

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
TUM School of Engineering and Design

Naturumlaufstreiber für mehrstufige Absorptionswärmepumpen

Untersuchung von Wärmeübertragung und Strömungsverhalten im Siederohr

Manuel Georg Riepl, M.Sc.

Vollständiger Abdruck der von der TUM School of Engineering and Design
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigten Dissertation.

Vorsitz: Prof. Dr.-Ing. Manfred Hajek

Prüfer der Dissertation: 1. Prof. Dr.-Ing. habil. Hartmut Spliethoff
2. Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler

Die Dissertation wurde am 22.03.2021 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die TUM School of Engineering and Design am 23.11.2021 angenommen.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben mich viele Menschen unterstützt, denen ich an dieser Stelle herzlich danken möchte:

Meinen Eltern, die alles überhaupt ermöglichten.

Prof. Dr.-Ing. Hartmut Spliethoff von Lehrstuhl für Energiesysteme der Fakultät für Maschinenwesen, der mich von Beginn an ermutigt hat, die Doktorarbeit zu machen und zwar am ZAE Bayern. Daher gilt ihm mein Dank als mein Doktorvater sowie auch als Vorstand und wissenschaftlichem Leiter des ZAE.

Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler für die ausführliche Begutachtung, die pädagogische Besprechung und den Mitbericht der Arbeit.

Dipl.-Phys. Wolfgang Schölkopf, der mich in seiner damaligen Funktion als Bereichsleiter am ZAE Bayern angestellt und gefördert hat. Vor allem für die mentorale Begleitung der Arbeit, was mich stets motiviert und den Fortlauf der Arbeit befruchtet hat.

Prof. Dr. Christian Schweigler, der mich am ZAE Bayern stets gefördert und mich zur Thematik hingeführt hat, um dann bei der Diskussion und der Korrektur der Arbeit sein ganzes Fachwissen und sein akkurates und wissenschaftliches Vorgehen einzubringen. Vielen Dank für die Mühen!

Dr. Andreas Hauer für die stets wohlwollende und ehrliche Unterstützung bei allem.

Meinen geschätzten Kollegen M.Sc. Manuel Kausche und M.Sc. Volker Mertel, die mit ihren Abschlussarbeiten, ihrem großen Einsatz und ihrem exzellenten Verständnis rund um den Laborteststand wesentlich zum Gelingen der Experimente beigetragen haben.

Besonders meinem langjährigen Begleiter Dipl.-Ing. Martin Helm, der mich mit seiner unübertroffenen Hilfsbereitschaft und seinem fachlichem Wissen stets unterstützt hat.

Auch allen anderen Kolleginnen und Kollegen am ZAE Bayern in Garching für die vielen einzelnen Hilfen, die anregenden Diskussionen und für die wunderbare Gemeinschaft an sich.

Allen Beteiligten des Forschungsvorhabens *Solarthermisches Wärmepumpenheiz- und Kühlsystem*, das zu einem großen Teil die Finanzierung für diese Arbeit ermöglicht hat.

Nicht zuletzt meiner geliebten Jana und unseren beiden Söhnen Lui und Karl für all die Geduld und die liebe Unterstützung.

Naturumlaufaustreiber für mehrstufige Absorptionswärmepumpen

Untersuchung von Wärmeübertragung und Strömungsverhalten im Siederohr

Mehrstufige Absorptionswärmepumpen mit dem Stoffpaar Wasser/LiBr ermöglichen hohe Effizienzen oder hohe Temperaturhübe und sind daher für eine Vielzahl von Anwendungen attraktiv. Sie benötigen zum Antrieb Wärme bei Temperaturen über 150 °C, wie sie häufig in heißen Abgasen zu finden sind. Die Einbringung der Antriebswärme in den Absorptionskreislauf erfolgt im Hochtemperaturaustreiber, für den es mit dem Naturumlaufaustreiber eine vorteilhafte Bauform gibt, die in dieser Arbeit betrachtet wird. Durch den Eintrag von Wärme aus z.B. heißen Abgasen können hohe Wärmestromdichten realisiert werden. Für eine effiziente und betriebssichere Auslegung derartiger Austreiber ist die Kenntnis der Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Rohrwand und der wässrigen LiBr-Lösung entscheidend. Es wurden zahlreiche experimentelle Versuche zur Analyse von Wärmeübertragung und Strömungsverhalten in Siederohren für Naturumlaufaustreiber durchgeführt. Die Erkenntnisse aus den Versuchsreihen bestätigen die gute Eignung dieser Austreiberbauform und bilden die Basis für dessen effiziente und sichere Auslegung.

Stichworte: Mehrstufige Absorptionswärmepumpe, Wasser/LiBr, Naturumlauf, Thermosiphon, Zweiphasenströmung, subatmosphärisch, Strömungssieden, unterkühltes Strömungssieden

Thermosiphon Regenerator for Multi-Stage LiBr Absorption Heat Pumps

Investigation of Heat Transfer and Fluid Dynamics in the Boiling Tube

Multistage absorption heat pumps with the working pair water/LiBr enable high efficiencies or high temperature lifts and are therefore attractive for a variety of applications. For driving the absorption heat pump heat at temperatures above 150 °C is needed, as often found in hot exhaust gases. The driving heat is applied to the absorption cycle via the high-temperature regenerator, for which the natural circulation regenerator is an advantageous design - a focus of this work. The input of heat from hot exhaust gases can result in high heat flux densities. The knowledge of the heat transfer coefficients between the inner wall of the pipe and the corrosive aqueous LiBr solution is decisive for an efficient and reliable design of such regenerators. Numerous experimental tests have been carried out to analyse heat transfer and flow characteristics in boiling tubes for natural circulation regenerators. The findings from the test series confirm the good suitability of this type of regenerator and form the basis for its efficient and safe design.

Keywords: multi-stage absorption heat pump, water/LiBr, natural circulation, thermosiphon, two-phase flow, sub-atmospheric, flow boiling, subcooled flow boiling

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Aufgabenstellung und Vorgehensweise	3
1.3	Gliederung der Arbeit	4
2	Absorptionswärmepumpen	7
2.1	Thermodynamik des Wärmepumpenkreislaufs	7
2.1.1	Effizienz des idealen Kreisprozesses	8
2.1.2	Effizienz des endoreversiblen Kreisprozesses	9
2.1.3	Effizienz des realen Kreisprozesses	10
2.2	Mechanische und thermische Wärmepumpen	11
2.3	Sorptionswärmepumpen	13
2.4	Die einstufige Absorptionswärmepumpe	17
2.5	Mehrstufige Absorptionswärmepumpen	21
2.5.1	Absorptionskreislauf mit höherer Effizienz - <i>Double-Effect</i>	22
2.5.2	Absorptionskreislauf mit höherem Temperaturhub - <i>Double-Lift</i>	24
2.5.3	Weitere Schaltungsvarianten mit Hochtemperaturantrieb	25
3	Hochtemperaturaustreiber	27
3.1	Bauformen und Funktionsprinzipien	27
3.2	Hochtemperaturaustreiber: Forschung und Stand der Technik	32
3.2.1	Abgasbeheizte Hochtemperaturaustreiber im Naturumlaufprinzip	32
3.2.2	Weitere Untersuchungen zu Austreibern in Naturumlaufbauform	35
3.2.3	Weitere Bauformen von abgasbeheizten Hochtemperaturaustreibern	37
3.3	Aus dem Stand der Forschung abgeleiteter Untersuchungsbedarf	38
4	Naturumlaufaustreiber - Grundlagen	39
4.1	Funktionsprinzip von Naturumlaufverdampfern	39
4.2	Strömungsformen und Wärmeübergangsbereiche im Siederrohr	42
4.3	Allgemeine Kenngrößen für das Fluid im Siederrohr	44
4.4	Fluidodynamik im Siederrohr	48
4.4.1	Globale Druckbilanz	48
4.4.2	Druckverlustmechanismen	48
4.5	Wärmeübertragung im Siederrohr	54
4.5.1	Wärmeübertragung im einphasigen Bereich	54
4.5.2	Wärmeübertragung im zweiphasigen Bereich	57
4.5.3	Unterkühltes Strömungssieden	69
4.5.4	Wärmeübergang beim Sieden von wässriger LiBr-Lösung	73
4.6	Anwendbarkeit der Korrelationen für Naturumlaufaustreiber	77

5	Laborteststand	85
5.1	Ziele der Experimente	85
5.2	Konzept des Laborteststands	86
5.2.1	Teststandbeschreibung	86
5.2.2	Regelungs- und Bedienkonzept	88
5.2.3	Messtechnisches Konzept	90
5.3	Das Siederohr	92
5.3.1	Ermittlung der lokalen Fluidtemperaturen	92
5.3.2	Erfassung der Rohrwandtemperaturen	92
5.3.3	Beheizungskonzept	95
5.3.4	Das Fallrohr	97
6	Numerische Modelle für das Naturumlaufsiederohr	99
6.1	Modell des Naturumlaufs: NU-Modell	100
6.1.1	Generelle Modellbeschreibung	100
6.1.2	Modellierung und Berechnungsablauf	100
6.2	Modell zur Bestimmung der lokalen Wärmeübertragung: FEM-Modell	106
6.2.1	Diskretisierung des Wärmedurchgangsproblems	106
6.2.2	Modellprüfung	109
6.3	Kombination der Modelle für die experimentelle Versuchsauswertung	122
7	Experimentelle Ergebnisse	125
7.1	Validierung des Messkonzepts durch Betrieb mit erzwungener einphasiger Strömung	125
7.1.1	Bestimmung der Wärmeverluste	127
7.1.2	Experimentelle Bestimmung der Rohrrauheit	129
7.1.3	Experimentelle Ermittlung der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in der einphasigen Strömung und Vergleich mit Literaturwerten	131
7.2	Versuche im Naturumlauf - Grundlegendes	140
7.3	Thermohydraulisches Verhalten des Naturumlaufs	141
7.3.1	Generelle Analyse der Naturumlaufs	141
7.3.2	Einfluss der Rohrlänge	146
7.3.3	Einfluss des Rohrinnehdurchmessers	149
7.3.4	Einfluss des Betriebsdrucks	151
7.3.5	Einfluss der Lösungskonzentration	154
7.3.6	Vergleich mit Wasser als Prozessfluid	155
7.3.7	Ergebnisvergleich Experiment-Modell	156
7.4	Wärmeübertragung im Naturumlauf	160
7.4.1	Generelle Analyse der Wärmeübertragung	160
7.4.2	Einfluss der Rohrlänge	166
7.4.3	Einfluss des Rohrinnehdurchmessers	167
7.4.4	Einfluss des Betriebsdrucks	169
7.4.5	Einfluss der Lösungskonzentration	173
7.4.6	Ungleichförmige axiale Rohrbeheizung	174
7.4.7	Einfluss des Fallrohrs auf den Wärmeübergang im Siederohr	177
7.4.8	Vergleich mit Wasser als Prozessfluid	179

7.4.9	Analyse der Gesamtergebnisse zur Wärmeübertragung	180
7.4.10	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Literaturdaten	185
8	Zusammenfassung und Ausblick	191
Anhang		199
A.1	Herleitung der Wärmeleitungsgleichung	199
A.2	Siederrohrversuchsteststand	203
A.2.1	Fotografie des Teststandes	203
A.2.2	Spezifikationen der Teststandmesstechnik	204
A.2.3	Technische Zeichnung eines Versuchssiederohrs	205
A.2.4	Untersuchte Beheizungskonzepte	206
A.3	Fehlerrechnung und- analyse	208
A.3.1	Fehlerarten und Fehlerfortpflanzung	208
Abbildungsverzeichnis		211
Tabellenverzeichnis		217
Literaturverzeichnis		219

Nomenklatur

Lateinische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
b	Wärmeeindringkoeffizient	$(\text{W s})^{1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$
d	Durchmesser	m
e	relative Rauheit	m m^{-1}
f	Blasenfrequenz	$1/\text{s}$
F	Verstärkungsfaktor	
	(engl.:forced convective heat transfer enhancement factor)	
g	Erdbeschleunigung	m s^{-2}
H	(geodätische) Höhe	m
h	spezifische Enthalpie	J kg^{-1}
k	absolute Oberflächenrauheit	m
i	Impulsstromdichte	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$
l	Länge	m
l	Lösungsenthalpie	$\text{J kg}^{-1} \text{kg}^{-1}$
m	Exponent	
\dot{m}	spezifischer Massenstrom; Massenstromdichte	$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$
M	molare Masse	g mol^{-1}
\dot{M}	Massenstrom	kg s^{-1}
n	Exponent (Erklärung im Text)	-
p	Druck	Pa
p^*	reduzierter Druck $p^* = p/p_{krit}$	-
\dot{q}	spezifische Wärmestromdichte	W m^{-2}
\dot{Q}	Wärmestrom	W
r	Radius	m
r	Verdampfungsenthalpie	J kg^{-1}
R_a	arithmetischer Mittenrauwert	m
R_p	Glättungstiefe	m
s	Schlupf	-
\dot{S}	Entropiestrom	$\text{J K}^{-1} \text{s}^{-1}$
S	Unterdrückungsfaktor (engl.: suppression factor)	-
T	absolute Temperatur	K
u	Geschwindigkeit	m s^{-1}
v	spez. Volumen	$\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$
w	Konzentration bzw. Massenbruch	kg kg^{-1}

weiter auf nächster Seite...

