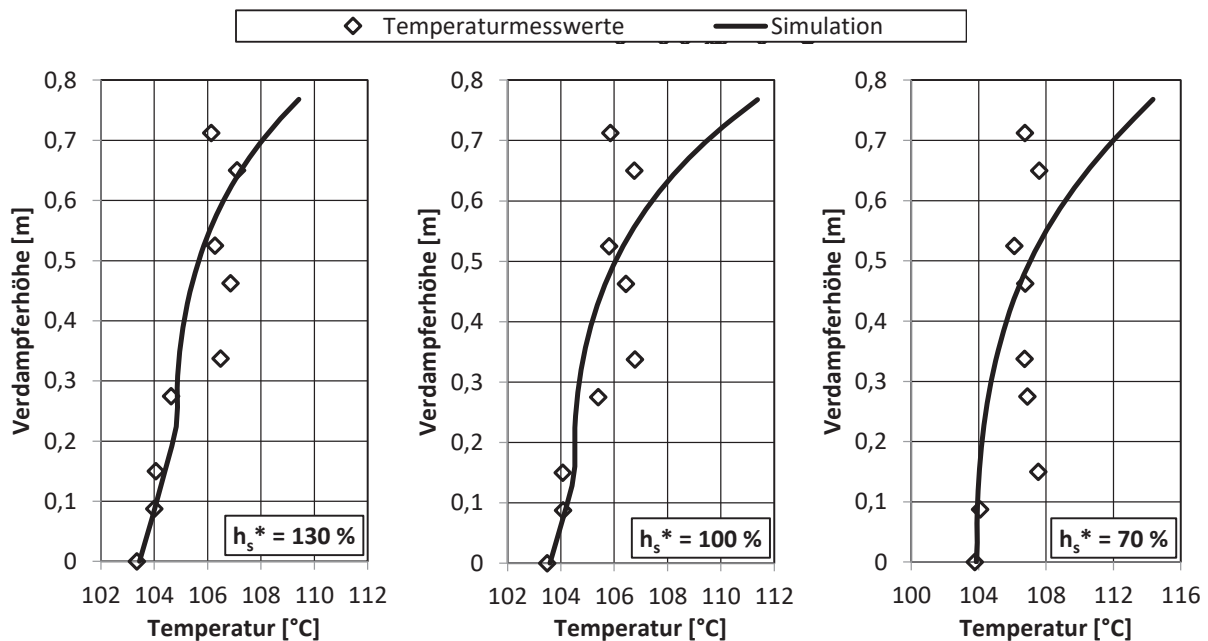


Abb. 7.13: Vergleich der simulierten und der experimentell ermittelten Temperaturprofile für das Wasser-Glycerin Gemisch, $p_{BA} = 800 \text{ mbar}$, $\Delta T = 20 \text{ K}$

Auf Grund der falsch vorhergesagten Temperaturverläufe in den Spalten zwischen den Kissenplatten kann die Eignung der verwendeten Modellgleichungen nicht geklärt werden. Einzig die Berechnung des einphasigen Wärmeübergangs mit Gl. 6.1 scheint für das Wasser-Glycerin Gemisch verwendbar zu sein. Für eine genauere Tauglichkeitsprüfung aller verwendeten Modellgleichungen ist das verwendete Simulationsprogramm von Hammerschmidt nicht geeignet bzw. muss für zukünftige Anwendungen überarbeitet werden.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Naturumlaufverdampfung in einem mit Wasserdampf beheizten Kissenplatten-Verdampfer untersucht. Hierfür wurden Messungen mit Wasser, 1-Hexanol und einem Wasser-Glycerin Gemisch an einem Kissenplatten-Verdampfer bestehend aus drei Edelstahl-Kissenplatten der Abmessungen $B_{KP} \times \delta_B \times L_{KP} = 220 \times 1,5 \times 800$ mm durchgeführt. Der Wärmeübergang und das Umlaufverhalten wurden unter Variation des scheinbaren Flüssigkeitsstands, des Betriebsdrucks und der treibenden Temperaturdifferenz gemessen. Außerdem wurden die Kernströmungstemperaturen im Verdampfer mit Thermoelementen gemessen, um hierdurch Temperaturprofile abzuschätzen und die einzelnen Wärmeübergangsmechanismen unterscheiden zu können.

Die Ergebnisse konnten die Tauglichkeit dieses Apparatetyps für die Naturumlaufverdampfung zeigen. Stabiles Umlaufverhalten konnte im Vakuumbetrieb, bei kleinen treibenden Temperaturdifferenzen und in einem großen Wertebereich des scheinbaren Flüssigkeitsstandes für alle Versuchsmedien gezeigt werden. Hierbei wurden größere Betriebsbereiche beobachtet als dies von vergleichbaren Naturumlaufverdampfern in Rohrbauweise aus der Literatur bekannt ist. Der integrale übertragene Wärmestrom sinkt mit steigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand und steigt mit steigendem Betriebsdruck und treibender Temperaturdifferenz. Die Eintrittsgeschwindigkeiten in den Verdampfer steigen mit ansteigendem scheinbarem Flüssigkeitsstand bis zu einem scheinbaren Flüssigkeitsstand von $h_s^* > 100\%$, wo eine annähernd konstante Eintrittsgeschwindigkeit gemessen wird. Im Allg. steigt die Eintrittsgeschwindigkeit mit steigendem Druck und steigender treibender Temperaturdifferenz. Bei 1-Hexanol sinkt allerdings die Eintrittsgeschwindigkeit bei großen treibenden Temperaturdifferenzen wieder.

Mit Hilfe der Temperaturprofile konnte der Verdampfer für das Versuchsmedium Wasser zufriedenstellend in eine Aufheiz- und eine Verdampfungszone unterteilt werden. Somit war eine Berechnung der Wärmeströme in Aufheiz- und Verdampfungszone möglich. Daraus konnten Modellgleichungen für den einphasigen Wärmeübergang in der Aufheizzone und den verdampfungsseitigen Wärmeübergang in der Verdampfungszone entwickelt werden. Diese Modellgleichungen zeigten eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Für 1-Hexanol und Wasser-Glycerin war keine bzw. nur eine sehr eingeschränkte Bildung von Temperaturprofilen möglich und somit konnten diese Daten nicht für die Modellierung herangezogen werden. Ursächlich hierfür waren wahrscheinlich Verunreinigungen des 1-Hexanols mit Wasser und die Stofftrennung des Wasser-Glycerin Gemischs innerhalb des Verdampfers.

Für die Berechnung des kondensationsseitigen Wärmeübergangs innerhalb der Kissenplatten wurden Literaturgleichungen für die Kondensation an einer ebenen Wand verwendet. Der einphasige Druckverlust zwischen den Kissenplatten wurde mit Literaturdaten eines Spaltes von ähnlichen Kissenplatten berechnet. Die Berechnung des Zweiphasendruckverlustes erfolgte ebenfalls mit Literaturgleichungen.



Zur Verifizierung der Modellgleichungen wurde ein bestehendes Simulationsprogramm eines Rohrnaturumlaufverdampfers für die Berechnung des Kissenplattenapparates zu Grunde gelegt und angepasst. Die Modellgleichungen wurden implementiert. Die Simulation zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten integralen Wärmestromdichten für Wasser. Die Temperaturprofile zeigten ebenfalls sehr gute Übereinstimmungen zwischen Simulation und Experiment. Hierdurch konnte die Anwendbarkeit der Modellgleichung des einphasigen und des verdampfungsseitigen Wärmeübergangs für Wasser bestätigt werden. Der Großteil der simulierten Eintrittsgeschwindigkeiten weist eine gute Übereinstimmung mit den in den Experimenten ermittelten Werten auf, wenn diese große Werte annahmen. Bei kleinen Eintrittsgeschwindigkeiten überschätzt die Simulation dagegen die experimentellen Werte zum Teil erheblich. Hierbei werden die simulierten Druckverluste überschätzt.

Bei 1-Hexanol unterscheiden sich die experimentellen und die simulierten Werte teilweise erheblich. Die Modellgleichungen können somit nicht auf dieses Versuchsmedium angewendet werden. Bei der Simulation des Wasser-Glycerin Gemischs wird vom Berechnungsprogramm eine zu große Stofftrennung des Wassers aus dem Gemisch vorhergesagt, wodurch ein sinnvoller Vergleich der Wärmestromdichte und der Eintrittsgeschwindigkeit zwischen Simulation und Experiment nicht möglich ist. Das Simulationsprogramm ist für die Berechnung des Gemischs somit nicht geeignet und die Tauglichkeit der Modellgleichungen für dieses Stoffgemisch kann nicht nachgewiesen werden.

9 Ausblick

Die Forschung an Kissenplatten-Naturumlaufverdampfern sollte in der Zukunft weitergeführt werden. Aus Sicht des Autors sollte der Fokus auf die im Folgenden aufgeführten Aspekte gelegt werden.

Die Untersuchungen der Fluidynamik zur Bestimmung von betrieblichen Grenzen des Verdampfers sollten fortgeführt werden. Hierbei sollte insbesondere die Ursache für den sehr stabilen Umlauf über einen sehr großen Betriebsbereich untersucht werden. Es ist bis heute nicht geklärt, ob die charakteristische Kissenstruktur der Platten mit ihrem vergrößertem Druckverlust im Vgl. zu Glattrohrapparaten hierfür verantwortlich ist oder ob die Verdampfung in einem Rechteckkanal strömungstechnisch günstiger ist als der relativ enge Querschnitt eines Rohres. Es besteht die Hypothese, dass der Rechteckkanal im untersuchten Betriebsbereich immer einen freien Strömungsweg für entstehende Dampfblasen bildet und hierdurch im Vgl. zu Rohrapparaten ein Verstopfen mit Dampfblasen verhindert wird.

Für die Verbesserung der Güte der Modellgleichung sollten Untersuchungen zu den Einzelmechanismen des Druckverlustes und des Wärmeübergangs für diese Kissenplattengeometrie durchgeführt werden. Dementsprechend sollten eigene Untersuchungen und Messungen zu den Mechanismen des einphasigen und verdampfungsseitigen Wärmeübergangs sowie der Kondensation in den Kissenplatten durchgeführt werden. Außerdem ist die Fluidynamik zwischen den Kissenplatten im einphasigen und zweiphasigen Bereich weitestgehend unbekannt. Aus diesem Grund sollte ebenso der Umschlagspunkt zwischen laminarer und turbulenter Strömung im Spalt zwischen den Kissenplatten in Verbindung mit Druckverlustmessungen bestimmt werden. Außerdem sollten die Strömungsformen von Dampf-Flüssigkeitsströmungen betrachtet werden, was an den hier genannten ersten Punkt anknüpft.

Experimentelle Untersuchungen mit anderen Versuchsmedien, wie z. B. weiteren organischen Reinstoffen und organischen Gemischen, werden zur Vergrößerung der Datenbasis der Naturumlaufverdampfung beitragen.

Weiterhin werden Untersuchung von anderen Kissenplattengeometrien Aussagen zur Übertragbarkeit der Modellgleichung ermöglichen. Hierfür sollte besonderes Augenmerk auf veränderte Kissenplattengrößen und Kissenplattenabstände gelegt werden, um Aussagen über das Scale-Up durchführen zu können. In einem zweiten Schritt könnten auch Kissenplatten mit verändertem Punktmuster und veränderter Plattenaufweitung untersucht werden.

Eine Anpassung des Simulationsprogramms für die Simulation von Stoffgemischen ist essentiell. Das Simulationsprogramm sollte somit nach der Implementierung der verbesserten Modellgleichungen bessere Übereinstimmungen zwischen den durch die Simulation berechneten und den experimentellen Daten zeigen.



10 Literaturverzeichnis

- [Agunlejika et al., 2016] Agunlejika, E.O., Langsten, P., Azzopardi, B.J., Hewakandamby, B.N. *Flow instabilities in a horizontal thermosiphon reboiler loop*, Exp. Therm. Fluid Sci. 78, S. 90 – 99, 2016
- [Alane & Heggs, 2011] Alane, A., Heggs, P.J., *Experimental study on complex two-phase instabilities during the start-up of a vertical thermosiphon reboiler operating und vacuum*. Chem. Eng. Res. Des. 89, S. 2012 – 2023, 2011
- [Arneth, 1999] Arneth, S., *Dimensionierung und Betriebsverhalten von Naturumlaufverdampfern*. Dissertation, Technische Universität München, 1999
- [Arneth & Stichlmair, 2001] Arneth, S., Stichlmair, J., *Characteristics of thermosiphon reboilers*. Int. J. Therm. Sci. 40, S. 385 - 391, 2001
- [Benson et al., 2004] Benson, H.R.S., Schnabel, T., Webb, D.R. Heggs, P.J., *Operation of a vertical thermosiphon reboiler experimental facility at reduced pressures*. Chem. Eng. Res. Des. 82, S. 445 – 456, 2004
- [BUCO, 2016] Buco Wärmetauscher International GmbH, www.buco-international.com, Stand 05.11.2016
- [Cheng, 2008] Cheng, N.S., *Formula for the viscosity of a glycerol-water mixture*. Ind. Eng. Chem. Res. 47, S. 3285 - 3288, 2008
- [Chisholm, 1973] Chisholm, D., *Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels*. Int. J. Heat Mass Tran. 16, S. 347 - 358, 1973
- [Chisholm, 1980] Chisholm, D., *Two phase pressure drop in bends*. Int. J. Multiphase Flow 6, Nr. 4, S. 363 - 367, 1980
- [DEG, 2016] DEG Wärmetechnik GmbH, www.deg-engineering.de, Stand 05.11.2016
- [Dengler & Addams, 1956] Dengler, C.E., Addams, J.N., *Heat transfer mechanism for vaporization of water in a vertical tube*. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 52, S. 95 - 103, 1956, Zitiert nach [Dialer, 1983]
- [Dialer, 1983] Dialer, K., *Die Wärmeübertragung beim Naturumlaufverdampfer*. Dissertation, Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, 1983
- [Dović & Švaić, 2007] Dović, D., Švaić, S., *Influence of chevron plates geometry on performances of plate heat exchangers*. Tehn. vjesn. 14(1, 2), S. 37 - 45, 2007
- [Endress + Hauser, 2008] Endress + Hauser, *Technische Informationen Proline Promass 80F, 80M, 83F, 83M*. www.de.endress.com, 2008, Stand 05.02.2016
- [Fair, 1960] Fair, J.R., *What you need to design thermosiphon reboilers*. Pet. Ref. 39, S. 105 - 123, 1960



- [Fitzsimmons, 1964] Fritzsimmmons, D.E., *Two phase pressure drop in piping components*. HW-80970, Rev. 1. General Electric Hanford Laboratories, Richland, Washington, DC, 1964
- [Frank & Pricket, 1973] Frank, O., Pricket, R.D., *Designing vertical thermosiphon reboilers*, Chem. Engng. 80, Nr. 9, 1973
- [Goedecke & Scholl, 2015a] Goedecke, R., Scholl, S., *Enlarged operation ranges for thermosiphon reboilers using pillow plates*, Chem. Eng. Res. Des. 99, S.58-66.
doi: 10.1016/j.cherd.2015.05.037, 2015
- [Goedecke & Scholl, 2015b] Goedecke, R., Scholl, S., *Experimentelle Untersuchung eines Thermoblechapparates als Naturumlaufverdampfer*. Chem. Ing. Tech. 87, Nr. 3, S. 244 - 252. doi: 10.1002/cite.201400061, 2015
- [Gorenflo, 2013] Gorenflo, D., *Behältersieden (Sieden in freier Konvektion)*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. H2, 2013
- [Gnielinski, 2013a] Gnielinski, V., *Durchströmte Rohre*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. G1, 2013
- [Gnielinski, 2013b] Gnielinski, V., *Wärmeübertragung im konzentrischen Ringspalt und im ebenen Spalt*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. G2, 2013
- [Groschang et al., 1999] Groschang, T., Hadley, M., Scholl, S., *Vergleich verschiedener Simulationsprogramme zur Auslegung von Naturumlaufverdampfern*, Vortrag GVC-Fachausschuss „Wärme- und Stoffübertragung“, Bad Kissingen, 1999
- [Hammerschmidt, 2013] Hammerschmidt, J., *Untersuchung des Einflusses von Rohrstrukturierungen und Drahtgestrickeinbauten auf die Naturumlaufverdampfung*. Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2013
- [Hammerschmidt & Scholl, 2012] *Experimentelle Untersuchung zum Einsatz von Drahtgestrickeinbauten und berippten Rohren in Naturumlaufverdampfern*. Chem. Ing. Tech. 84 (11), S. 1939 - 1947. doi: 10.1002/cite.201200016
- [Heggs & Alane, 2010] Heggs, P.J., Alane, A., *Vacuum operation of a thermosyphonreboiler*. Proceedings of the 14th International Conference on Heat Transfer. IHTC14, August 8 - 13, 2010, Washington, DC, USA (Paper 22373).
- [Hughmark, 1961] Hughmark, G.M., *Designing thermosiphon reboilers*. Chem. Eng. 57, S. 43 - 47, 1961
- [Ishibii & Hibiki, 2006] Ishii, M., Hibiki, T., *Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006