Fortsetzung

Abkürzung	Bedeutung	Einheit
x	Dampfgehalt	kg kg^{-1}
\dot{x}	Strömungsdampfgehalt	kg kg^{-1}
\dot{x}_{th}	thermodynamischer Strömungsdampfgehalt	kg kg^{-1}
X_{tt}	Lockhart-Martinelli Parameter bei turbulenter Strömung .	-

Griechische Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient (WÜK) ..	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
ΔD_A	Blasenabreißdurchmesser	m
Δh_v	Verdampfungsenthalpie	J kg^{-1}
ϵ	Leistungszahl	-
ε	volumetrischer Dampfanteil	$\text{m}^3 \text{m}^{-3}$
$\dot{\varepsilon}$	volumetrischer Strömungsdampfanteil	$\text{m}^3 \text{s m}^{-3} \text{s}^{-1}$
η	dynamische Viskosität.....	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
γ	Neigungswinkel	°
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
ν	kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Φ^2	Zweiphasenparameter	-
ρ	Dichte.....	kg m^{-3}
σ	Oberflächenspannung.....	N m^{-1}
φ	Messwinkel	°
θ	Temperatur	°C
ξ	Widerstandsbeiwert.....	-
ζ	Wärmeverhältnis	-

Dimensionslose Kennzahlen

Dim. Kennzahl	Bedeutung
Bo	Siedekennzahl (engl.: boiling number)
Co	Konvektionskennzahl (engl.: convection number)
Fr	Froude-Zahl
Ja	Jakob-Zahl
Nu	Nusselt-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
We	Weber-Zahl

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
AKM	Absorptionskältemaschine
AWP	Absorptionswärmepumpe
DE	double-effect, zweistufig
DL	double-lift
MARD	Mean Absolute Relative Derivation, absolute mittlere relative Abweichung
MRD	Mean Relative Derivation, mittlere relative Abweichung
HTA	Hochtemperaturaustreiber
KKM	Kompressionskältemaschine
KWP	Kompressionswärmepumpe
SE	single effect, einstufig
WÜK	Wärmeübergangskoeffizient

Indizes

Index	Bedeutung
'	siedende Flüssigkeit betreffend
"	Sattdampf betreffend
0	Normzustand, das Niveau 0 betreffend
1, 2, 3, ...	Das Niveau 1, 2, 3, ... betreffend
1 ph	einphasiger (flüssiger) Zustand
2 ph	zweiphasiger Zustand (Flüssigkeit und Dampf)
<i>a</i>	außen oder arm an Kältemittel
<i>A</i>	Abriss
<i>A</i>	Absorber
<i>B</i>	Beschleunigung
<i>cb</i>	konvektives Sieden (engl.: convective boiling)
<i>cbf</i>	konvektives Strömungssieden (engl.: convective boiling at flow)
<i>crit</i>	kritisch
<i>D</i>	Desorber
<i>endo</i>	endoreversibel
<i>exp</i>	experimentell
<i>Fl</i>	Fluid
<i>fb</i>	Strömungssieden (engl.: flow boiling)
<i>FR</i>	Fallrohr
<i>G</i>	gasförmig (engl.: gaseous)
<i>ges</i>	gesamt
<i>GO</i>	ausschließlich gasförmig (engl.: gaseous only)
<i>grow</i>	wachsen
<i>h</i>	Index für Höhenposition
<i>H</i>	hydrostatisch

weiter auf nächster Seite...

Fortsetzung

Index	Bedeutung
<i>hom</i>	homogen
<i>i</i>	innen
<i>k</i>	bezogen auf Kälte
<i>K</i>	Kondensator
<i>krit</i>	kritisch
<i>L</i>	flüssig (engl.: liquid)
<i>l</i>	links
<i>lit</i>	Literaturwert
<i>LG</i>	zweiphasig, (engl.: liquid and gaseous)
<i>LiBr</i>	LiBr - Lithiumbromid
<i>LO</i>	ausschließlich flüssig (engl.: liquid only)
<i>Lsg</i>	Lösung
<i>MS</i>	Messstelle
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>mod</i>	aus Modellrechnung
<i>nbf</i>	Blasensieden bei Strömung (engl.: nucleate boiling at flow)
<i>npb</i>	Behälterblasensieden (eng.: nucleate pool boiling)
<i>nutz</i>	nutz
<i>o</i>	oben
<i>onb</i>	Einsetzen des Blasensiedens (engl.: onset of nucleate boiling)
<i>pb</i>	Behältersieden (eng.: pool boiling)
<i>r</i>	rechts oder reduziert oder Index für radiale Position
<i>R</i>	Reibung
<i>real</i>	real
<i>rel</i>	relativ
<i>rev</i>	reversibel
<i>RG</i>	Rauchgas
<i>s</i>	Sättigung
<i>sc</i>	unterkühlt (engl.: subcooled)
<i>scbf</i>	unterkühltes Strömungssieden (engl.: subcooled boiling at flow)
<i>SR</i>	Siederrohr
<i>t</i>	treibend(e Kraft)
<i>th</i>	thermische Wärmepumpe oder thermodynamisch
<i>tot</i>	total
<i>u</i>	unten oder Index für Umfangsposition
<i>Umg</i>	Umgebung
<i>V</i>	Verdampfer oder Verlust
<i>w</i>	bezogen auf Wärme
<i>W</i>	Wand
<i>x</i>	lokal
<i>zu</i>	zugeführt

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die Energiebereitstellung ist eine wesentliche Voraussetzung für die Entwicklung einer modernen Zivilisation. Im Moment erfolgt sie hauptsächlich durch die Verbrennung fossiler Brennstoffe. Hohe CO₂-Emissionen sind die Folge, die den natürlichen Treibhauseffekt nachweislich verstärken und das Erdklima verändern. Bei Überschreitung eines sogenannten Kipppunktes ist eine irreversible Veränderung des Klimas wahrscheinlich, was ein unkalkulierbares Risiko für die Umwelt und die Menschheit darstellt [Lenton und Schellnhuber 2007]. Im Jahr 2015 haben sich in Paris 197 Staaten in einem völkerrechtlichen Vertrag auf ein Abkommen verständigt, das die Erderwärmung um maximal 2 Kelvin gegenüber dem vorindustriellen Temperaturniveau begrenzen soll. Die Staaten haben sich dafür auch zu nationalen Einsparzielen für CO₂-Emissionen verpflichtet. Das deutsche Einsparziel lag und liegt für 2020 bei 40 % gegenüber den Emissionen von 1990. Das Ziel wird sehr wahrscheinlich verfehlt werden, woraus eine noch dringlichere auf Energieeinsparung ausgerichtete Politik die Folge sein muss, wie im *Klimaschutzplan 2050* von 2016 verdeutlicht: Die Bundesregierung setzt Minderungsziele von mindestens 55 % bis 2030 und von mindestens 70 % bis 2040. Der Klimaschutzplan verankert zudem das Leitbild, bis zum Jahr 2050 weitgehend treibhausgasneutral zu werden [BMU 2016]. Zur Erreichung der Ziele können zwei Hauptansatzpunkte identifiziert werden: Erstens muss die Energieeffizienz bei der Energieumwandlung und Verringerung von Energieverlusten durch bspw. Dämmung gesteigert werden. Zweitens müssen verstärkt erneuerbare Energien eingesetzt werden, d.h. Solarenergie, Wind- und Wasserkraft oder geothermische Energie.

Im Jahre 2018 hatten die Erneuerbaren Energien einen Anteil von ca. 17 % am gesamten Bruttoendenergieverbrauch. An der Stromerzeugung ist mit ca. 38 % ein beträchtlicher Beitrag zu verzeichnen. Der Beitrag zur Wärmeerzeugung liegt jedoch lediglich bei ca. 14%, und der Anteil beim Verkehr bei sehr geringen 6 %. Die Energiemenge, die für Wärme zum Heizen, Warmwasser, Prozesswärme aber auch für Kälteerzeugung benötigt wird, verursacht dabei mehr als 50 % des Gesamtendenergieverbrauchs [BMWi 2019]. Unter internationalem Blickwinkel ergibt sich ein qualitativ ähnliches Bild, wobei v.a. in südlicheren Breiten die Kälteversorgung ein wesentlich stärkeres Gewicht einnimmt [Eisentraut und Brown 2014; Sawin 2013].

Es wird deutlich, dass die hoch gesteckten Ziele zum ressourcensparenden Umgang mit fossilen Energieträgern und der damit einhergehende Umweltschutz nur durch eine erhebliche Erhöhung des Anteils erneuerbarer Energien und Steigerung der Energieeffizienz insbesondere im Wärme- und Kältesektor gelingen kann.

Die Ansatzpunkte *Einsatz erneuerbarer Energien* und *Steigerung der Energieeffizienz* müssen also auch im Wärme- und Kältesektor beachtet werden. Erneuerbare Energien in der Wärmebereitstellung stammen zu sehr großen Teilen aus Biomasse (ca. 85%), den Rest teilen sich Solarwärme und die

Erdwärme (Umweltwärme). Die inländischen Biomassepotenziale sind bereits gut ausgeschöpft, folglich muss mehr erneuerbare Wärme von der Sonne und aus der Umwelt gewonnen werden. Die direkte Wärmegewinnung aus der Solarstrahlung mittels solarthermischen Kollektoren hat in den letzten Jahren keine signifikanten Zuwächse mehr zu verzeichnen, zu groß ist mittlerweile die Konkurrenz von stromerzeugenden Solaranlagen mittels Photovoltaik, die generell eine bessere Wirtschaftlichkeit versprechen als solarthermische Anlagen. Der Gewinnung von Umweltwärme kommt in diesem Kontext also eine besondere Bedeutung zu. Unter Umweltwärmern fallen Erdwärme, aber auch Wärme der Umgebungsluft und Abwärmern auf nicht direkt nutzbarem Temperaturniveau. Um diese Umweltwärme(n) nutzbar machen zu können, müssen Wärmepumpen eingesetzt werden. Um die niedertemporierte Umweltwärme auf das nutzbare Temperaturniveau anheben zu können, benötigen Wärmepumpen Antriebsenergie. In den allermeisten Fällen werden aktuell Wärmepumpen eingesetzt, die Strom als Antriebsenergie beziehen. Der Einsatz des Stroms macht die „geschenkte“ Umweltwärme nutzbar und damit ist der Einsatz einer Wärmepumpe deutlich effizienter als wenn die Antriebsenergie - hier der Strom - direkt in Wärme umgewandelt wird. Nachdem in Deutschland der Strom bereits zu beachtlichen Anteilen aus erneuerbaren Quellen stammt, liegt der Einsatz dieser Wärmepumpen nahe und ist eine vielversprechende Option.

Eine alternative Technologie sind thermisch angetriebene Wärmepumpen, die bisher hauptsächlich als thermisch angetriebene Kältemaschinen werden. Sie benötigen keinen Strom zum Antrieb, sondern Wärme. Diese Wärme, die Temperaturen von etwa 80 °C aufweisen muss, kann aus den unterschiedlichsten Quellen stammen: Beispiele sind Abwärme aus Industrieprozessen, aus (Blockheiz-)Kraftwerken oder auch aus der direkten Verbrennung von Brenngasen (Erdgas, Biogas, usw.). Die thermischen Wärmepumpen bieten den großen Vorteil, dass sie keinen Strom benötigen, damit für das Stromnetz keine Belastung darstellen und im Idealfall Abwärme zum Antrieb nutzen können, die sonst ungenutzt bliebe. Oft steht allerdings keine unmittelbar nutzbare Abwärmequelle zur Verfügung, so dass Brennstoffe zum Einsatz kommen müssen. Aktuell sind die Brennstoffe in Deutschland hauptsächlich fossiler Herkunft. Die Brennstoffe - hauptsächlich ist hier Erdgas (Methan) zu nennen - können aber mittels Power-To-Gas oder durch Biogase dekarbonisiert werden. Die bereits vorhandene Erdgasinfrastruktur kann obendrein als mittel- und langfristiger Energiespeicher genutzt werden, um Zeiten geringen Energieertrags aus erneuerbaren Quellen - die sog. *Dunkelflaute* - zu überbrücken.

Im künftigen deutschen und europäischen Energiesystem wird Gas eine wichtige und sinnvolle Rolle zugesprochen und damit sind gasbetriebene und auch abwärmegetriebene thermische Wärmepumpen ein wichtiger Baustein im Energiesystem (u.a. [Ausfelder u. a. 2017; FVEE 2010; Henning und Palzer 2013]). Wird das Gas - unerheblich ob aus fossiler oder regenerativ-synthetischer Quelle stammend - zur Wärmeerzeugung eingesetzt, muss in Zukunft eine erhebliche Steigerung der Wandlungseffizienz stattfinden. Erhöhte regenerative Anteile im Gas werden zu höheren Kosten und Preisen führen, daher ist auch aus ökonomischer Sicht eine deutliche Effizienzsteigerung bei der Wandlung von Gas in Nutzenergie geboten, was durch den Einsatz thermischer Wärmepumpen ermöglicht wird. Auch hier gilt: Im Gegensatz zur direkten Umwandlung von Gas in Wärme wie bspw. in einem Heizkessel ergibt sich durch die Gewinnung der Umweltwärme in jedem Fall eine Einsparung von Primärenergie.

Die Einsparung an fossilem Energieträger, also die Effizienz der thermischen Wärmepumpe, hängt von mehreren Faktoren ab, wie u.a. von den Temperaturniveaus der Antriebs-, Nutz- und Umweltwärme. Ausgehend vom idealen thermodynamischen Prozess gilt, dass die Effizienz der thermischen Wärmepumpe umso höher ist, je höher das Temperaturniveau der Wärmezufuhr, also der

Antriebswärme ist. Der Wärmeträger für die hochtemperierte Antriebsenergie ist häufig heißes Abgas bei Temperaturen zwischen 300 und 1500 °C. Für die Einkopplung der heißen Antriebswärme in den Wärmepumpenprozess wird ein Wärmeübertrager benötigt, an den hohe Anforderungen bezüglich thermischer Effizienz und Dynamik, Langzeitstabilität, Betriebssicherheit sowie baulicher Kompaktheit und nicht zuletzt auch an die Herstellkosten gestellt sind.