- [Kaiser, 1988] Kaiser, E.P., *Wärmeübertragung beim Sieden von binären Gemischen im Naturumlaufverdampfer*. Dissertation, Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, 1988
- [Kast & Nirschl, 2013] Kast, W., Nirschl, H., *L1 Druckverlust in einphasigen Strömungen*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. L1, 2013
- [Kind, 2013] Kind, M., *H3.3 Strömungssieden unterkühlter Flüssigkeiten*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. H3.3, 2013
- [Kind & Saito, 2013] Kind, M., Saito, Y., *H3.4 Strömungssieden gesättigter reiner Flüssigkeiten - 2.1 Blasensieden in senkrechten Rohren*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. H3.4, 2013
- [Kirschbaum, 1955] Kirschbaum, E., *Der Wärmeübergang im senkrechten Verdampferrohr in dimensionsloser Darstellung*. Chem. Ing. Tech. 27, Nr. 5, S.248-257, 1955, doi: 10.1002/cite.330270503
- [Kirschbaum, 1962] Kirschbaum, E., *Einfluß des Rohrdurchmessers und der Rohrlänge auf die Leistung von Verdampfapparaten mit Selbstumlauf*. Chem. Ing. Tech. 34, Nr. 3, S. 183 - 192, 1962, doi: 10.1002/cite.330340309
- [Kister, 1990] Kister, H. Z., *Distillation operation*, McGraw-Hill, 1990
- [Kleiber & Joh, 2006] Kleiber, M., Joh, R., *D3 Stoffwerte von sonstigen chemisch einheitlichen Flüssigkeiten und Gasen*. VDI Wärmeatlas, 10. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. Dca, 2006
- [Kleiber & Joh, 2013] Kleiber, M., Joh, R., VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., *Berechnungsmethoden für Stoffeigenschaften*. VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. D1, 2013
- [Klefer, 2013] Klefer, C., *Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs und der Fluidodynamik in einem Thermoblech-Naturumlaufverdampfer*. Bachelorarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2013
- [Lavrikov et al., 2015] Lavrikov, A.V., Hammerschmidt, J., Kuzma-Kichta, Y.A., Scholl, S., *Thermosiphon Reboilers with Enhanced Tubes*, Chem. Ing. Tech. 87(3) S.244-252 doi: 10.1002/cite.201400056
- [LOB, 2016] LOB GmbH, www.lob-gmbh.de, Stand 05.11.2016
- [Lockhart & Martinelli, 1949] Lockhart, R.W., Martinelli, R.C., *Proposed Correlation of Data for isothermal two-phase, two component flow in pipes*. Chem. Eng. Prog. 45, Nr. 1, S. 39 - 48, 1949



- [Lucic, 2003] Lucic, A., *Fluid- und thermodynamische Transportphänomene beim unterkühlten Strömungssieden*, Dissertation, Technische Universität München, 2003
- [Martorell, 2014] Martorell, J.C., *Experimental investigation on heat transfer and fluid dynamic behavior in a thermoplate thermosyphon reboiler*. Masterthesis, Technische Universität Braunschweig, 2014
- [Merker, 1987] Merker, G.P., *Konvektive Wärmeübertragung*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1987
- [Mitrovic & Maleti, 2011] Mitrovic, J., Maletic, B., *Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in thermoplates*. Chem. Eng. Technol. 34, S.1439-1448
doi: 10.1002/ceat.201100271, 2011
- [Mitrovic & Peterson, 2007] Mitrovic, J., Peterson, R., *Vapor condensation heat transfer in a thermoplate heat exchanger*. Chem. Eng. Technol. 30, S.907-919.
doi: 10.1002/ceat.200700082, 2007
- [Molle, 2014a] Molle, J., *Untersuchung des betrieblichen Grenzbereichs eines Thermoblech-Naturumlaufverdampfers bei 1000 mbar*. Forschungspraktikum, Technische Universität Braunschweig, 2014
- [Molle, 2014b] Molle, J., *Bewertung von Effizienzpotentialen durch den Einsatz innovativer Apparatekonzepte in Verdampfungsprozessen*. Masterarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2014
- [Numrich & Müller, 2013] Numrich, R., Müller, J., *J1 Filmkondensation reiner Dämpfe*. VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. J1, 2013
- [Nußelt, 1916] Nußelt, W., *Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes*. Z. VDI 60, 1916
- [Piper et al., 2014] Piper, M., Olenburg, A., Tran, J.M., Goedecke, R., Scholl, S., Kenig, E.Y., *Bestimmung charakteristischer Geometrieparameter von Thermoblech-Wärmeübertragern*. Chem. Ing. Tech. 86, Nr. 8, S. 1214 - 1222. doi: 10.1002/cite.201300159, 2014
- [Piper et al., 2015a] Piper, M., Olenburg, A., Tran, J.M., Kenig, E.Y., *Determination of the geometric design parameters of pillow-plate heat exchangers*. App. Therm. Eng. 91, S. 1168 - 1175. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2015.08.097, 2015
- [Piper et al., 2015b] Piper, M., Tran, J.M., Kenig, E.Y., *CFD-Untersuchung der Fluidodynamik und des Wärmeübergangs bei einphasiger Strömung im welligen Spalt zwischen Thermoblechen*. Chem. Ing. Tech. 87, Nr. 3, S. 216 - 225, doi: 10.1002/cite.201400091, 2015
- [Piper et al., 2015c] Piper, M., Wecker, C., Olenberg, A., Tran, J.M., Kenig, E.Y., *An experimental analysis of the topology and dynamics of a falling liquid film over the wavy surface of a vertical pillow plate*. Chem. Eng. Sci. 130, S.129-134, doi: 10.1016/j.ces.2015.03.005, 2015



- [Piper et al., 2016] Piper, M., Zibart, A., Tran, J.M., Kenig, E.Y., *Numerical investigation of turbulent forced convection heat transfer in pillow plates*. Int. J. Heat. Mass. Tran. 94, S. 516 - 527, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.11.014, 2016
- [Qui & Liu, 2004] Qiu, Y.H., Liu, Z.H. *Boiling heat transfer of water on smooth tubes in a compact staggered tube bundle*. Appl. Therm. Eng. 24, S. 1431 - 1441
doi: 10.1016/j.applthermaleng.2003.11.021, 2004
- [Rouhani, 1969] Rouhani, C., Modified correlations for void and two-phase pressure drop, AB Atomenergi, AE-RTV-841, 1969
- [Sarma et al., 1973] Sarma, N.V.L.S., Reddy, P.J., Murtis, P.S., *A computer design method for vertical thermosiphon reboilers*. Ind. Eng. Chem. Proc. Dd. 12, S. 287 - 290, 1973
- [Schmidt, 1993] Schmidt, J., *Berechnung und Messung der Druckänderungen über scharfkantige plötzliche Rohrerweiterungen und –verengungen bei Gas/Dampf-Flüssigkeitsströmungen*. VDI Fortschrittsbericht, Nr. 236, Reihe 7
- [Schmidt, 2013] Schmidt, H., *Berechnung der Phasenanteile*, VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. L2.1, 2013
- [Scholl & Brahim, 2005] *Intensification of fluiddynamic and thermal performance of thermosiphon reboilers*. Appl. Therm. Eng. 25, S. 2615 - 2629.
- [Scholl & Rinner, 2006] Scholl, S., Rinner, M., *7 Verdampfung und Kondensation*, Fluidverfahrenstechnik, Hrsg. Goedecke, R., Wiley-VCH, Weinheim, Kap. 7, 2006
- [Scholl, 2010] Scholl, S., *Verfahrenstechnisches Design von Verdampfern*. Chem. Ing. Tech. 82, Nr. 12, S. 2179 – 2187, doi: 10.1002/cite.201000077
- [Shao, 2015] Shao, Y., *Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs und der Fluiddynamik in einem Thermoblech-Naturumlaufverdampfer bei der Verdampfung von 1-Hexanol*. Studienarbeit, Technische Universität Braunschweig
- [Shellene, 1968] Shellene, K.R. et al., *Experimental study of a vertical thermosiphon reboiler*. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 64, S. 102 - 113, 1968
- [Siebeneck et al., 2015] Siebeneck, K., Popov, W., Stefanak, T., Scholl, S., *Pillow plate heat exchangers - Investigation of flow characteristics and wetting behavior at single-flow conditions*. Chem. Ing. Tech. 87, Nr. 3, S. 235 - 243, doi: 10.1002/cite.201400055, 2015
- [Sloley, 1996] Sloley, A.W., *Avoid problems during distillation column startups*. Chem. Eng. Prog. 92, S. 30 - 39, 1996
- [Solex, 2016] Solex Thermal Science, www.solexthermal.com, Stand 05.11.2016
- [Steiner & Taborek, 1992] Steiner, D., Taborek, J., *Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated by an Asymptotic Model*. Heat Transfer Eng. 13, S. 43 - 69, 1992