1.2 Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Wärmeübertrager zur Einkopplung hochtemperierter Antriebsenergie für mehrstufige, thermisch getriebene Wärmepumpen sind Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Konkret wird die Kernkomponente von mehrstufigen LiBr/Wasser-Absorptionswärmepumpen (AWP) betrachtet - der sogenannte *Hochtemperaturaustreiber*. LiBr/Wasser-AWP sind der gängigste Typ unter den thermisch getriebenen Wärmepumpen und ermöglichen durch eine mehrstufige Ausführung eine hohe Effizienz, wofür sie aber Antriebswärme bei hohen Temperaturen benötigen. Dies erfordert den Einsatz von *Hochtemperaturaustreibern*.

Für ein effizientes und zuverlässiges Design ist die exakte Kenntnis der Wärmeübertragung und der strömungstechnischen Vorgänge im Austreiber unerlässlich. Untersuchungen und Entwicklungen der vergangenen Jahre zur Bauform *Siederohraustreiber im Naturumlaufverfahren* haben gezeigt, dass diese gegenüber der konventionellen Bauform des *Rauchrohrastreibers* Vorteile aufweist - vor allem im kleineren bis mittleren Leistungsbereich (50 - 500 kW) (u.a. [Kren 2009]). Trotzdem werden sie in bisherigen Anlagen kaum eingesetzt. Ein Grund hierfür ist, dass sich *Siederohraustreiber im Naturumlaufverfahren* für LiBr-Absorptionswärmepumpen bisher nicht zuverlässig berechnen und auslegen lassen. Für das Arbeitsmittel wässrige Lithiumbromidlösung existiert bis dato keine validierte Datenlage zur Berechnung der prozessinternen Wärmeübertragung und Strömungsmechanik in Siederohraustreibern. Wendete man bisher verfügbare Daten und Berechnungskorrelationen für Wärmeübergang und Strömungsmechanik in Siederohren auf die vorliegende Anwendung an, konnten die Korrelationen nicht validiert werden und es resultierten daraus teils widersprüchliche Ergebnisse. Die Datenlage der vorhandenen Berechnungskorrelationen beruht auf zahlreichen Experimenten in Siederohren mit unterschiedlichen Fluiden und Betriebsparametern. Wässrige LiBr-Lösung wurde bisher hierbei ebenso wenig untersucht wie insbesondere der geringe subatmosphärische Arbeitsdruck, der in LiBr-Absorptionswärmepumpen herrscht. Beides schränkt die Anwendung vorhandener Korrelationen erheblich ein. Bei Siederohraustreibern im Naturumlaufverfahren liegt obendrein eine Kopplung zwischen Naturumlauf und Wärmeübertragung vor, die gegenseitig voneinander abhängen. Nur mit iterativen Berechnungsverfahren lassen sich der Umlaufmassenstrom und die resultierende (lokale) Wärmeübertragung im Siederohr vorhersagen, was für beide Mechanismen validierte Daten und Berechnungsgleichungen erfordert.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es folglich, mittels experimenteller Ermittlung und numerischer Modellierung eine verlässliche Datenbasis für die lösungsseitige Wärmeübertragung und die Strömungsmechanik zu schaffen und damit künftig eine betriebssichere und effiziente Auslegung von *Siederohraustreibern im Naturumlaufverfahren* für LiBr/Wasser-Absorptionswärmepumpen zu ermöglichen.

Die Vorgehensweise ist im Folgenden beschrieben.

- Der Stand des Wissens und der Forschung zu Strömungsmechanik und Wärmeübertragung beim Sieden in Zweiphasenströmungen wurde ausführlich recherchiert. Dies umfasst vor allem eine Vielzahl empirischer Berechnungskorrelationen, die dann auf Eignung für die Anwendung im vorliegenden Falle hin bewertet wurden. Es zeigten sich dabei eine inakzeptabel hohe Unsicherheit und teils große Widersprüche in den Ergebnissen. Es mussten also spezifische experimentelle Daten gewonnen werden, um diese Unsicherheiten zu minimieren und eine verlässlichere Datenlage zu schaffen.
- Hierfür wurde ein Laborteststand für die experimentelle Ermittlung des Strömungsverhaltens im Naturumlauf und der Wärmeübertragung in Siederohren für LiBr-Austreiber konzipiert und umgesetzt. Dieser ermöglicht die Einstellung aller für die vorliegende Anwendung relevanter Betriebsparameter unter einer breiten Variation von Randbedingungen (Prozessfluid Wasser oder LiBr-Lösung, Heizbelastung, Druck und Temperaturen). Ein umfassendes Mess- und Steuerungskonzept war hierfür erforderlich.
- Für die Abbildung der Fluidmechanik und Wärmeübertragung im beheizten Siederohr war die Entwicklung von numerischen Prozessmodellen nötig. Diese werden für die Auswertung der Experimente sowie für den Vergleich zwischen Literaturwerten und eigenen experimentellen Daten herangezogen.
- Die Ergebnisse der ausführlichen Testreihen am Laborteststand werden analysiert, interpretiert und daraus Empfehlungen zur künftigen sicheren Auslegung von *Siederohraustreibern im Naturumlaufverfahren* für LiBr/Wasser-Absorptionswärmepumpen abgeleitet.

Aus der Aufgabenstellung ergibt sich die Gliederung dieser Arbeit.

1.3 Gliederung der Arbeit

Im **Kapitel 2** werden zunächst grundlegende Zusammenhänge zum Verständnis der Funktionsweise von Wärmepumpen im Allgemeinen und thermisch getriebener Wärmepumpen im Speziellen aufgezeigt. Es werden mehrstufige Absorptionswärmepumpen diskutiert und dabei auf die Notwendigkeit des Einsatzes von Hochtemperaturaustreibern in diesen mehrstufigen AWP hingeführt.

Der Stand der Technik und Forschung im Bereich der Hochtemperaturaustreiber für LiBr-AWP wird im **Kapitel 3** beschrieben und es wird auf die favorisierte Variante des Austreibers in Naturumlaufbauform hingeführt. Es werden der Forschungsbedarf und die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit abgeleitet.

Der Austreiber in Naturumlaufbauform wird im **Kapitel 4** ausführlich dargestellt. Es erfolgt eine ausführliche Beschreibung der grundsätzlichen Funktionsweise solcher Austreiber und es werden verfügbare Berechnungsmethoden und Korrelationen für Wärmeübertragung und Strömungsmechanik in Zweiphasenströmungen präsentiert sowie deren Anwendbarkeit in Austreibern von LiBr-AWP diskutiert.

Im **Kapitel 5** wird der im Zuge dieser Arbeit konzipierte und umgesetzte **Laborteststand** zur experimentellen Ermittlung von Strömungsverhalten und Wärmeübergängen in Siederohren für Hochtemperaturaustreiber von LiBr-AWP beschrieben.

Die für die Versuchsauswertung notwendigen numerischen Prozessmodelle und deren Anwendung in diesem Kontext werden in **Kapitel 6** vorgestellt.

Die **experimentellen Ergebnisse** der Versuche am Laborteststand werden in **Kapitel 7** präsentiert und diskutiert. Zunächst werden die o.g. Modelle anhand von Vorversuchen am Teststand validiert und kalibriert. Der Kern der Untersuchungen erfolgt anschließend: die Analyse der Ergebnisse zum Naturumlauf und der lokalen Wärmeübertragung im Siederohr in Abhängigkeit aller variierten Prozessparameter, wie Rohrgeometrie, Prozessdruck, Lösungskonzentration, Beheizungsstärke, usw. Abschließend erfolgt ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse zum Umlauf und zur Wärmeübertragung im Siederohr mit Berechnungen mittels der verfügbaren Korrelationen, wobei die Bewertung der Eignung dieser Korrelationen für die Anwendung für Austreiber von LiBr-AWP vorgenommen wird.

Kapitel 2

Absorptionswärmepumpen

Zur Einführung in die Thematik stellt dieses Kapitel die grundlegende Thermodynamik bei Kältemaschinen bzw. Wärmepumpen dar. Es wird über den mechanischen Kompressionskälteprozess auf den thermischen Sorptionskälte- bzw. Wärmepumpenprozess hingeführt. Der Absorptionswärmepumpenprozess ist dann Gegenstand der weiteren Betrachtungen.

2.1 Thermodynamik des Wärmepumpenkreislaufs

Wärmepumpen bzw. Kältemaschinen sind Apparate, die bei niedriger Temperatur T_0 Wärme aufnehmen und bei höherer Temperatur T_1 wieder abgeben. Je nachdem, welche Seite man als Nutzen ansieht, bezeichnet man sie als *Kältemaschine* oder *Wärmepumpe*. Der Wärmestrom \dot{Q}_0 , der bei der niedrigen Temperatur T_0 aufgenommen wird, stellt den Nutzen bei Kältemaschinen dar. Einem z.B. zu kühlenden Raum wird Wärme entzogen, er kühlt dabei ab („Kälteerzeugung“). Bei Wärmepumpen ist die dann auf das höhere Temperaturniveau T_1 gehobene Wärme der Nutzen. Die „kalte“- ansonsten unbrauchbare - Wärme wird aufgewertet. In beiden Fällen - Kältemaschine oder Wärmepumpe - ist der Kreisprozess derselbe. Es handelt sich um einen linksläufigen Kaltdampf-Kreisprozess, im Folgenden als Wärmepumpenkreislauf bezeichnet. Dieser ist ein Prozess, der zur Temperaturaufwertung von Wärme eine Zufuhr von Arbeit bzw. Leistung P_t benötigt. Er stellt das Gegenstück zum Wärmekraftprozess dar, der rechtsläufig ist und Arbeit abgibt, wobei eine Temperaturabwertung der zugeführten Wärme stattfindet (vgl. Abbildung 2.1). Die Zufuhr der technischen Arbeit P_t kann bei grundlegender Betrachtung als äquivalent zu einer Wärmezufuhr \dot{Q}_2 mit der Temperatur $T_2 \rightarrow \infty$ dargestellt werden (bzw. auch deren Abfuhr). Die Zufuhr von Arbeitsfähigkeit (Exergie) gegenüber dem konstanten Bezugsniveau ermöglicht die Temperaturaufwertung der zugeführten Wärme.

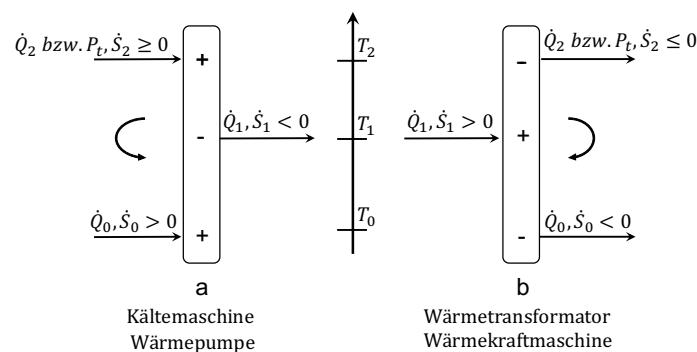


Abbildung 2.1

Schematische Darstellung von Wärmetransformationsprozessen (angelehnt an Ziegler [1997])

Beim Wärmepumpenprozess nutzt man den Phasenwechsel des Kältemittels beim Wärmetausch, der grundsätzlich bei konstanter Temperatur erfolgt - meist zwischen flüssiger und dampfförmiger Phase. Die Wärmezufuhr \dot{Q}_0 führt zum Verdampfen des flüssigen Kältemittels (des internen Prozessfluids)¹. Es liegt auf niedrigem Druckniveau p_0 vor und hat damit eine geringe Siedetemperatur T_0 . Der Verdampfungsprozess stellt eine Wärmesenke für das zu abzukühlende Medium dar. Der erzeugte Kältemitteldampf wird durch Zufuhr der Leistung P_t (bzw. der Arbeitsfähigkeit des Wärmestroms \dot{Q}_2 (auch als Exergiestrom der Wärmeleistung $\dot{E}_{\dot{Q}_2}$ bezeichnet) komprimiert und auf ein höheres Druckniveau p_1 gebracht. Da die Phasenwechseltemperatur druckabhängig ist, ist T_1 nun entsprechend höher als T_0 . Der Dampf kondensiert unter Abgabe des Wärmestroms \dot{Q}_1 an eine Wärmesenke der Temperatur T_1 . Der abgeführte Wärmestrom \dot{Q}_1 ergibt sich aufgrund des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik und ist die Summe aus den zugeführten Leistungen. Es gilt - wie auch im Folgenden - für den stationären Fall:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_0 + P_t = \dot{Q}_0 + \dot{Q}_{2,T_2 \rightarrow \infty} \quad (2.1)$$

Der Unterschied zwischen den beiden Temperaturniveaus wird als Temperaturhub ΔT_{Hub} bezeichnet, der Druckunterschied wird als Druckhub $\Delta p = p_1(T_1) - p_0(T_0)$.

2.1.1 Effizienz des idealen Kreisprozesses

Die Effizienz des Kälteprozesses wird über die so genannte Leistungsziffer ϵ_k bewertet. Sie setzt die Nutzkälteleistung \dot{Q}_0 ins Verhältnis zur aufzuwendenden mechanischen Leistung P_t . Eine alternative Bezeichnung lautet *EER* (engl.: energy efficiency ratio). Betrachtet man den Prozess als Wärmepumpe, die dem gleichen Kreislauf folgt, so ist die auf höherem Temperaturniveau T_1 abgegebene Wärmeleistung \dot{Q}_1 der Nutzen. Die Effizienz wird dann durch die Arbeitszahl ϵ_w , bzw. den *COP* (engl.: coefficient of performance) beschrieben.

$$\epsilon_k = EER = \frac{\dot{Q}_0}{P_t} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_w = COP = \frac{\dot{Q}_1}{P_t} = \frac{\dot{Q}_0 + P_t}{P_t} = \epsilon_k + 1 \quad (2.2)$$

Die Leistungsziffer lässt sich - in Anlehnung an den Carnot-Wirkungsgrad - auch durch die am Prozess beteiligten Temperaturen T_i ausdrücken. Für die Herleitung muss man den ersten und zweiten Hauptsatz der Thermodynamik kombinieren. Für geschlossene Systeme lautet die Entropiestrombilanz für den allgemeinen Fall wie folgt:

$$d\dot{S} = \sum_i \frac{\partial \dot{Q}_i}{T_i} + \sum_j \dot{S}_{irr,j} \quad (2.3)$$

Hierbei sind \dot{Q}_i die über die Prozessgrenzen fließenden Wärmeströme bei der korrespondierenden Temperatur T_i und Entropieströme $\dot{S}_{irr,j}$, die durch interne Irreversibilität auftreten, wie z.B. im System dissipierte technische Leistung.² Dem Wärmepumpenkreisprozess muss der eingebrachte Entropiestrom $d\dot{S}_0 > 0$ - verursacht durch die isotherme Wärmezufuhr $\partial \dot{Q}_0 > 0$ - wieder entzo-

¹Die Formelgröße \dot{Q} bezeichnet formal einen *Wärmestrom* oder eine *Wärmeleistung*. Aus sprachlichen Gründen wird für \dot{Q} aber im Text auch der Begriff *Wärme* verwendet.

²Das Entropiestromdifferential als Zustandsgröße ist ein vollständiges Differential; daher die Schreibweise d. Wärmeströme bzw. Leistungen sind wegababhängige Prozessgrößen; ihr Differential ist unvollständig, daher die Schreibweise ∂ (vgl. z.B. Geller [2006])

gen werden. Dies geschieht über die isotherme Wärmeabfuhr $\partial\dot{Q}_1 < 0$ ($d\dot{S}_1 < 0$). Da die Zufuhr von reiner Exergie zum Antrieb (=technische Leistung P_t , bzw. ein Wärmestrom \dot{Q}_2 bei der Temperatur $T_2 \rightarrow \infty$) keine Entropieänderung im System hervorruft ($d\dot{S}_2 = 0$), gilt - wiederum für den stationären Fall:

$$d\dot{S}_0 + d\dot{S}_1 + d\dot{S}_{irr} = 0 \quad \equiv \quad \dot{S}_0 + \dot{S}_1 + \dot{S}_{irr} = 0 \quad (2.4)$$

Die durch interne Irreversibilitäten hervorgerufene Entropiestrom \dot{S}_{irr} wird im Idealfall zu Null, im Realfall nimmt er aber immer einen positiven Wert an ($\dot{S}_{irr} \geq 0$) und er stellt somit im realen Prozess eine Irreversibilität dar.

Für den idealen, reversiblen Prozess lässt sich somit schreiben:

$$\dot{S}_0 + \dot{S}_1 = \frac{\dot{Q}_0}{T_0} + \frac{\dot{Q}_1}{T_1} = 0 \quad (2.5)$$

Und schließlich lässt sich - aus der Kombination der Gln. 2.1, 2.2 und 2.5 - die Leistungsziffer des Kreisprozesses in Abhängigkeit von den Temperaturen darstellen. Im Idealfall ist der Kreisprozess vollständig reversibel (Index *rev*).

$$\epsilon_{k,rev} = \frac{T_{0,rev}}{T_{1,rev} - T_{0,rev}} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{w,rev} = \frac{T_{1,rev}}{T_{1,rev} - T_{0,rev}} \quad (2.6)$$

Es ist zu erkennen, dass die Leistungsziffer umso kleiner ist, je höher der Temperaturhub ist. Analog dazu steigt der Aufwand P_t mit größerem Temperaturhub.

2.1.2 Effizienz des endoreversiblen Kreisprozesses

Im obigen Fall des idealen - also vollständig reversiblen - Kreislaufs gilt, dass die internen Temperaturen des Kreisprozesses denen der externen Nutzwärmeträger entsprechen. Dies ist in der Realität allerdings nicht gegeben. Für den Wärmeübertrag zwischen externem Trägermedium und internem Prozess ist eine Temperaturdifferenz erforderlich. Dieser Wärmeübertrag ist eine Irreversibilität, verursacht eine Entropieproduktion und stellt damit einen Exergieverlust da. Die Berücksichtigung der erforderlichen leistungstreibenden Temperaturdifferenzen führt zu einer Verringerung der maximal möglichen Effizienz. Man bezeichnet den Prozess dann als *endoreversibel* (Index *endo*), d.h. der interne Kreislauf wird weiterhin als reversibel, die Exergieverluste durch den Wärmeübertrag zwischen externen Wärmeträgern und internem Prozess als irreversibel betrachtet. Damit gilt für die am Prozess beteiligten Temperaturen:

$$T_{i,rev} \neq T_{i,endo} \quad \text{konkreter:} \quad T_{0,endo} < T_{0,rev} \quad \text{und} \quad T_{1,endo} > T_{1,rev} \quad (2.7)$$

Für die selben externen (Nutz-)Temperaturen benötigt der endoreversible Prozess eine niedrigere interne Temperatur T_0 und eine höhere Temperatur T_1 als der reversible Prozess. Die Leistungszahl

des endoreversiblen Prozesses $\epsilon_{k,endo}$ ist folglich kleiner als die des reversiblen Kreislaufs:

$$\epsilon_{k,endo} = \frac{T_{0,endo}}{T_{1,endo} - T_{0,endo}} < \epsilon_{k,rev} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{w,endo} = \frac{T_{1,endo}}{T_{1,endo} - T_{0,endo}} < \epsilon_{w,rev} \quad (2.8)$$

2.1.3 Effizienz des realen Kreisprozesses

In der technischen Realität ist der auch interne Kreislauf nicht reversibel, da weitere Verlustmechanismen auftreten, die im Folgenden beschrieben werden.

Nicht-isentrope Kompression und Expansion Die Änderung des Druckniveaus des internen Arbeitsmittels verursacht grundsätzlich Irreversibilitäten. So erfolgt eine reale (adiabate) Kompression in der Regel nicht-isentrop. Die Güte der Kompression hängt vom verwendeten Kältemittel - bzw. dessen Stoffeigenschaften - und in weiterem Maße von der technischen Umsetzung des Verdichtungsprozesses ab. Der nicht-ideale Verdichtungsprozess führt zu einer höheren Verdichtungs- endtemperatur.

Auch bei der Expansion, d.h. bei (isenthalper) Drosselung, treten irreversible Verluste auf. Als gängigstes Beispiel sei die expansive Verdampfung genannt. Entspannt sich eine im Gleichgewicht auf dem höheren Druck- und Temperaturniveau vorliegende Flüssigkeit auf ein niedrigeres Niveau, so wird stets ein Teil der Flüssigkeit verdampfen, um das System ins Gleichgewicht (Druck, Temperatur) zu bringen. Diese Menge wird durch die Irreversibilitäten noch zusätzlich vergrößert und steht nicht mehr zur eigentlichen Verdampfung zur Verfügung.

Nicht-isobarer, nicht-isothermer Wärmeübertrag Ein weiterer Verlust entsteht beim Wärmetransport über die Prozessgrenzen. Der Carnot-Prozess -also der ideale Kreisprozess - beschreibt zwei Isothermen bei Wärmezu- und Abfuhr, d.h. die interne Temperatur ändert sich durch den Wärmehaustausch nicht. In der Realität wird dies durch einen isothermen Phasenwechsel des Arbeitsmittels, der dann im Idealfall auch isobar verläuft, angenähert. Allerdings entstehen in real strömenden Fluiden Druckverluste oder die oben genannten Temperaturverschiebungen bei der Kompression. Das mittlere Temperaturniveau der Wärmezu- bzw. abfuhr verschiebt sich folglich nach unten bzw. oben ($T_1 > T_{1,endo}$ und $T_0 < T_{0,endo}$).

Weitere generelle Verlustmechanismen Zusätzliche Effizienzeinbußen können aufgrund von Reibungsverlusten (Hilfsaggregate, Reibungsdruckverluste, $\dot{S}_{irr} > 0$) und Nicht-Adiabasie des Gesamtsystems außerhalb der gewünschten Wärmetransportzonen auftreten.

Es ist folglich festzuhalten, dass die real erreichbare Effizienz, resp. die reale Leistungszahl ϵ_k - bzw. ϵ_w - stets kleinere Werte als die jeweils endoreversible oder gar reversible Leistungszahl annimmt.

$$\left. \begin{array}{l} T_0 < T_{0,endo} < T_{0,rev} \\ T_1 > T_{1,endo} > T_{1,rev} \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \epsilon_k = \frac{T_0}{T_1 - T_0} < \epsilon_{k,endo} < \epsilon_{k,rev} \quad \text{für die Kältemaschine} \\ \epsilon_w = \frac{T_1}{T_1 - T_0} < \epsilon_{w,endo} < \epsilon_{w,rev} \quad \text{für die Wärmepumpe} \end{array} \right.$$

2.2 Mechanische und thermische Wärmepumpen

Die allgemeingültigen Grundlagen zur Thermodynamik der Wärmepumpen lassen sich nun auf die unterschiedlichen spezifischen Wärmepumpentechnologien übertragen. Man kann die beiden häufigsten Wärmepumpenarten (und Kältemaschinen) anhand der Form ihrer Antriebsenergie, nämlich mechanisch oder thermisch, gruppieren.

Mechanische Wärmepumpen benötigen zur Kompression des Kältemitteldampfes eine Zufuhr von mechanischer Leistung P_t , die über einen Verdichter auf das Kältemittel übertragen wird. Der Verdichter kann durch einen Elektromotor angetrieben werden (wie in den allermeisten Fällen) oder durch die direkte Kopplung an eine mechanische 'Quelle' (gasmotorische Wärmepumpe). Die Effizienz des mechanischen Wärmepumpenkreislaufes ist als Quotient zwischen Nutzwärme \dot{Q}_1 und Antriebsaufwand P_t definiert ($\epsilon_{w,mech} = \frac{\dot{Q}_1}{P_t}$, vgl. Gl. 2.2). Die mechanische Leistung P_t ist reine Exergie, also völlig temperaturunabhängig und trägt generell nicht zu einer Entropieänderung im System bei ($\dot{S}_2 = 0$, siehe Gl. 2.4).

Zur Veranschaulichung des Kreislaufs dient Abbildung 2.2, in der der mechanische Kältekreislauf schematisch in einem Druck-Temperatur-Diagramm dargestellt ist.

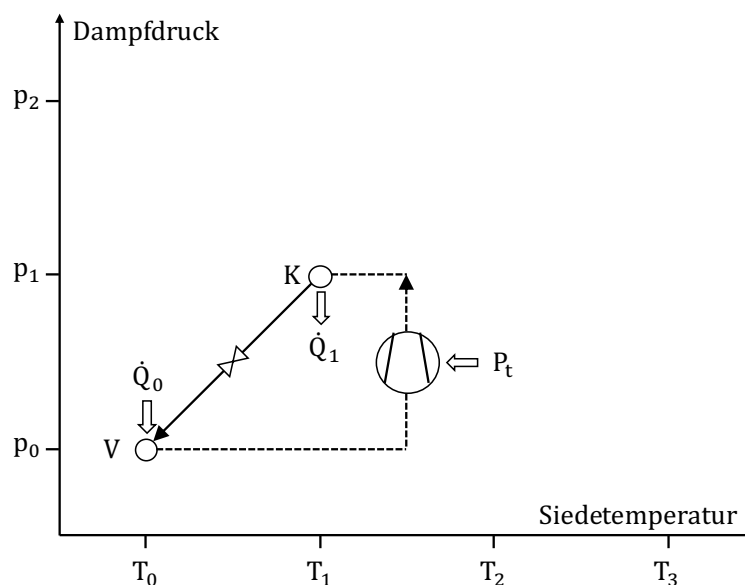


Abbildung 2.2

Schematische Darstellung eines mechanischen (einstufigen) Kompressionswärmepumpenkreislaufes in einem p,T -Diagramm

Im Verdampfer V wird unter Zufuhr der Wärme \dot{Q}_0 Kältemittel bei niedrigem Druck p_0 und niedriger Temperatur T_0 verdampft. Der Verdichter hebt den Kältemitteldampf unter Zufuhr der mechanischen Leistung P_t auf das höhere Druckniveau p_1 .³ Der Kältemitteldampf kondensiert am Kondensator K unter Abgabe des Wärmestroms \dot{Q}_1 . Das nun flüssige Kältemittel - das Kondensat - strömt über ein Drosselorgan auf das niedrigere Druckniveau p_0 und expandiert hierbei isenthalp. Die Verbindungslinie zwischen Verdampfer und Kondensator entspricht der Siedelinie (Dampfdruckkurve) des Kältemittels.

³Der Weg des als gestrichelte Linie dargestellten Dampfes erhebt nicht den Anspruch, den realen Verdichtungsprozess abzubilden. Es soll der Verdichter im Prozess schematisch gezeigt sein.