Literaturverzeichnis

- [Thorngren, 1972] Thorngren, J.T., *Reboiler computer evaluation*. Ind. Eng. Chem. Proc. Dd. 11, S. 39 - 43, 1972
- [Tran et al., 2015a] Tran, J.M., Piper, M., Kenig, E.Y., *Experimentelle Untersuchung des konvektiven Wärmeübergangs und Druckverlustes in einphasig durchströmten Thermoblechen*. Chem. Ing. Tech. 87, Nr. 3, S. 226 - 234, doi: 10.1002/cite.201400140, 2015
- [Tran et al., 2015b] Tran, J.M., Sommerfeld, S., Piper, M., Kenig, E.Y., *Investigation of pillow plate condensers for the application in distillation columns*. Chem. Eng. Res. Des. 99, S. 67 - 74, doi: 10.1016/j.cherd.2015.03.031, 2015



Literaturverzeichnis

[Wellenhofer & Muschelknautz, 2013] Wellenhofer, A., Muschelknautz, S., *Druckabfall von Gas-Flüssigkeitsströmungen in Rohren, Leitungselementen und Armaturen*, VDI Wärmeatlas, 11. Aufl., VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Kap. L2.2, 2013

A Anhang

A.1 Einphasendruckverluste in der Zulaufleitung

Im Zulauf des Kissenplatten-Naturumlaufverdampfers strömt das Medium einphasig flüssig. Durch diese Strömungen entlang der Zulaufleitung entstehen Druckverluste. Die verwendeten Berechnungsmethoden für die Druckverluste der einphasigen Strömung werden im Folgenden beschrieben. Die Geometrie des Zulaufs ist in Abb. A1 dargestellt. Die Berechnungen sind aus [Kast & Nirschl, 2013] entnommen. Die Berechnung des Druckverlustes der geraden Rohrstücke erfolgt mit Gl.2.22, wobei für die Berechnung des Widerstandsbeiwertes Gl. 2.24 verwendet wird.

Querschnittsverengungen

Im Zulauf ist eine stetige Querschnittsverengung von DN50 auf DN25 vorhanden. Hierbei treten keine Ablösungserscheinungen auf, wodurch der Druckverlust gering ist und mit Gl. A.1 beschrieben wird.

$$\Delta p = 0,04 \cdot \frac{\rho \cdot w_{\text{aus}}^2}{2} \quad (\text{A.1})$$

Die verwendete Geschwindigkeit w_{aus} entspricht der Geschwindigkeit nach der Verengung.

Rohrbögen

Im Zulauf sind zwei 90°-Rohrbögen mit dem Durchmesser DN25 und einem Krümmungsradius von 38 mm. Der Druckverlust an einem Rohrbogen wird mit Gl. A.2 berechnet.

$$\Delta p = 0,2 \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad (\text{A.2})$$

T-Stücke

In der Zulaufleitung ist ein T-Stück verbaut, welches zum Ablassen der Flüssigkeit dient und zur Einstellung des scheinbaren Flüssigkeitsstandes verwendet wird. Im normalen Betrieb ist das Ventil am unteren Ende des T-Stücks geschlossen, wodurch dort keine Strömung vorliegt. Allerdings verursacht diese Geometrie erhöhte Druckverluste. Diese können mit Gl. A.3 beschrieben werden.

$$\Delta p = 0,05 \cdot \frac{\rho \cdot w^2}{2} \quad (\text{A.3})$$

Coriolis-Massedurchflussmesser

Zur Messung des Umlaufmassenstroms ist in den Verdampfer ein Coriolis-Massedurchflussmesser der Firma Endress & Hauser eingebaut (Promass 83F25), mit einem DN25-Anschluss. Aufgrund des Messprinzips dieses Messgerätes wird die Strömung innerhalb des Geräts auf zwei Rohre mit dem Durchmesser von 12 mm aufgeteilt, wodurch sich erhebliche Druckverluste ergeben, die nach Herstellerangaben mit den Gln. A.4-6 [Endress + Hauser, 2008] berechnet werden können. Die Druckverluste des Coriolis-Massedurchflussmessers haben den größten Einfluss auf den Druckverlust des Zulaufs.

$$Re_{Coriolis} = \frac{2 \cdot \dot{M}}{\pi \cdot 0,012 m \cdot v \cdot \rho} \quad (\text{A.4})$$

Wenn $Re_{Coriolis} < 2300$, dann wird Gl. A5 verwendet. Für größere Reynolds-Zahlen wird Gl. A.6 verwendet.

$$\Delta p_{Coriolis} = \left(6,4 \cdot 10^6 \cdot v \cdot \dot{M} + \frac{4,5 \cdot 10^5 \cdot v^{0,25} \cdot \dot{M}^2}{\rho} \right) \cdot 10^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\Delta p_{Coriolis} = 1,9 \cdot 10^6 \cdot v^{0,25} \cdot \dot{M}^{1,85} \cdot \rho^{-0,86} \cdot 10^2 \quad (\text{A.6})$$

Querschnittserweiterungen

Vor dem Verdampfereintritt ist eine stetige Querschnittserweiterung von DN25 auf DN40 eingebaut. Der Druckverlust wird hierbei mit Gl. A.7 beschrieben.

$$\Delta p = 0,2 \cdot \left(1 - \frac{(0,0272 m)^2}{(0,0418 m)^2} \right) \cdot \frac{\rho \cdot w_{ein}^2}{2} \quad (\text{A.7})$$

Die verwendete Geschwindigkeit entspricht derjenigen vor der Erweiterung bei einem Rohrdurchmesser von 27,2 mm.

Einlauf in den Verdampfer

Der Einlauf des Verdampfers besteht aus einer Haube, die eine Querschnittserweiterung von einem DN40-Rohr auf einen Rechteckkanal von 0,22 m x 0,032 m aufweist. Der Druckverlust für diese Geometrie wurde näherungsweise durch eine stetige Querschnittserweiterung eines DN40-Rohrs auf ein Rohr mit dem hydraulischen Durchmesser des Rechteckkanals berechnet. Anschließend wird noch der Druckverlust des Rechteckkanals mit den Abmessungen 0,22 m x 0,032 m bis zum Beginn der Kissenplatten berechnet.

A.2 Zweiphasendruckverlust in der Brüdenleitung

Horizontale Leitung

Für die Berechnung von Zweiphasendruckverlusten in horizontalen Leitungen schlagen [Wellenhofer & Muschelknautz, 2013] folgende Beziehungen vor:

$$\Delta p = \frac{2 \cdot \rho_m \cdot w_m^2 \cdot L}{d} \cdot \left(0,0925 \cdot Re^{-0,2534} + \frac{13,98 \cdot Re^{-0,9501} - 0,0925 \cdot Re^{-0,2534}}{\left(1 + \left(\frac{Re}{293}\right)^{4,864}\right)^{0,1972}} \right) \quad (\text{A.9})$$

Darin ist die mittlere Dichte ρ_m definierte mit Gl. A.10.

$$\rho_m = \rho_{liq} \cdot \Lambda + \rho_{vap} \cdot (1 - \Lambda) \quad (\text{A.10})$$

mit

$$\Lambda = \frac{\dot{M}_{liq} / \rho_{liq}}{\dot{M}_{liq} / \rho_{liq} + \dot{M}_{vap} / \rho_{vap}} \quad (\text{A.11})$$

Die mittlere Leerrohrgeschwindigkeit w_m ist hierbei definiert mit Gl. A.12.

$$w_{m2Ph} = w_{liq} + w_{vap} \quad (\text{A.12})$$

Für die Berechnung der Reynolds-Zahl werden die mittlere Leerrohrgeschwindigkeit und die Stoffwerte der Flüssigkeit verwendet.

Rohrerweiterungen

Für eine Zweiphasenströmung bei einer Rohrerweiterung gilt nach [Schmidt, 1993] das im Folgenden beschriebene Vorgehen.

Die Berechnung erfolgt iterativ. Im ersten Schritt wird das Zweiphasengemisch als inkompressibles Medium angesehen, d. h. die Gemischdichte verändert sich über die Querschnittserweiterung nicht. Mit dieser Annahme kann der mittlere volumetrische Dampfgehalt ε mit Gl. A.13 berechnet werden.

Anhang

$$\varepsilon = 1 - \frac{(1-\dot{x})^2 \cdot 2}{1-2\cdot\dot{x} + \sqrt{1+4\cdot\dot{x}\cdot(1-\dot{x})\cdot\left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}-1\right)}} \quad (\text{A.13})$$

Nach der Berechnung der Weber-Zahl We (Gl. A.14), des Schlupfs s (Gl. A.15) und der Reynolds-Zahl Re (Gl. A.16) ist der mittlere volumetrische Flüssigkeitsgehalt ε_K mit Gl. A.17 berechenbar.

$$We = \frac{\dot{m}^2 \cdot \dot{x}^2}{\rho_{vap}} \cdot \frac{d}{\sigma} \cdot \frac{(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\rho_{vap}} \quad (\text{A.14})$$

$$s = \frac{\dot{x}}{1-\dot{x}} \cdot \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \cdot \frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \quad (\text{A.15})$$

$$Re = \frac{\dot{m}^2 \cdot (1-\dot{x}) \cdot d}{\eta_{liq}} \quad (\text{A.16})$$

$$\varepsilon_K = \frac{1}{s} \left[1 - \frac{(1-\dot{x})}{1-\dot{x} + \dot{x} \cdot 0,05 \cdot We^{0,27} \cdot Re^{0,05}} \right] \quad (\text{A.17})$$

Somit kann die effektive Dichte des zweiphasigen Gemisches mit Gl. A.18 ausgedrückt werden.

$$\frac{1}{\rho_{eff}} = \frac{\dot{x}^2}{\rho_{vap} \cdot \varepsilon} + \frac{(1-\dot{x})}{\rho_{liq} \cdot (1-\varepsilon)} + \rho_{liq} \cdot (1-\dot{x}) \cdot \left(\frac{\varepsilon_K}{1-\varepsilon_K} \right) \cdot \left[\frac{\dot{x}}{\rho_{vap} \cdot \varepsilon} - \frac{(1-\dot{x})}{(1-\varepsilon) \cdot \rho_{liq}} \right]^2 \quad (\text{A.18})$$

Schmidt definierte einen eigenen Reibungsbeiwert f_{Erw}^* für den Zweiphasendruckverlust in Rohrerweiterungen (Gl. A.19).

$$f_{Erw}^* = 0,0049 \cdot \dot{x}^2 \cdot (1-\dot{x})^2 \cdot \left(\frac{\eta_{liq}}{\eta_{vap}} \right)^{0,7} \quad (\text{A.19})$$

Für die Berechnung des Druckverlustes ist zunächst noch die Berechnung eines Stützdruckbeiwertes Θ notwendig, was in Gl. A.20 dargestellt ist.

$$\theta_{Erw} = 1 - \left(\frac{d^2}{d_{Erw}^2} \right)^{0,25} \quad (\text{A.20})$$

Somit kann im ersten Iterationsschritt der Druckverlust mit Gl. A. 21 berechnet werden.



$$\Delta p_{Erw} = \frac{\dot{m}^2 \cdot \left[\frac{K_{ein} \frac{d_{ein}^2}{d_{Erw}^2} \cdot K_{aus} \left(\frac{d_{ein}^2}{d_{Erw}^2} \right)^2}{\rho_{eff}} - f_{Erw}^* \cdot \rho_{eff} \cdot \left(\frac{\dot{x}}{\varepsilon_{ein} \cdot \rho_{vap,ein}} - \frac{(1-\dot{x})}{(1-\varepsilon_{ein}) \cdot \rho_{liq}} \right)^2 \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{d_{ein}^2}{d_{Erw}^2}} \right)^2 \right]}{1 - \theta_{Erw} \cdot \left(1 - \frac{d_{ein}^2}{d_{Erw}^2} \right)} \quad (\text{A.21})$$

Der Faktor K ist abhängig von der Strömung. Für $Re > 2300$ gilt $K = 1$ und für $Re \leq 2300$ ist $K = 1,33$. Durch die Berücksichtigung des Druckverlustes aus dem ersten Iterationsschritt, lässt sich nun mittels des idealen Gasgesetzes eine neue Dampfdichte berechnen. Hiermit wird die Iteration weitergeführt. Dieses Vorgehen ist zu wiederholen, bis der Austrittsdruck konstant ist.

A.3 Stoffwerte

A.3.1 Reinstoffe

Die Berechnung der Reinstoffdaten erfolgen nach [Kleiber & Joh, 2006]. Die Korrelationsgleichung und die Angabe der verwendeten Parameter der in dieser Arbeit verwendeten Reinstoffe sind im Folgenden für die einzelnen Stoffeigenschaften zusammengefasst. Die für die Gleichungen verwendeten Parameter sind jeweils in Tabellen unter den jeweiligen Gleichungen aufgeführt. Für eine Vielzahl der Korrelationsgleichungen werden für die Berechnung der Stoffdaten die Molmasse, der kritische Druck und die kritische Temperatur benötigt, welche in Tab. A.1 zu finden sind.

Tabelle A.2: Spezifische Stoffdaten der Reinstoffe

Versuchsmedium	T_c [K]	p_c [bar]	\tilde{M} [g/mol]
Wasser	647,1	220,6	18,02
1-Hexanol	611,4	35,1	102,18
Glycerin	850	75	92,09

Dichte der Flüssigkeit

$$\frac{\rho_{liq}}{(kg/m^3)} = \frac{A}{B^{1 + \left(1 - \frac{T}{C}\right)^D}} \quad (\text{A.22})$$



Anhang

Tabelle A.3: Parameter zur Berechnung der Dichte der Flüssigkeit für Gl. A.22

Versuchs- medium	Parameter			
	A	B	C	D
Wasser	1,5053957	0,03642	617,774	0,05871
1-Hexanol	1,8450162	0,04336	629,75	0,09476
Glycerin	0,4567818	0,01799	874,776	0,07136

Dichte des idealen Gases

$$\rho_{vap} = \frac{p \cdot \tilde{M}}{R \cdot T} \quad (\text{A.23})$$

Hierbei ist die universelle Gaskonstante $R = 8,314 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ zu verwenden.

Dynamische Viskosität der Flüssigkeit

$$\frac{\eta_{liq}}{\text{Pa}\cdot\text{s}} = \exp\left(A + \frac{B}{T/K} + C \frac{T}{K} + D \left(\frac{T}{K}\right)^2 + E \left(\frac{T}{K}\right)^3\right) \quad (\text{A.24})$$

Tabelle A.4: Parameter zur Berechnung der dynamischen Viskosität der Flüssigkeit für Gl. A.24

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	-22,968	3275,89	0,017637	$0,000693 \cdot 10^{-3}$	$-0,01293 \cdot 10^{-6}$
1-Hexanol	-17,67	3254,83	0,003737	$0,002762 \cdot 10^{-3}$	0
Glycerin	-45,588	10874,27	0,013337	$0,076942 \cdot 10^{-3}$	$-0,67177 \cdot 10^{-7}$

Dynamische Viskosität des Gases

$$\frac{\eta_{vap}}{\text{Pa}\cdot\text{s}} = A + B \frac{T}{K} + C \left(\frac{T}{K}\right)^2 + D \left(\frac{T}{K}\right)^3 + E \left(\frac{T}{K}\right)^4 \quad (\text{A.25})$$

Tabelle A.5: Parameter zur Berechnung der dynamischen Viskosität des Gases für Gl. A.25

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	$-0,10718 \cdot 10^{-5}$	$0,35248 \cdot 10^{-7}$	$0,3575 \cdot 10^{-11}$	0	0
1-Hexanol	$-0,07635 \cdot 10^{-5}$	$0,24326 \cdot 10^{-7}$	$-0,4168 \cdot 10^{-11}$	0	0
Glycerin	$-0,00146 \cdot 10^{-5}$	$0,22666 \cdot 10^{-7}$	$0,0328 \cdot 10^{-11}$	0	0

**Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit**

$$\frac{\lambda_{liq}}{W/mK} = A + B \frac{T}{K} + C \left(\frac{T}{K}\right)^2 + D \left(\frac{T}{K}\right)^3 + E \left(\frac{T}{K}\right)^4 \quad (\text{A.26})$$

Tabelle A.6: Parameter zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit für Gl. A.26

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	-0,3623	0,50659·10 ⁻²	-0,05805·10 ⁻⁴	-0,01527·10 ⁻⁷	0,01847·10 ⁻¹⁰
1-Hexanol	0,22	-0,02279·10 ⁻²	0,00031·10 ⁻⁴	-0,00052·10 ⁻⁷	0,00032·10 ⁻¹⁰
Glycerin	0,2562	0,0119·10 ⁻²	0,00023·10 ⁻⁴	-0,00105·10 ⁻⁷	0,00102·10 ⁻¹⁰

Wärmeleitfähigkeit des Gases

$$\frac{\lambda_{vap}}{W/mK} = A + B \frac{T}{K} + C \left(\frac{T}{K}\right)^2 + D \left(\frac{T}{K}\right)^3 + E \left(\frac{T}{K}\right)^4 \quad (\text{A.27})$$

Tabelle A.7: Parameter zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit des Gases für Gl. A.27

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	0,46·10 ⁻³	0,046·10 ⁻³	0,05115·10 ⁻⁶	0	0
1-Hexanol	-0,25·10 ⁻³	0,008·10 ⁻³	0,10344·10 ⁻⁶	0	0
Glycerin	-9,16·10 ⁻³	0,059·10 ⁻³	0,02026·10 ⁻⁶	0	0