Anmerkung:

Die Darstellung der Kreisläufe in einem p,T-Diagramm ist für das Prozessverständnis anschaulich und hat auch seine physikalische Berechtigung. Im oben gezeigten Beispiel und auch in allen folgenden Diagrammen zur schematischen Darstellung von Kreisläufen wird eine vereinfachte Form der Achsenskalierung verwendet. Sowohl Druck als auch Siedetemperatur sind linear skaliert und die Dampfdruckkurven sind als Geraden dargestellt. Es sei aber darauf hingewiesen, dass die Darstellung in *Raoult'scher* Weise oder nach *Dühring* formal korrekt wären. Die Raoult'sche Darstellung stellt den logarithmisch aufgetragenen Dampfdruck $\ln(p)$ gegen die negative inverse Absoluttemperatur $-\frac{1}{T}$ dar, gemäß dem Dampfdruckgesetz von Clausius-Clapeyron. In der Dühring-Darstellung wird der Taupunkt (bzw. der Kondensationsdruck) des reinen Kältemittels (z.B. Wasser) über der Siedetemperatur des Arbeitsmittels (z.B. wässrige LiBr-Lösung) aufgetragen. In beiden Fällen stellen sich die Dampfdruckkurven in guter Näherung als Geraden dar. Die hier gewählte Darstellung ist also eine Mischform aus beiden Darstellungsweisen.

Thermische Wärmepumpen benötigen für den Druckhub ebenfalls eine Zufuhr von Energie, die aber nicht zwangsläufig mechanisch sein und damit nicht aus reiner Exergie bestehen muss. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, dient zum Antrieb der thermischen Wärmepumpe der Wärmestrom \dot{Q}_2 auf dem (endlichen) Temperaturniveau T_2 , der den Exergiestrom der Wärme $\dot{E}_{\dot{Q}_2}$ enthält. Dieser ist wie folgt definiert:

$$\dot{E}_{\dot{Q}_2} = \dot{Q}_2 \eta_{c(T_0, T_2)} = \dot{Q}_2 \left(1 - \frac{T_0}{T_2}\right) = \dot{Q}_2 \cdot \frac{T_2 - T_0}{T_2} \quad (2.9)$$

Hierin ist $\eta_{c(T_0, T_2)}$ der Carnot-Faktor für die Bewertung der Arbeitsfähigkeit der Wärme \dot{Q}_2 auf dem (Antriebs-)Niveau T_2 gegenüber der Umgebungstemperatur. Die Wärmepumpe arbeitet bei der Umgebungstemperatur T_0 , die Kältemaschine bei T_1 . Die Arbeit (oder mechanische Leistung), die man aus diesem Temperaturgefälle in einem Kraftwerk gewinnen könnte, könnte für den Antrieb eines mechanischen Wärmepumpenprozesses verwendet werden. Eine thermisch angetriebene Wärmepumpe lässt sich also im Gedankenmodell als Kombination aus einem arbeitslieferenden Kraftwerksprozess (zwischen T_2 und T_0) und einem arbeitszehrenden mechanischen Wärmepumpenprozess (zwischen T_0 und T_1) auffassen. Bezieht man nun den Wärmestrom \dot{Q}_2 in die Bilanz der Entropieströme gemäß Gl. 2.1 ein und berücksichtigt, dass der Zufluß von Wärme auf endlichem Temperaturniveau eine Entropiezunahme im System $d\dot{S}_2 > 0$ hervorruft, gilt (für den reversiblen Fall):

$$\dot{S}_0 + \dot{S}_1 + \dot{S}_2 = \frac{\dot{Q}_0}{T_0} + \frac{\dot{Q}_1}{T_1} + \frac{\dot{Q}_2}{T_2} = 0 \quad (2.10)$$

Hieraus lässt sich analog zu Gln. 2.1, 2.2 und 2.3 die Effizienz der thermisch angetriebenen Kältemaschine oder Wärmepumpe ausschließlich in Abhängigkeit von den - jetzt drei - beteiligten Temperaturniveaus ableiten. Es wird hierfür häufig der Begriff *Wärmeverhältnis* verwendet und mit ζ bezeichnet. Die zuvor eingeführten Bezeichnungen *EER* bzw. *COP* finden ebenfalls häufig Anwendung

$$\zeta_k = \frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}_2} = \frac{T_0}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_2 - T_1}{T_2} \quad \text{für die thermische Kältemaschine} \quad (2.11)$$

$$\zeta_w = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_2} = \frac{T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_2 - T_0}{T_2} = \zeta_k + 1 \quad \text{für die thermische Wärmepumpe} \quad (2.12)$$

Man definiert den Temperaturunterschied zwischen T_1 und T_0 als Temperaturhub ΔT_{Hub} :

$$\Delta T_{Hub} = T_1 - T_0 \quad (2.13)$$

Der Temperaturschub ist, abhängig davon, ob der Prozess als Kältemaschine oder Wärmepumpe betrieben wird, wie folgt definiert:

$$\Delta T_{Schub,k} = T_2 - T_1 \quad \text{für die thermische Kältemaschine} \quad (2.14)$$

$$\Delta T_{Schub,w} = T_2 - T_0 \quad \text{für die thermische Wärmepumpe} \quad (2.15)$$

Die Wärmeverhältnisse lassen sich alternativ über das Produkt aus der Effizienz des (mechanischen) Wärmepumpenprozesses ϵ_k (bzw. ϵ_w) und der Effizienz des entsprechenden Kraftwerksprozesses η_c ableiten.

$$\zeta_k = \epsilon_k \eta_{c(T_2, T_1)} = \frac{T_0}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_2 - T_1}{T_2} = \frac{\Delta T_{Schub,k}}{\Delta T_{Hub}} \cdot \frac{T_0}{T_2} \quad \text{für die th. Kältemaschine} \quad (2.16)$$

$$\zeta_w = \epsilon_w \eta_{c(T_2, T_0)} = \frac{T_1}{T_1 - T_0} \cdot \frac{T_2 - T_0}{T_2} = \frac{\Delta T_{Schub,w}}{\Delta T_{Hub}} \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad \text{für die th. Wärmepumpe} \quad (2.17)$$

Die Herleitungen der Zusammenhänge bei thermisch getriebenen Wärmepumpen wurde für den idealen, reversiblen Prozess durchgeführt. Auch thermische Wärmepumpen weisen in der Realität Verlustprozesse auf, auf deren Beschreibung hier im Detail verzichtet wird. Es gelten aber grundsätzlich die bereits zuvor allgemein beschriebenen Zusammenhänge.

Es ist aber bereits erkennbar, dass sich die Effizienz grundsätzlich durch Erhöhung der Temperatur der Antriebswärme T_2 bei konstanten T_0 und T_1 steigern lässt. Auf effizienzsteigernde Maßnahmen bei thermischen Wärmepumpen wird später noch detailliert eingegangen (siehe Abschnitt 2.5).

2.3 Sorptionswärmepumpen

Die im vorigen Abschnitt abgeleiteten Zusammenhänge sind für alle thermischen Wärmepumpen gültig, die auf Sorptionsprozessen basieren. Sorptionswärmepumpen beinhalten den auch im Kreislauf der mechanisch angetriebenen Kompressionswärmepumpen vorhandenen Kältemittelkreis, der zwischen Verdampfer und Kondensator läuft. Der mechanische Verdichter der Kompressionswärmepumpen entfällt bei den Sorptionswärmepumpen; er ist durch einen *thermischen Verdichter* ersetzt. Dieser wird durch einen zweiten Kreislauf realisiert, der auch als Sorptionskreislauf bezeichnet wird. Er ist stofflich an den Kältemittelkreis gebunden und beinhaltet ein Sorbens (z.B. Salze oder Zeolith). Die Sorption bezeichnet in diesem Zusammenhang den Vorgang der Anreicherung des leichter flüchtigen Sorptivs (Kältemittel, z.B. Wasser oder Ammoniak) im schwerer flüchtigen oder nicht-flüchtigen Sorbens. Die Mischung aus Sorptiv und Sorbens wird als Sorbat bezeichnet. Das Sorbens allein und aber auch das Sorbat weisen gegenüber dem Sorptiv einen geringeren oder gar zu vernachlässigenden Dampfdruck bei gleicher Temperatur auf. Dies ist gleichbedeutend mit einer Siedepunktserhöhung (bzw. Erhöhung der Gleichgewichtstemperatur) des Sorbats gegenüber

dem reinen Sorptiv bei gleichem Druck.

In der Abbildung 2.3 ist ein grundlegendes Schema eines elementaren Sorptionswärmepumpenprozesses in einem p,T -Diagramm dargestellt.

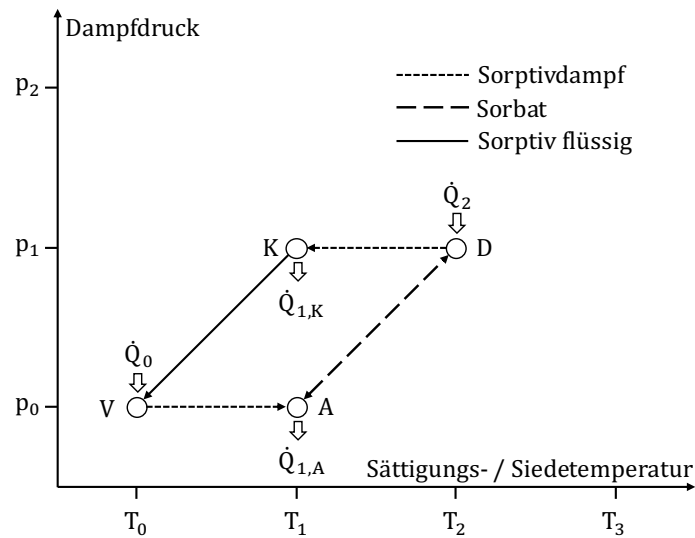


Abbildung 2.3

Schematische Darstellung eines einstufigen Sorptionswärmepumpenkreislaufes in einem p,T -Diagramm

Es entsteht auf niedrigem Druck p_0 ein Temperaturhub zwischen dem bei niedriger Temperatur T_0 zugeführten Wärmestrom („Kälteerzeugung“) \dot{Q}_0 und dem auf höherem Temperaturniveau T_1 am Ab-/Adsorber A abgegebenen Wärmestrom $\dot{Q}_{1,A}$. Dieser enthält neben der Kondensationswärme des durch die Zufuhr von \dot{Q}_0 gebildeten Sorptivdampfs auch Lösungs- bzw. Bindungswärme, die bei der Sorption - also bei der Aufnahme des Sorptivs im Sorbat - frei wird.

Im Verdampfer V erfolgt eine Wärmezufuhr auf niedrigem Temperaturniveau T_0 („Kälteerzeugung“). Das flüssige Sorptiv (Kältemittel) wird bei niedrigem Druck p_0 verdampft. Der Sorptivdampf gelangt zum Ab-/Adsorber A⁴, der auf demselben Druckniveau liegt und an dem die Sorption - also die Aufnahme des Sorptivs im Sorbat - stattfindet. Hierbei wird der Wärmestrom $\dot{Q}_{1,A}$ frei. Die Reaktionswärme, die bei der Sorption frei wird, ist von der gewählten Sorbat-Sorptiv-Kombination (Arbeitsmittelpaar) abhängig. Beim höheren Druck p_1 erfolgt durch Wärmezufuhr die Freisetzung des Sorptivs in Dampfform aus dem Sorbat bei der höheren Temperatur T_2 - die Siedepunktserhöhung. Für diese sogenannte Desorption ist am Desorber D der (Antriebs-)Wärmestrom \dot{Q}_2 aufzuwenden, der sich - analog zum Ab-/Adsorber - aus Verdampfungs- und Bindungswärme zusammensetzt. Am Kondensator K wird der Sorptivdampf unter Freisetzung des Wärmestroms $\dot{Q}_{1,K}$ bei T_1 kondensiert.

Diese Zusammenhänge sind für alle Wärmepumpen, die Sorptionsprozesse nutzen, gültig. Nun existieren mehrere Verfahren zur Umsetzung eines solchen Wärmepumpenprozesses. Man unterscheidet die Verfahren nach zwei Kriterien: Zum einen kann man zwischen offenen und geschlossenen Prozessen trennen und zum anderen die Phase des Sorbens (fest oder flüssig) als Unterscheidungsmerkmal heranziehen.

⁴Von Absorber spricht man, wenn das Sorbat flüssig ist, von Adsorber, wenn das Sorbat fest ist

Unterscheidungsmerkmal offener und geschlossener Prozess

Der Sorptionswärmepumpenprozess kann als offenes System mit *Wärme- und Stoffaustausch* mit der Umgebung, oder als geschlossenes System mit *ausschließlichem Wärmeaustausch* mit der Umgebung gestaltet sein.

Offene Systeme werden meist mit Luft durchströmt und interagieren mit ihr. Das Sorptiv ist hierbei meist der Luftwasserdampf, der mit dem Sorbat wechselwirkt. Derartige Systeme werden hauptsächlich zur Konditionierung von Luft eingesetzt. Der Sorptionsprozess übernimmt hierbei durch die Sorption des Wasserdampfes aus der Luft einen Trocknungsvorgang der Luft, der nachfolgend auch deren Kühlung durch Verdunstung von Wasser ermöglicht [Hauer 2002].

Die geschlossenen Systeme dagegen weisen eine gegenüber der Umgebung stofflich hermetische Trennung auf und arbeiten somit in der reinen Sorptiv/Sorbat-Dampfatosphäre. Diese Systeme werden häufig zur Kälte- oder Wärmeerzeugung mit flüssigen Wärmeträgermedien eingesetzt.

In beiden Systemvarianten kommen sowohl feste als auch flüssige Sorbentien zum Einsatz, was zum zweiten Unterscheidungsmerkmal führt.