Oberflächenspannung

$$\frac{\sigma}{N/m} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{B+C\frac{T}{T_c}+D\left(\frac{T}{T_c}\right)^2+E\left(\frac{T}{T_c}\right)^3} \quad (\text{A.28})$$

Tabelle A.8: Parameter zur Berechnung der Oberflächenspannung für Gl. A.28

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	0,15488	1,64129	-0,75986	-0,85291	1,14113
1-Hexanol	0,05089	1,01	0	0	0
Glycerin	0,09019	0,80707	0	0	0

**Dampfdruck**

$$p_s = p_c \cdot \exp \left\{ \frac{T}{T_c} \left[A \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) + B \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{1,5} + C \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^3 + D \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^6 \right] \right\} \quad (\text{A.29})$$

Tabelle A.9: Parameter zur Berechnung des Dampfdrucks für Gl. A.29

Versuchs- medium	Parameter			
	A	B	C	D
Wasser	-7,71374	1,31467	-2,51444	-1,72542
1-Hexanol	-8,79791	2,47682	-11,74941	7,60854
Glycerin	-6,68061	-1,55586	-6,59905	1,46448

Spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit

$$\frac{c_{p,liq}}{J/kgK} = A + B \frac{T}{K} + C \left(\frac{T}{K} \right)^2 + D \left(\frac{T}{K} \right)^3 + E \left(\frac{T}{K} \right)^{-2} \quad (\text{A.30})$$

Tabelle A.10: Parameter zur Berechnung der spezifischen Wärmekapazität der Flüssigkeit für Gl. A.30

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	3092	12,328	-0,044504	0,05226·10 ⁻³	0
1-Hexanol	7773,5	-65,879	0,22928	-0,23184·10 ⁻³	0
Glycerin	852,2	5,219	0	0	0

Spezifische Wärmekapazität des idealen Gases

$$\frac{c_{p,vap}}{J/kgK} = A + B \frac{T}{K} + C \left(\frac{T}{K} \right)^2 + D \left(\frac{T}{K} \right)^3 + E \left(\frac{T}{K} \right)^{-2} \quad (\text{A.31})$$

Tabelle A.11: Parameter zur Berechnung der spezifischen Wärmekapazität des idealen Gases für Gl. A.31

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	1833,1	-0,035	0,000696	-0,215·10 ⁻⁶	-0,26·10 ⁻⁷
1-Hexanol	-131,6	6,607	-0,004007	0,929·10 ⁻⁶	-0,1341·10 ⁻⁵
Glycerin	59,1	4,98	-0,003733	1,188·10 ⁻⁶	0,826·10 ⁻⁶

Verdampfungsenthalpie

$$\frac{\Delta h_v}{J/kg} = A \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{B+C\frac{T}{T_c}+D\left(\frac{T}{T_c}\right)^2+E\left(\frac{T}{T_c}\right)^3} \quad (\text{A.32})$$

Tabelle A.12: Parameter zur Berechnung der Verdampfungsenthalpie Gl. A.32

Versuchs- medium	Parameter				
	A	B	C	D	E
Wasser	2872019	0,28184	-0,10911	0,147096	0,044874
1-Hexanol	836578	0,48139	0,074981	-0,0698	0,024805
Glycerin	1158773	0,3896	-0,007487	0,248791	-0,15843

A.3.2 Wasser-Glycerin Gemisch

[Hammerschmidt, 2013] zeigte, dass Siedetemperaturen, Dampfdrücke und Konzentrationen der dampfförmigen und der flüssigen Phasen des Wasser-Glycerin Gemischs unter Annahme eines idealen Verhaltens mithilfe der Gesetze von Raoult und Dalton berechnet werden können und diese sehr gut mit simulierten Werten übereinstimmen, Abb. A1.

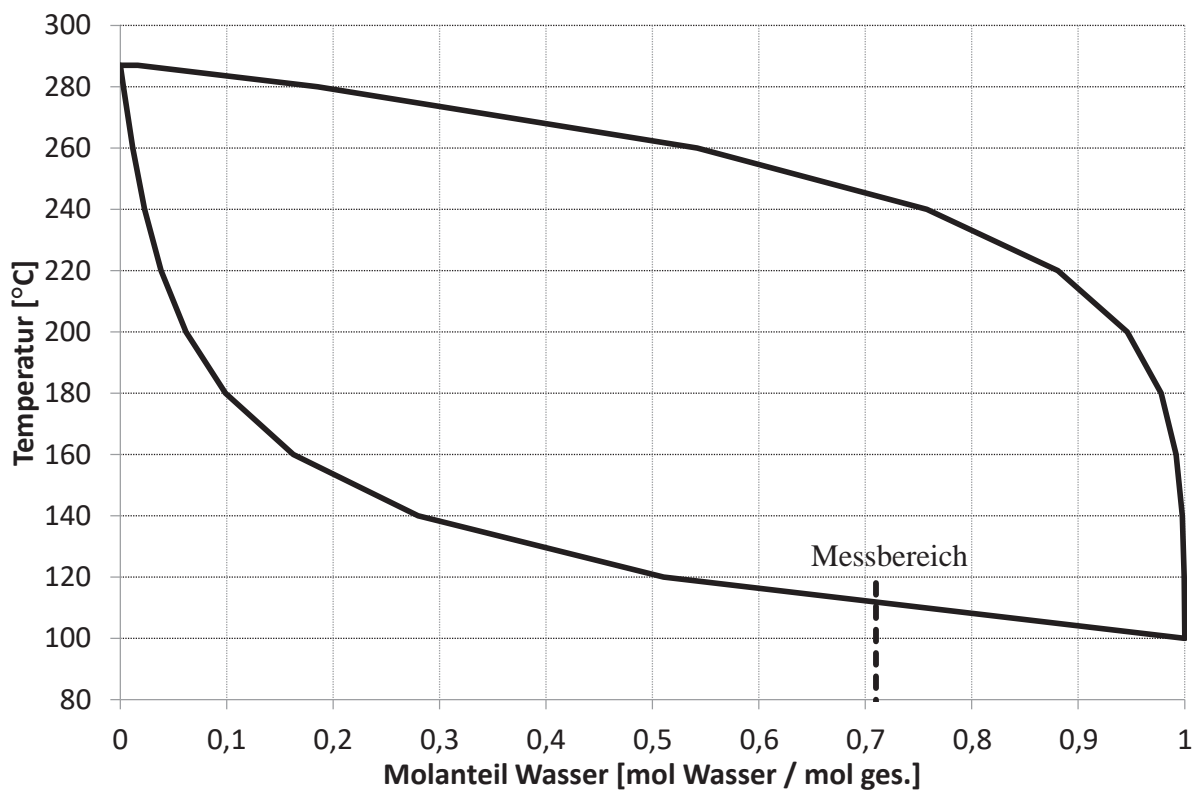


Abb. A.1: Ideales Phasengleichgewicht Wasser-Glycerin Gemisch nach [Hammerschmidt, 2013]



Die Berechnung der Molanteile der flüssigen Phase erfolgt mit Gl. A.33, die der Dampfphase mit Gl. A.34.

$$x_{H_2O} = \frac{p - p_{Gly}}{p_{H_2O} - p_{Gly}} \quad (A.33)$$

$$y_{H_2O} = p_{H_2O} \cdot \frac{x_{H_2O}}{p} \quad (A.34)$$

[Hammerschmidt, 2013] zeigte ebenfalls, dass in der Dampfphase im hier relevanten Konzentrationsbereich nur sehr wenig Schwersieder (Glycerin) vorliegt. Aus diesem Grund wird die Dampfphase als reines Wasser angesehen und dementsprechend mit diesen Gleichungen berechnet. Die Berechnung der Stoffdaten der flüssigen Phase wird im Folgenden beschrieben.