Unterscheidungsmerkmal festes und flüssiges Sorbens

Wenn das Sorbens - und auch das Sorbat - in fester Form vorliegt, spricht man von *Adsorption* des Sorptivs. Bei der Adsorption reichert sich das Sorptiv an der Oberfläche des Feststoffes an. Liegt das Sorbens in flüssiger Form vor, spricht man von *Absorption*. Es gibt Prozesse, in denen das Sorbens allein in fester Form vorliegt und erst die Kombination mit dem Sorptiv eine flüssige Phase bildet, wobei das Sorbens im Sorbat gelöst ist. Als Beispiel seien wässrige Salzlösungen genannt. Es existieren aber auch Arbeitsstoffpaarungen (Sorptiv+Sorbens), bei denen bereits das reine Sorbens in der flüssigen Phase vorliegt (z.B. Ammoniak als Sorptiv und flüssiges Wasser als Sorbens, siehe auch Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1

Übersicht über gängige Sorptionsverfahren für Wärmepumpenprozesse, angelehnt an Henning u. a. [2013]

	Verfahren			
	offen		geschlossen	
Phase des Sorbens	<i>Sorptiv</i>	<i>Sorbens</i>	<i>Sorptiv</i>	<i>Sorbens</i>
fest	H ₂ O	Silica-Gel	H ₂ O	Silica-Gel
	H ₂ O	Zeolith	H ₂ O	Zeolith
flüssig	H ₂ O	wässrige LiCl-Lösung	H ₂ O	wässrige LiBr-Lösung
			NH ₃	H ₂ O

Alle Sorptionsprozesse weisen ihre spezifischen Vor- und Nachteile auf und werden dementsprechend für die passende Anwendung eingesetzt. Folgende Tabelle 2.2 zeigt beispielhaft typische Einsatzmöglichkeiten für die gängigen Verfahren.

Tabelle 2.2

Sorptionsprozesse: Anwendungen und Vor- und Nachteile (Daten zusammengefasst aus [Henning u. a. \[2013\]](#) und [Ziegler \[1997\]](#))

Verfahren	Anwendung	Vorteile	Nachteile
Zeolith od. Silica Gel offen	Gas-Trocknung Luftkonditionierung Wärmespeicherung	kompakt ungiftig $\Delta T_{Hub} \uparrow$	Gas als Träger aufwendige Anlagentechnik
Zeolith od. Silica Gel geschlossen	Kaltwassererzeugung Luftkonditionierung	kompakt ungiftig $\Delta T_{Hub} \uparrow$	diskontinuierlicher Betrieb $\zeta \downarrow$ Kälte $> 0 \text{ }^\circ\text{C}$
NH ₃ geschlossen	(Tief-)Kälteerzeugung Luftwärmepumpen	T bis $-50 \text{ }^\circ\text{C}$ $\Delta T_{Hub} \uparrow$	NH ₃ toxisch hohe Anlagendrucke $\zeta \downarrow$
LiBr geschlossen	Kaltwassererzeugung Industriewärmepumpen Wärmetrofos	Leistungsdichten \uparrow ungiftig Mehrstufigkeit, $\zeta \uparrow$	Löslichkeitsgrenze Korrosivität, Fremdgase Kälte $> 0 \text{ }^\circ\text{C}$

Sämtlichen gängigen Sorptionswärmepumpenprozessen für die Kälteerzeugung oder auch Wärmeaufwertung ist es gemein, dass sie Wärme als Antriebsenergie benötigen. Bei Vorhandensein von brauchbarer Abwärme, die andernfalls nicht genutzt werden kann, ist der Einsatz von thermisch getriebenen Wärmepumpen besonders sinnvoll. Während mechanische Wärmepumpen gerade bei großen Temperaturhüben mit starken Einbußen in der Leistungszahl reagieren, sind die thermischen Wärmepumpen hier im Vorteil; sie benötigen zunächst nur eine höhere Antriebstemperatur zur Erreichung dieser Hübe, was auch den Einsatz von nicht überschüssiger Wärme in Form von Erdgas o.ä. rechtfertigen kann. Umgekehrt gilt allerdings, dass die mechanischen Wärmepumpen bei kleinen Hüben sehr gute Leistungszahlen erbringen können; die thermischen Wärmepumpen sind hier limitiert (detailliertere Ausführungen hierzu finden sich in Abschnitt 2.4). Es ist daher stets anwendungsspezifisch zu entscheiden, welche Technik das techno-ökonomische Optimum erbringen kann [[Ziegler 1997](#)].

Die prinzipiellen Mechanismen des Sorptionswärmepumpenprozesses sind generell für alle erwähnten Arbeitsstoffpaare und Verfahren gültig. Alle weiteren Erläuterungen zu Kreislaufeffizienz, Verlustmechanismen, Grenzen und Einsatzbereichen werden im Folgenden stellvertretend anhand des geschlossenen Wasser/LiBr-Absorptionswärmepumpenprozesses erläutert.

2.4 Die einstufige Absorptionswärmepumpe

Kreislauf

Der Kreisprozess der einstufigen Absorptionswärmepumpe (Stoffpaarung Wasser/wässrige Lithiumbromidlösung) ist in Abbildung 2.4 dargestellt und wird im Folgenden erläutert.

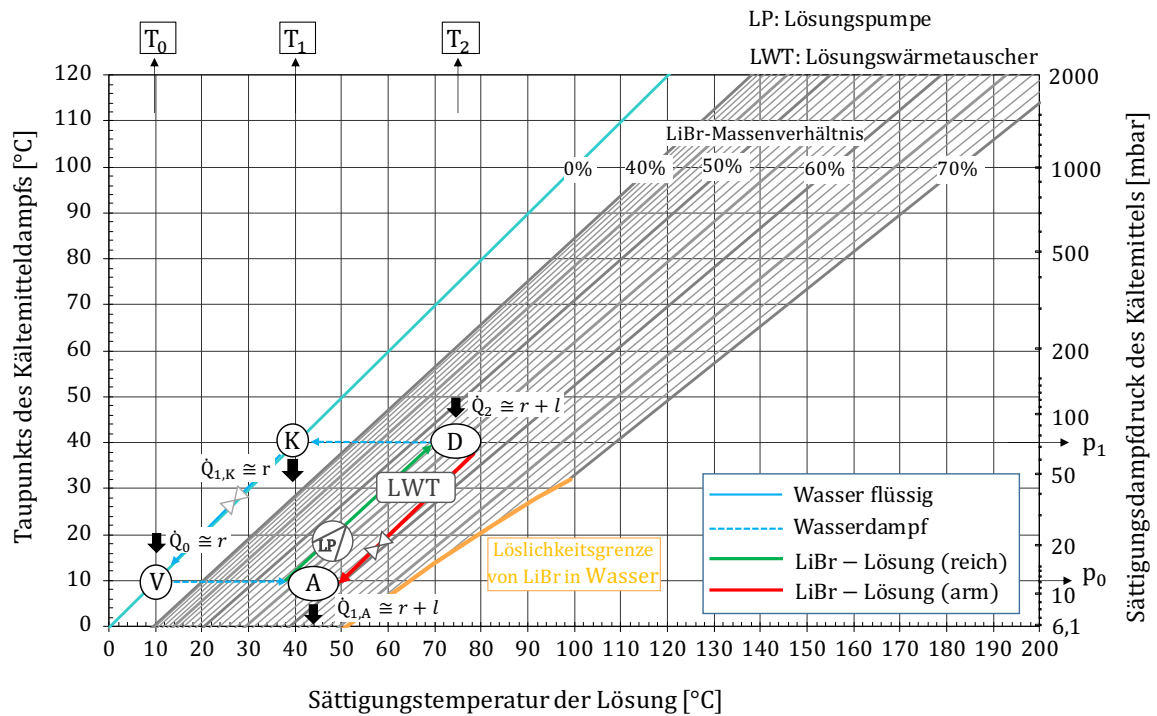


Abbildung 2.4

Schematische p,T -Darstellung eines einstufigen Absorptionswärmepumpenkreislaufs im Lösungsfeld von wässriger LiBr-Lösung in der Dühring-Darstellung (Stoffdaten für Wasser aus IAPWS [1997], Stoffdaten der wässrigen LiBr-Lösung aus Kim und Ferreira [2006]).

Die Wärmezufuhr \dot{Q}_0 auf dem niedrigsten Temperaturniveau T_0 erfolgt im Verdampfer V auf dem niedrigsten Druckniveau p_0 . Daraus resultiert die isotherme Verdampfung des Kältemittels Wasser (Sorptiv), wofür die Verdampfungswärme r aufzuwenden ist. Der entstandene Kältemitteldampf strömt zum Absorber A, wo er von der armen wässrigen LiBr-Lösung (Sorbat) auf dem selben Druck- aber einem höheren Temperaturniveau T_1 absorbiert wird. Bei der Absorption werden sowohl die Kondensationswärme der Kältemitteldampfs (im folgenden ebenfalls mit r bezeichnet) als auch die Lösungswärme bei der Absorption (l) als $\dot{Q}_{1,A} \cong r + l$ frei. Die mit dem Kältemittel angereicherte flüssige Lösung wird mittels einer Flüssigkeitspumpe (LP) in den Desorber D auf dem höheren Druckniveau p_1 gefördert. Die mechanische Arbeit, die für das Fördern der Lösung erforderlich ist, ist meist relativ gering. Bei LiBr-AWP liegt sie bei wenigen Prozent der im Desorber einzubringenden Antriebswärme [Ziegler 1997].

Anmerkung zur Begrifflichkeit des Desorbers:

Es haben sich mehrere Begriffe für die Komponente eingebürgert, in der die Antriebswärme in den Absorptionsprozess eingebracht wird: *Desorber*, *Austreiber* oder auch *(Re-)Generator*. Für die Erläuterung des Kreisprozesses wird hier der

Begriff *Desorber* (D) verwendet als Gegenstück zum Absorber A (Absorption \leftrightarrow Desorption von Kältemittel). Und seine Abkürzung D ist eindeutig gegenüber dem A für *Austreiber*, denn das A wird bereits für den Absorber verwendet. Der Begriff Generator wird aufgrund der Assoziation mit dem elektrischen Generator nicht verwendet.

Im Desorber D führt die Zufuhr der Antriebswärme \dot{Q}_2 auf dem Temperaturniveau T_2 zur Freisetzung des Kältemittels in Form von Dampf aus der Lösung. Das Austreiben des Dampfes erfordert nun - umgekehrt zum Absorber - den Aufwand von Verdampfungs- und Lösungsenthalpie ($\dot{Q}_2 \cong r + l$). Der Dampf mit der Temperatur T_2 ist gegenüber der zum Druck p_1 gehörigen Gleichgewichtstemperatur des Kältemittels T_1 überhitzt. Die nun kältemittelarme Lösung strömt zurück zum Absorber und expandiert hierbei isenthalp. Der im Desorber freigesetzte Dampf strömt zum Kondensator K, der sich auf dem gleichem Druckniveau p_1 befindet, wird dort zunächst von T_2 auf T_1 enthitzt und kondensiert unter Abgabe der Kondensationswärme $r \cong \dot{Q}_{1,K}$. Das nun verflüssigte Kältemittel expandiert isenthalp in den Verdampfer V, womit der Kreislauf geschlossen ist.

Lösungsfeld

Der Kreisprozess ist graphisch anschaulich in einem Lösungsfeld des Arbeitsstoffpaares darstellbar und ist in Abbildung 2.4 im Lösungsfeld für Wasser/wässrige Lithiumbromidlösung eingetragen. Die Auftragung erfolgt dabei in der Dühring'schen Weise; über der Sättigungstemperatur der Lösung ist der Taupunkt bzw. der Sättigungsdampfdruck des Kältemittels Wasser aufgetragen. Die Erhöhung des Siedepunkts der Lösung gegenüber dem reinen Kältemittel Wasser bei gleichem Druck ist maßgeblich vom Massenverhältnis des LiBr-Salzes in der wässrigen Lösung w_{LiBr} abhängig⁵.

$$w_{LiBr} = \frac{m_{LiBr}}{m_{H_2O} + m_{LiBr}} = \frac{m_{LiBr}}{m_{Lsg}} \quad (2.18)$$

Die Linien konstanten Salzgehalts bzw. der Salzkonzentration in der Lösung werden als Isosteren bezeichnet. Im Dühring-Diagramm ist zusätzlich die Löslichkeitsgrenze von LiBr-Salz in Wasser eingetragen; diese stellt eine prozesstechnische Grenze dar, da beim weiteren Aufnehmen von Salz die Löslichkeitsgrenze überschritten wird. Die Löslichkeitsgrenze kann auch als Kristallisationslinie interpretiert werden: Sinkt die Temperatur der Lösung unterhalb der Kristallisationstemperatur, so erstarrt die Lösung zu einem festen Kristall. In beiden Fällen kommt der kontinuierliche flüssige Prozess zum Erliegen.

Im Dühring-Diagramm ist exemplarisch ein typischer einstufiger Wärmepumpenprozess in das Lösungsfeld eingetragen. Der Verdampfer V liegt auf der Wasser-Linie ($w_{LiBr} = 0$ Gew.%) bei ca. 12 mbar, was einer Gleichgewichtstemperatur von ca. 10 °C entspricht. Der Absorber A liegt auf gleichem Druck zwischen kältemittelarmer und -reicher Lösung von ca. 55 und 60 Gew.% bei Lösungstemperaturen von 40-50 °C. Analog dazu liegt der Desorber D zwischen den gleichen Isosteren auf dem oberen Druckniveau (ca. 75 mbar, 40 °C Taupunkttemperatur), was einer Sättigungstemperatur der Lösung von 75-85 °C entspricht. Der Kondensator K liegt wiederum auf der reinen Wasser-Linie beim gleichen Druck.