Gemischdichte der Flüssigkeit

Die Dichte der Flüssigkeit des Gemischs wird nach [Kleiber & Joh, 2013] mit Gl. A.35 berechnet.

$$\rho_{H_2O, Gly} = (m \cdot \rho_{H_2O}^{-1} + (1 - m) \cdot \rho_{Gly}^{-1})^{-1} \quad (A.35)$$

Dynamische Viskosität der Flüssigkeit

[Cheng, 2008] schlägt die folgenden Korrelationen für die Bestimmung der Dichte des Wasser-Glycerin Gemischs vor, bei denen die Kenntnis der Viskosität der Reinstoffe vorausgesetzt wird.

$$\eta_{H_2O, Gly} = \eta_{H_2O}^c \cdot \eta_{Gly}^{(1-c)} \quad (A.36)$$

$$c = 1 - m_{Gly} + a \cdot b \cdot m_{Gly} \cdot \frac{1 - m_{Gly}}{a \cdot m_{Gly} + b \cdot (1 - m_{Gly})} \quad (A.37)$$

$$a = 0,705 - 0,0017 \cdot T \quad (A.38)$$

$$b = (4,9 \cdot 0,036 \cdot T) \cdot a^{0,25} \quad (A.39)$$

Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit

Für die Berechnung der Wärmeleitfähigkeit werden Korrelationen entsprechend den Gln. A.40 – A.42 von [Kleiber & Joh, 2013] verwendet.

$$\lambda_{H_2O, Gly} = \frac{c_1^2}{\lambda_{H_2O}^{-1}} + \frac{4 \cdot c_1 \cdot c_2}{\lambda_{H_2O}^{-1} + \lambda_{Gly}^{-1}} + \frac{c_2^2}{\lambda_{Gly}^{-1}} \quad (A.40)$$

$$c_1 = \frac{x \cdot (\bar{M}_{H_2O} / \rho_{H_2O})}{x \cdot (\bar{M}_{H_2O} / \rho_{H_2O}) + (1-x) \cdot (\bar{M}_{Gly} / \rho_{Gly})} \quad (A.41)$$

$$c_2 = 1 - c_1 \quad (A.42)$$

Oberflächenspannung

[Kleiber & Joh, 2013] schlägt für die Berechnung der Oberflächenspannung von Gemischen die Gln. A.43 – A.47 vor.

$$\sigma_{H_2O, Gly} = (P_{H_2O, Gly} \cdot \rho_{mol})^4 \quad (A.43)$$

$$\rho_{mol} = \left(x \cdot \left(\frac{\rho_{H_2O}}{\bar{M}_{H_2O}} \right)^{-1} + (1-x) \cdot \left(\frac{\rho_{Gly}}{\bar{M}_{Gly}} \right)^{-1} \right)^{-1} \quad (A.44)$$

$$P_{H_2O, Gly} = x^2 \cdot P_{H_2O} + 2 \cdot x \cdot (1-x) \cdot \frac{P_{H_2O} + P_{Gly}}{2} + (1-x)^2 \cdot P_{Gly} \quad (A.45)$$

$$P_{H_2O} = \left(\frac{\rho_{H_2O}}{\bar{M}_{H_2O}} \right)^{-1} \cdot \sigma_{H_2O}^{0,25} \quad (A.46)$$

$$P_{Gly} = \left(\frac{\rho_{Gly}}{\bar{M}_{Gly}} \right)^{-1} \cdot \sigma_{Gly}^{0,25} \quad (A.47)$$

Spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit

Für die Berechnung der spezifischen Wärmekapazität des Gemisches schlägt [Kleiber & Joh, 2013] Gl. A.48 vor. Hierbei wird die Exzessenthalpie vernachlässigt.

$$c_{p, liq, H_2O, Gly} = c_{p, liq, H_2O} \cdot m_{liq} + c_{p, liq, Gly} \cdot (1 - m_{liq}) \quad (A.48)$$

Verdampfungsenthalpie

[Kleiber & Joh, 2013] schlägt unter Vernachlässigung der Exzessenthalpie und der Expansion des verdampften Gases für die Berechnung der Verdampfungsenthalpie Gl. A.49 vor.

$$\Delta h_{v,H_2O,Gly} = m_{vap} \cdot \Delta h_{v,H_2O}(T_{v,H_2O,Gly}) + (1 - m_{vap}) \cdot \Delta h_{v,Gly}(T_{v,H_2O,Gly}) \quad (A.49)$$

A.4 Messabweichung und Fehlerfortpflanzung

Aufgrund der Messunsicherheiten der Messtechnik ergeben sich für die bilanziell berechneten Wärmestromdichten Unsicherheiten. Diese wurden nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gl. A.50 ermittelt.

$$u_y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial x_n} u_n \right)^2} \quad (A.50)$$

Die Messabweichungen der verwendeten Messgeräte sind in Tabelle A.12 angegeben.

Tabelle A.13: Messabweichung der verwendeten Messgeräte

Messgerät	Abweichung
Thermoelemente - Typ K (Temperatur)	± 0,1 K
Coriolisdurchflussmesser - Promass 83F25, Endress+Hauser (Massenstrom FIR203, Dichte DIR204)	± 0,1 % vom Messwert
Induktiver Durchflussmesser - Promag 55 S, Endress+Hauser (Volumenstrom, FIR207)	± 0,2 % vom Messwert
Waagen – Signum SIWSDCP-1-35, Sartorius (Masse WIR205 & WIR207)	± 0,2 % vom Messwert
Drucksensor Vegabar 52, BR52.XXGV14ZKMXM, Vega (Druck PR201)	± 1,875 mbar

Somit ergeben sich bei der Berechnung der übertragenen Wärmeströme Unsicherheiten, die im Folgenden beschrieben werden.

Die verwendeten Thermoelemente wurden gegen ein Pt-100 Referenz-Widerstandsthermometer kalibriert. Hieraus resultierten kleine Messunsicherheiten. Da die Temperaturunterschiede aufgrund der Messunsicherheiten gering sind, wurde in allen Bilanzen die berechnete Unsicherheit der temperaturabhängigen Stoffwerte vernachlässigt. Der integrale Wärmestrom wird mit Gl. 3.4, unter Zuhilfenahme der einzelnen Bilanzen mit den Gln. 3.1 – 3.3, berechnet. Die Messunsicherheiten der einzelnen Bilanzen werden anhand von Beispielrechnungen erläutert.

Anhang

Bei der heizseitigen Wärmebilanz nach Gl. 3.1 spielt der Messwert der Waage eine Rolle. Auf der Waage befindet sich ein Behälter, der das Kondensat für die Wägung auffängt. Dieser hat eine Leermasse von ca. 7 kg. Der Behälter hat ein maximales Volumen von 10 l, welches im Extremfall mit Kondensat gefüllt sein kann. Hierdurch ergibt sich bei einem maximalen Waagenmesswert von 17 kg ein maximaler Messfehler von $\pm 0,034$ kg. Während der Messungen wurde an der Oberfläche der Isolierung an der Heizseite eine merklich höhere Temperatur als Umgebungstemperatur festgestellt, welche für die Berechnung der Fehlerfortpflanzung mit 40 °C angenommen wurde und bei einer mittleren Umgebungstemperatur von 18 °C zu einer Temperaturdifferenz von 22 K führt. Diese Temperaturdifferenz führt zu einer Überschätzung dieser Wärmebilanz, da hierdurch zusätzliches Kondensat anfällt, der in Behälter B6 anfallen würde. Die relevante wärmeübertragende Fläche beträgt auf der Heizdampfseite zur Umgebung ca. $1,14\text{ m}^2$. Der Wärmeübergangskoeffizient durch die natürliche Konvektion wird mit $15\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ angenommen. Hierdurch ergibt sich ein Wärmestrom von ca. $+400\text{ W}$. Dieser Wert wurde für alle Versuchsbedingungen als konstant angenommen, da eine kontinuierliche Messung der Wandaußentemperatur an der Isolierung der Heizdampfseite nicht durchgeführt wurde. Es sei aber zu erwähnen, dass diese Temperatur direkt proportional ist zu der Heizdampfperatur.

Bei der Produktbilanz nach Gl. 3.2 wird die Kondensatmenge ebenfalls durch Wägung bestimmt. Der Behälter B2 hat eine Leermasse von ca. 6 kg. Im Behälter wurden ca. 2 kg Produktkondensat gespeichert. Hierdurch ergibt sich eine Messunsicherheit von $\pm 0,016$ kg.

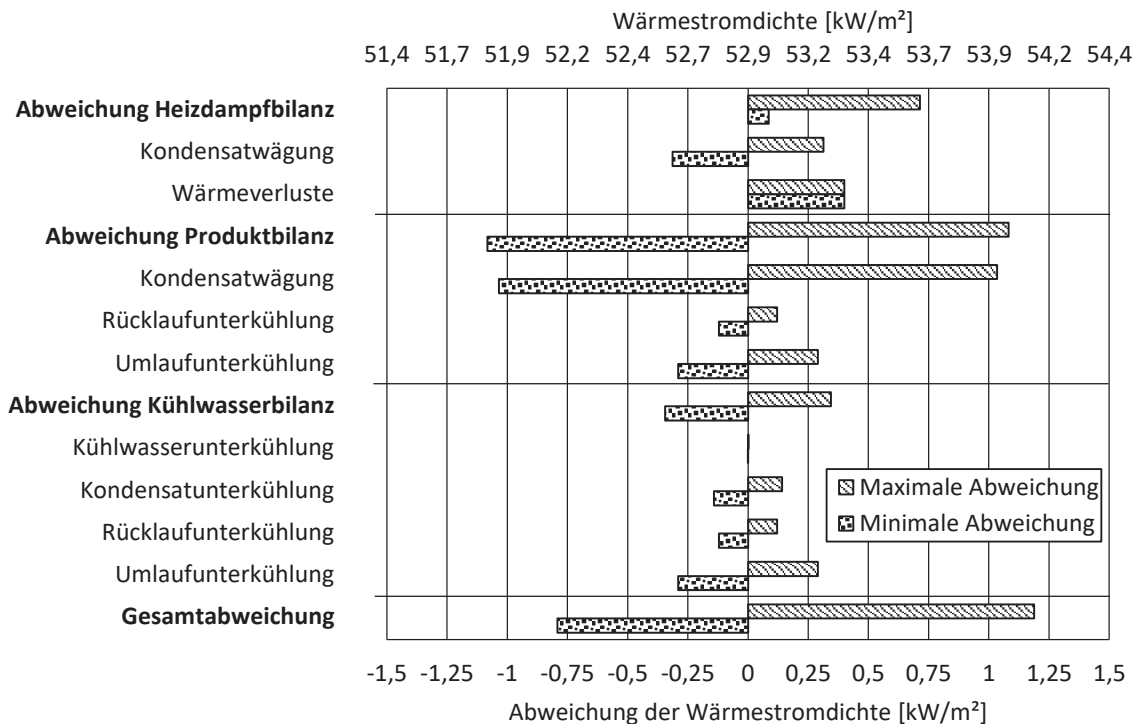


Abb. A.1: Unsicherheiten der Wärmebilanzen aufgrund der Messunsicherheiten für Wasser, $p_{\text{BA}} = 1000\text{ mbar}$, $\Delta T = 20\text{ K}$, $h_{\text{s}}^* = 130\text{ \%}$

Die einzelnen Unsicherheiten aufgrund der Messunsicherheiten der einzelnen Bilanzen sind in Abb. A.1 und Abb. A.2 für zwei verschiedene Versuche mit den Einzelanteilen der Bilanzen dargestellt. Abb. A.1 ist ein Beispiel eines Versuches mit einem großen und Abb. A.2 mit einem kleinen übertragenen Wärmestrom. In beiden Abbildungen gibt die obere x-Achse die Abweichung in Bezug auf den gemessenen Wärmestrom an, die untere Achse dagegen gibt die absolute Abweichung der einzelnen Bilanzen an.

Die Abweichungen der einzelnen Anteile der jeweiligen Bilanzen wurden mittels Gl. A.50 berechnet. Durch diese Berechnung haben kleine Messunsicherheiten beim Vorhandensein von großen Messunsicherheiten einen vernachlässigbaren Einfluss. Die Gesamtabweichung wurde durch Mittelwertbildung der Abweichung der Heizdampf-, Produkt- und Kühlwasserbilanz berechnet. Bei großen übertragenen Wärmeströmen, wie im Beispiel in Abb. A.1 mit einer mittleren Wärmestromdichte von $\dot{q} = 52,9 \text{ kW/m}^2$, führt die Produktbilanz zur größten Unsicherheit. Dies wird hauptsächlich durch die Bestimmung des Produktkondensatmassenstroms mittels Wägung hervorgerufen. Die Abweichung der Waage ist zwar für alle Versuche gleich, da der maximale Messwert bei allen Versuchen bei ca. 8 kg liegt, allerdings ist bei großen Massenströmen die Zeit zur Berechnung des Massenstromes klein, was zu einem großen Fehler in der Massenstromberechnung führt und sich somit auf die Berechnung der Produktbilanz auswirkt. Die Abweichung der Kühlwasserbilanz ist hier sehr klein, da eine relativ große Aufheizung des Kühlwassers beobachtet wurde. Der Kühlwasservolumenstrom wurde bei allen Versuchen möglichst konstant gehalten, wodurch sich zwischen den Versuchen hauptsächlich die Aufheizung des Kühlwassers änderte. Bei der Heizdampfbilanz ergeben sich bei allen Versuchen ein annähernd konstanter Messunsicherheit. Dies liegt daran, dass die Wärmeverluste als konstant angesehen werden und die Abweichung der Kondensatwägung immer in einem festen Zeitintervall von 240 s durchgeführt wurde. Lediglich die Menge an Kondensat variierte zwischen den Messungen, da der Behälter aber bereits eine Masse von ca. 7 kg mitbrachte und in diesem Behälter immer eine Restkondensat verblieb, ist diese Unsicherheit für alle untersuchten Versuche als annähernd konstant anzusehen. Die Gesamtabweichung der Gesamtbilanz ist bezogen auf den übertragenen gemittelten Wärmestrom gerade einmal 2 % und somit vernachlässigbar.

Bei kleinen übertragenen Wärmeströmen, wie in Abb. A.3 mit einer mittleren integralen Wärmestromdichte von $\dot{q} = 897 \text{ W/m}^2$, sinkt dagegen der Messunsicherheit der Produktbilanz und die Fehler der Heizdampf- und Kühlwasserbilanz haben einen weitaus größeren Einfluss. Der Messfehler der Heizdampfbilanz ist, wie bereits beschrieben, annähernd konstant. Die Unsicherheit der Kühlwasserbilanz resultiert in den kleinen Temperaturdifferenzen zwischen Kühlwasserein- und Kühlwasseraustritt. Hier führt der Messfehler der Thermoelemente zu der beschriebenen Unsicherheit. Insgesamt ergeben sich hier auf den gemittelten Wärmestrom bezogen sehr große Messunsicherheiten von bis zu 68 %. Die hier gezeigten Beispiele stellen aber die Extrema der übertragenen Wärmeströme dar und somit auch die Extrema der Unsicherheiten.

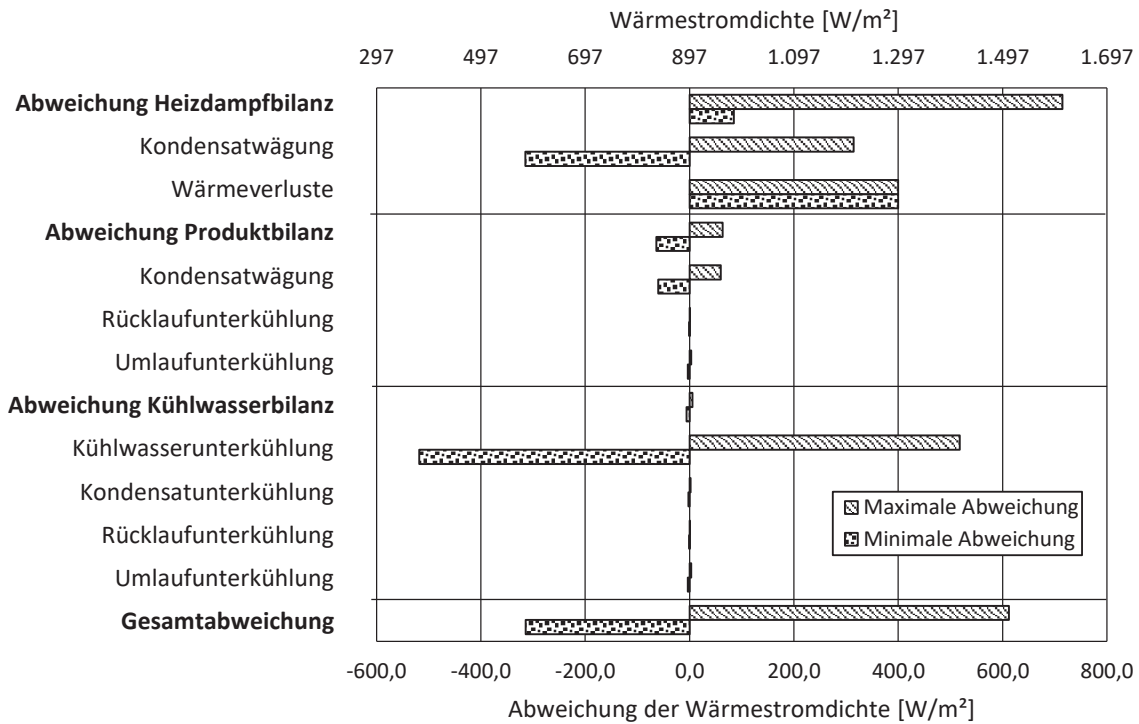


Abb. A.2: Unsicherheiten der Wärmebilanzen aufgrund der Messunsicherheiten für Wasser-Glycerin Gemisch, $x_{\text{H}_2\text{O}} = 0,71 \text{ mol}_{\text{H}_2\text{O}}/\text{mol}_{\text{ges}}$, $p_{\text{BA}} = 1000 \text{ mbar}$, $\Delta T = 6 \text{ K}$, $h_s^* = 110 \%$