⁵Häufig auch mit Konzentration der Lösung bezeichnet

Komponenten

Die einstufige Absorptionswärmepumpe (AWP) besteht aus zwei getrennten Druckbehältern, in denen sich jeweils zwei Hauptwärmeübertrager befinden. Diese sind Verdampfer V und Absorber A respektive Desorber D und Kondensator K. An diesen Übertragern findet Wärmetransport (V und K) bzw. gekoppelter Wärme- und Stofftransport (D und A) statt. In den meisten kommerziell erhältlichen AWP sind diese Wärmeübertrager in Rohrbündelbauweise ausgeführt und werden von der Lösung bzw. dem Kältemittel auf der Außenseite durch einen Rieselfilm beaufschlagt. Verdampfer und Desorber sind teilweise auch als überflutete oder teilgeflutete Übertrager ausgeführt.

Für den Transport der Lösung von A zu D wird meist eine Umwälzpumpe (LP) verwendet. Die Rückströmung von Lösung und Kältemittel führt über ein Drosselorgan (meist ein U-förmiges Rohr). Für die interne Rückgewinnung von sensibler Wärme zwischen armer und reicher Lösung wird ein Lösungswärmeübertrager (LWT) eingesetzt (vgl. Abb. 2.4).

Effizienz

Die Kreislaufeffizienz des einstufigen Absorptionswärmepumpenprozesses lässt sich analog zu Gl. 2.11 angeben und wird als Wärmeverhältnis ζ bezeichnet. Für den Hub der Niedertemperaturwärme \dot{Q}_0 wird die Antriebswärme \dot{Q}_2 benötigt, der Quotient aus beiden beschreibt die Effizienz.

$$\zeta_k = \frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}_2} \quad \text{bzw.} \quad \zeta_w = \frac{\dot{Q}_1}{\dot{Q}_2} = \zeta_k + 1 \quad (2.19)$$

Kommerziell verfügbare einstufige Absorptionskältemaschinen/ -wärmepumpen erzielen Wärmeverhältnisse ζ_k von 0,7 bis 0,8 (siehe z.B. [EAW \[2016\]](#); [Thermax \[2016\]](#)). Diese stellen auch eine Grenze für ein technisch erreichbares Optimum dar, die Begründung hierfür wird im Folgenden erläutert.

Grenzen des einstufigen Kreislaufes

Das maximal erreichbare Wärmeverhältnis hängt zunächst nur von den am Prozess beteiligten Temperaturniveaus ab (vgl. Gl. 2.16). Theoretisch sind Werte für das Wärmeverhältnis möglich, die über die technisch erreichbaren Wärmeverhältnisse von ca. 0,8 hinausgehen. Auch nach Berücksichtigung von Irreversibilitäten wäre diese Grenze theoretisch überschreitbar. Es gilt allerdings zwei wichtige Aspekte zu beachten, die es in der Praxis verhindern, dass das Wärmeverhältnis ζ_k einer einstufigen Absorptionskältemaschine größer sein kann als 1 (bzw. 2 bei einer einstufigen Absorptionswärmepumpe ζ_w). Mechanische Wärmepumpen unterliegen dieser Beschränkung nicht.

1. Die Absorptionskältemaschine lässt sich als eine virtuelle Kopplung von (mechanischem) Kältekreisprozess und Wärmekraftprozess beschreiben. Die Kopplung erfolgt über den Stoffaustausch zwischen beiden Kreisläufen - dem Austausch von Kältemitteldampf. Der Kältemittelumsatz am Verdampfer kann folglich nicht höher sein als der Kältemittelumsatz am Desorber. In beiden Fällen erfolgt durch die Wärmezufuhr ein Phasenwechsel des Kältemittels mit der Verdampfungsenthalpie r . Zusätzlich zur Verdampfungsenthalpie muss im Desorber aber die Lösungsenthalpie l zur Desorption des Kältemittels aus der Lösung aufgebracht werden ($r + l$). Das Wärmeverhältnis des

einstufigen, idealen Prozesses $\zeta_{k,rev}$ lässt sich vereinfachend⁶ also durch die Enthalpieumsätze an den wärmezuführenden Komponenten beschreiben.

$$\zeta_{k,rev} = \frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}_2} \approx \frac{r}{r+l} \approx 0,9 = \zeta_{SE} \quad (2.20)$$

Für den Grenzfall einer nicht vorhandenen Lösungswärme ($l = 0$) ließe sich ein Verhältnis von $\zeta_{k,th,rev} = 1$ erreichen. In den Prozessen gängiger Absorptionswärmepumpen weist die Lösungswärme stets einen positiven Wert auf, was dazu führt, dass das Verhältnis $r/(r+l)$ stets kleiner 1 ist. Bei LiBr-AWP beträgt die Lösungswärme im relevanten Temperatur- und Druckbereich zwischen 5 und 20 % der Verdampfungsenthalpie [Schweigler 1999]. Mit diesen Werten ergeben sich unter Verwendung der vereinfachenden Gl. 2.20 Werte für $\zeta_{k,th,rev}$ von 0,85 bis 0,95. Für weitere Betrachtungen wird die Bezeichnung ζ_{SE} für das Wärmeverhältnis des idealen einstufigen Kreislaufs verwendet und mit einem Wert von 0,9 bewertet.

2. Nichtsdestotrotz scheint es zunächst naheliegend, dass die Erhöhung der Temperatur der Wärmezufuhr T_2 , hier der mittleren internen Desorbtemperatur, zu einer Erhöhung der Effizienz des Prozesses, also des Wärmeverhältnisses führt. Die Veränderung der oberen Temperatur T_2 führt zwangsläufig stets zu einer Veränderung des mittleren Temperatur $T_1 \approx (T_{1,K} + T_{1,A})/2$, da die virtuell gekoppelten Prozesse Kältekreis- und Wärmekraftprozess neben der stofflichen Kopplung auch thermodynamisch an diesem Temperaturniveau T_1 zusammenhängen. Abbildung 2.5 soll diesen Zusammenhang verdeutlichen.

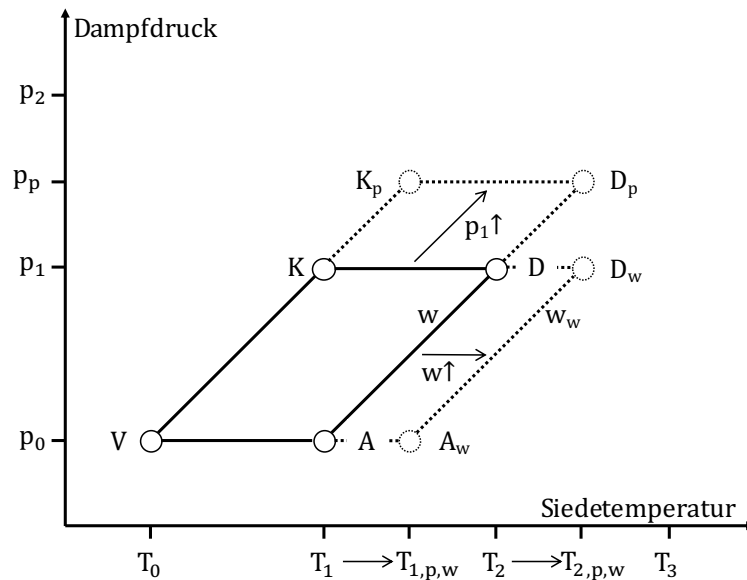


Abbildung 2.5

Auswirkung der Erhöhung der Antriebstemperatur T_2 einer einstufigen AWP

⁶Die Verdampfungs- und Lösungsenthalpien sind druck- und temperaturabhängig; diese Abhängigkeiten sind jedoch gering, weshalb sie für diese vereinfachende Betrachtung als konstant angenommen seien

Eine Erhöhung der internen Antriebstemperatur von T_2 auf $T_{2,p,w}$ lässt sich entweder durch eine Druckerhöhung $p_1 \rightarrow p_p$ oder durch Erhöhung des Salzgehaltes $w \rightarrow w_w$ erzielen.

Im Falle der Druckerhöhung im Desorber - höherer Druck bedingt höhere Siedetemperaturen $T_2 \rightarrow T_{2,p}$ - erhöht sich auch der Druck im Kondensator und damit dessen Temperatur von T_1 auf $T_{1,p}$.

Wird der Salzgehalt erhöht, so steigt zwar die Siedetemperatur im Desorber von $T_2 \rightarrow T_{2,w}$ bei gleichbleibendem Druck p_1 und damit gleichbleibender Kondensatortemperatur T_1 , jedoch erhöht sich durch den höheren Salzgehalt die Lösungstemperatur im Absorber T_1 auf $T_{1,w}$.

Die Maßnahme der Erhöhung von T_2 erbringt also keine Verbesserung der Effizienz, da sie durch die kreislaufbedingte Erhöhung von T_1 - gemäß Gl. 2.16 - kompensiert wird.

Ebenfalls gewissen Grenzen unterliegt der maximal mögliche Temperaturhub ($T_0 \rightarrow T_1$), der durch einstufige LiBr-AWP erzielbar ist. Er ist durch die oben bereits erläuterte Löslichkeitsgrenze limitiert. Einstufige LiBr-AWP können einen Temperaturhub von bis zu 50 K leisten. Umgekehrt lässt sich aber auch folgern, dass eine Verkleinerung des Temperaturhubes nicht zu einer signifikanten Erhöhung der Effizienz führt. Die Begründung hierfür ist wiederum in der doppelten Kopplung der beiden Kreisprozesse - stofflich und thermodynamisch an der mittleren Temperatur T_1 - zu finden.

Eine Effizienzsteigerung bzw. eine Erhöhung des Temperaturhubes ist nur durch Einsatz mehrstufiger Kreislaufschaltungen möglich, auf die im folgenden Abschnitt eingegangen wird.

2.5 Mehrstufige Absorptionswärmepumpen

Mehrstufige Absorptionskreisläufe lassen sich stets aus (mehreren) elementaren einstufigen Kreisläufen bilden. Man spricht von Superposition der Kreisläufe. Ausführliche Beispiele und Regeln zum Entwurf verschieden gearteter mehrstufiger AWP sind z.B. in Alefeld [1982] zu finden.

Im Folgenden werden anhand von Abbildung 2.6 die grundlegenden Konzepte zweier mehrstufiger Kreislauftypen gezeigt, die für verschiedene Anwendungsfälle einsetzbar sind.

Der erste Typus (links in der Abbildung) stellt einen zweistufigen Kreislauf mit - gegenüber dem einstufigen Kreislauf SE - erhöhter Effizienz dar. Dieser Typ wird als *Double-Effect*, *DE* bezeichnet, da die Antriebswärme doppelt genutzt werden kann (*engl.: effect*).

Die zweite Variante (rechts in der Abbildung) ist eine ebenfalls zweistufige Kreislaufausführung mit der Eigenschaft, annähernd doppelt so große Temperaturhübe bewerkstelligen zu können als der einstufige Kreislauf. Daher wird dieser Typ auch mit *Double-Lift*, *DL* bezeichnet; eine Maschine also, die Wärme doppelt anheben kann (*engl.: lift*).

Beide Typen ist gemein, dass sie ihre Antriebswärme auf hohem Temperaturniveau $T_3 > T_2$ beziehen, aus 6 Hauptwärmeübertragern bestehen und auf 3 Druck- bzw. 4 Temperaturniveaus arbeiten.

Bei der Betrachtung der Effizienz wird im Folgenden stets das Wärmeverhältnis des elementaren einstufigen Kreislaufs ζ_{SE} verwendet, das die Effizienz als Verhältnis der am Verdampfer V umgesetzten Wärme zur notwendigen Antriebswärme im Desorber D beschreibt. Es wird also die Effizienz der Kälteerzeugung verwendet, unabhängig davon, ob der Nutzen die Kälte (Kältemaschine) oder die abgegebene Wärme (Wärmepumpe) ist. Wenn die Wärmepumpe betrachtet werden soll, ist zum Wärmeverhältnis stets 1 zu addieren (siehe Gl. 2.19).

Für die Herleitung der Wärmeverhältnisse für beide zweistufigen Typen gelten hierbei stets folgen-

de Regeln:

- Regel 1: Es gelten Massen- und Energieerhaltung im Kältemittel- bzw. Lösungskreis. Die an den Komponenten im Kältemittelkreis (Verdampfer und Kondensator(en)) zugeführten Wärmen müssen im Kältemittelkreis auch wieder abgeführt werden. Am einfachen Beispiel des einstufigen Kreises erklärt: Der Massenumsatz und damit auch der Energieumsatz am Verdampfer muss dem des Kondensators entsprechen. Das gleiche gilt für den Lösungskreis. Die an Desorber(n) zugeführte(n) Wärme(n) müssen an Absorber(n) abgeführt werden.
- Regel 2: Das Verhältnis zwischen dem Energieumsatz an einer Kältemittelkomponente und der zugehörigen Lösungskomponente (z.B. Verdampfer V_0 und Absorber A_0 oder Desorber D_2 und Kondensator K_2) entspricht stets dem Wärmeverhältnis des elementaren einstufigen Kreises ζ_{SE} . Die Kältemittelkomponente setzt nur Phasenwechselwärme um (r), während in der Lösungskomponente zusätzlich Lösungswärme umgesetzt wird ($r + l$). Das Wärmeverhältnis lässt sich darüber ausdrücken $\zeta_{SE} = r / (r + l)$ (siehe Gl. 2.20).
- Regel 3: Der elementare einstufige Kreis (SE) weise stets das ideale Wärmeverhältnis $\zeta_{SE} = 0,9$ auf.⁷

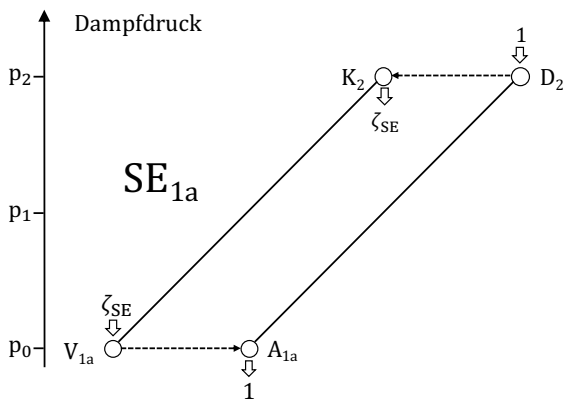
2.5.1 Absorptionskreislauf mit höherer Effizienz - *Double-Effect*

Der zweistufige Absorptionskälteprozess mit erhöhter Effizienz wird mit *Double-Effect* (DE) bezeichnet. Er ist aus zwei elementaren einstufigen Kreisläufen (SE) zusammengesetzt (vgl. Abb. 2.6 links). Beide elementaren SE-Kreise (SE_{1a} und SE_{2a}) besitzen dabei dasselbe untere Niveau T_0/p_0 , auf dem jeweils ein Verdampfer liegt (V_{1a} bzw. V_{2a}). Zusätzlich haben beide Kreise je einen Absorber (A_{1a} bzw. A_{2a}), die beide auf T_1/p_0 liegen. Die beiden elementaren Kreise unterscheiden sich also hinsichtlich ihres oberen Druck- und Temperaturniveaus. Die obere Stufe von SE_{1a} - bestehend aus Desorber D_2 und Kondensator K_2 - liegt auf $T_2, T_3/p_2$. Die obere Stufe von SE_{2a} liegt mit ihren Komponenten Desorber D_1 und Kondensator K_1 auf $T_1, T_2/p_1$.

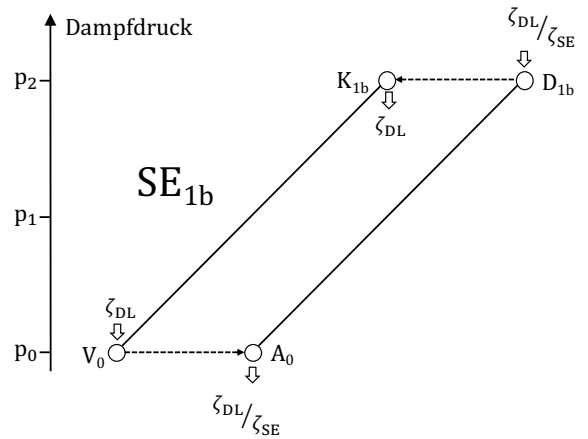
Die Kombination aus beiden Kreisen ergibt den *Double-Effect* Kreislauf (DE), dessen Wärmeverhältnis ζ_{DE} gegenüber der des einstufigen Kreises ζ_{SE} nahezu doppelt so hoch ist. Diese Erhöhung ist darauf zurückzuführen, dass die Antriebswärme bei T_3 in den Prozess eingekoppelt und zusätzlich auf T_2 zu Teilen noch einmal genutzt wird. Dies erfolgt dadurch, dass der bei T_3 im Hochtemperaturdesorber D_2 ausgetriebene Kältemitteldampf im Kondensator K_2 bei der Temperatur T_2 niedergeschlagen wird und die dabei frei werdende Wärme für den Antrieb des niedriger temperierten Desorbers D_1 genutzt wird. Dadurch wird wiederum Kältemittel generiert. Dieses steht nach Kondensation im Kondensator K_1 für die Verdampfung im Verdampfer V_0 bei T_0/p_0 ebenso zur Verfügung wie das im Desorber D_2 generierte (und im K_2 kondensierte) Kältemittel. Die Absorption des Kältemitteldampfes findet im gemeinsamen Absorber A bei T_1/p_0 statt.

Die im Desorber D_2 aufzubringende Antriebswärme betrage 1. Der mit dieser Antriebswärme im Desorber D_2 generierte Kältemitteldampf lässt am Kondensator K_2 bei T_2 die Kondensationswärme ζ_{SE} frei (siehe Regel 2 oben). Im Desorber D_1 wird mit dieser Wärme ζ_{SE} dann Lösungs- und Desorptionwärme aufgebracht, so dass Dampf entsteht, der unter der Abgabe der Kondensationswärme ζ_{SE}^2 am Kondensator K_1 kondensiert ($\zeta_{SE} \cdot \zeta_{SE} = \zeta_{SE}^2$). Das Kältemittel aus beiden Kondensatoren

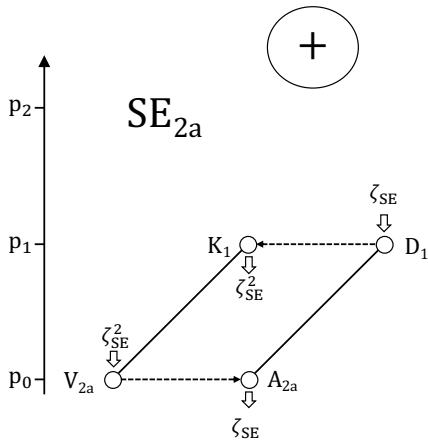
⁷Die Effizienz des einstufigen Kreislaufs ist abhängig von den Temperatur- und Drucklagen; in grober Näherung und für die grundlegenden Betrachtungen kann hier eine konstante Effizienz des elementaren Kreislaufs angenommen werden



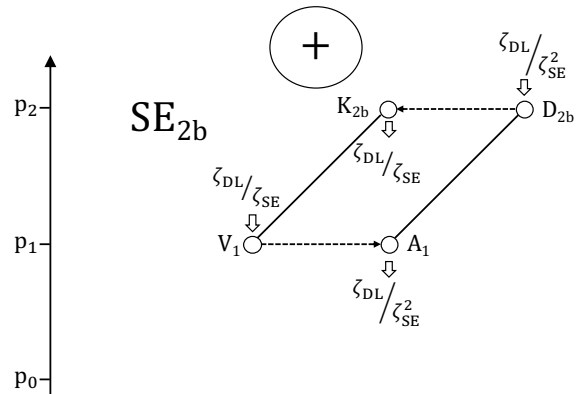
$$\zeta_{SE1a} = \frac{V_{1a}}{D_2} = \frac{\zeta_{SE}}{1} = \zeta_{SE} = 0,9$$



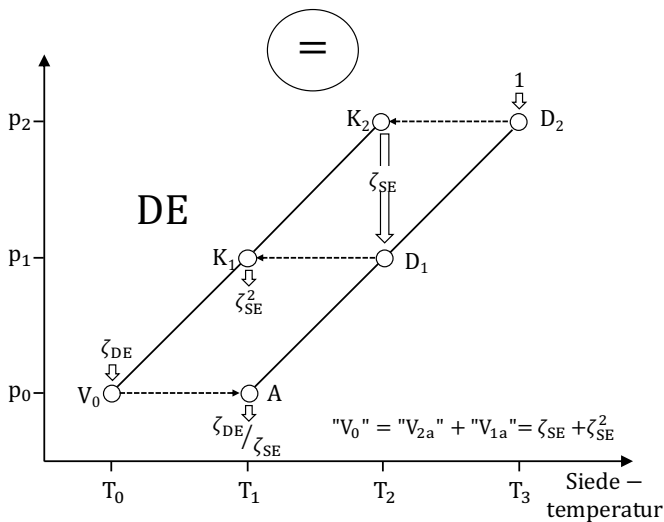
$$\zeta_{SE1b} = \frac{V_0}{D_{1b}} = \frac{\zeta_{DL}}{\zeta_{DL}/\zeta_{SE}} = \zeta_{SE} = 0,9$$



$$\zeta_{SE2a} = \frac{V_{2a}}{D_1} = \frac{\zeta_{SE}^2}{\zeta_{SE}} = \zeta_{SE} = 0,9$$

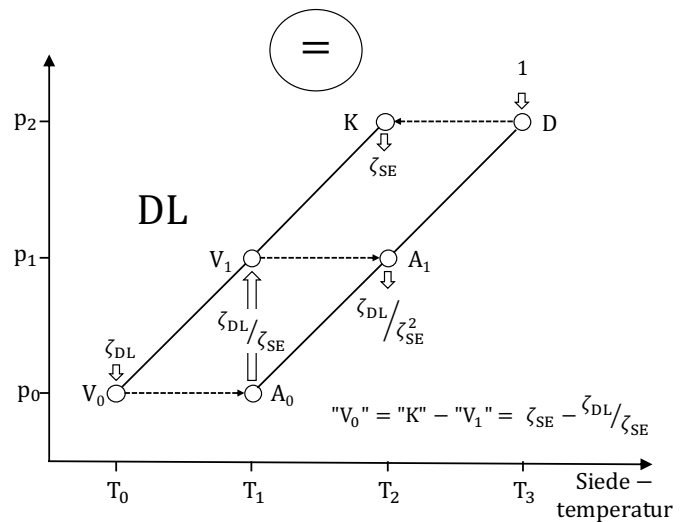


$$\zeta_{SE2b} = \frac{V_1}{D_{2b}} = \frac{\zeta_{DL}/\zeta_{SE}}{\zeta_{DL}/\zeta_{SE}^2} = \zeta_{SE} = 0,9$$



$$\zeta_{DE} = \frac{V_0}{D_2} = \frac{\zeta_{SE} + \zeta_{SE}^2}{1} = \zeta_{SE} + \zeta_{SE}^2 \approx 1,71 \approx 2 \zeta_{SE}$$

$$\Delta T_{Hub,DE} \approx 45 \text{ K} = \Delta T_{Hub,SE}$$



$$\zeta_{DL} = \frac{V_0}{D} = \frac{\zeta_{SE} - \zeta_{DL}/\zeta_{SE}}{\zeta_{SE} + 1} \approx 0,42 \approx \frac{1}{2} \zeta_{SE}$$

$$\Delta T_{Hub,DL} \approx 90 \text{ K} \approx 2 \Delta T_{Hub,SE}$$

Abbildung 2.6

Schematische Darstellung der Ableitung mehrstufiger Absorptionskreisläufe aus elementaren einstufigen (SE)-
 Kreisläufen. links: Double-Effect (DE), rechts: Double-Lift (DL) Kreislauf (angelehnt an Schweigler u. a. [1995])

wird aufgrund der Massenerhaltung im Verdampfer V_0 umgesetzt ($\zeta_{SE} + \zeta_{SE}^2$, siehe Regel 1). Die Effizienz des Gesamtprozesses lässt sich als Nutzen zu Aufwand beschreiben; nachdem der Aufwand - die Antriebswärme im Desorber D_2 - zu 1 gesetzt wurde, entspricht die am Verdampfer V_0 umgesetzte Wärme der Effizienz ζ_{DE} (siehe Gl. 2.21).

$$\zeta_{DE} = \zeta_{SE} + \zeta_{SE}^2 \approx 1,71 \approx 2 \zeta_{SE} \quad (2.21)$$

Das Wärmeverhältnis ζ_{DE} stellt den theoretischen Maximalwert dar. In realen Double-Effect-Anlagen werden üblicherweise Werte von 1,2 bis 1,4 erreicht (z.B. [Shuangliang \[2016\]](#); [Thermax \[2016\]](#)). Typische (interne) Temperaturniveaus und korrespondierende Druckniveaus (Wasserdampfatosphäre) einer derartigen Wärmepumpe sind:

$$T_0 = 4..10 \text{ °C} , p_0 \approx 8..12 \text{ mbar}$$

$$T_1 = 25..45 \text{ °C} , p_1 \approx 30..100 \text{ mbar}$$

$$T_2 = 70..95 \text{ °C} , p_2 \approx 300..900 \text{ mbar}$$

$$T_3 = 120..160 \text{ °C Lösungstemperatur} , p_2 \approx 300..900 \text{ mbar}$$

Steht also Antriebswärme auf einem Temperaturniveau von über 160...200 °C zur Verfügung, ist der Einsatz einer derartigen effizienten zweistufigen DE-Wärmepumpe / Kältemaschine möglich und sinnvoll.

Solche Antriebsquellen sind beispielsweise Abgase aus motorischen Verbrennungskraftprozessen, aus industriellen Prozessen oder aus direkter Befuerung mit Gas, Öl oder Biomasse. Hochtemperaturwärme aus konzentrierenden Solarkollektoren eignet sich ebenfalls als Quelle. Typische Anwendungsfälle sind die Bereitstellung von Klima- oder Prozesskälte. Auch der Einsatz als hocheffiziente Wärmepumpe für die Aufwertung von Umweltwärme (Grundwasser, o.ä.) zur Bereitstellung von Niedertemperaturwärme < 40 °C stellt eine attraktive Einsatzmöglichkeit dar. Der mögliche Temperaturhub $T_0 \rightarrow T_1$ gegenüber einer einstufigen Maschine ist allerdings nicht erhöht, er liegt ebenfalls bei max. 45 K.

2.5.2 Absorptionskreislauf mit höherem Temperaturhub - *Double-Lift*

Der einstufige Kreislauf hat neben Grenzen in der Effizienz auch eine Einschränkung bezüglich des maximalen Temperaturhubs. Diese Einschränkung ist auf die begrenzte Löslichkeit des LiBr-Salzes in der Lösung zurückzuführen. Die maximale Salzbeladung bei Lösungstemperaturen, die für typische Anwendungen im Absorber ca. 30-40 °C betragen, liegt bei max. 65 Gew.-% (vgl. Abb. 2.4). Um dieses Hemmnis zu umgehen, lässt sich eine ebenfalls zweistufige Kreislaufführung aus zwei elementaren einstufigen Kreisläufen realisieren. Dieser Typ wird im folgenden als *Double-Lift*, *DL* bezeichnet und ist in Abbildung 2.6 rechts dargestellt.

Beide elementare Kreise SE_{1b} und SE_{2b} besitzen die gleiche obere Stufe: Die Desorber (D_{1b} und D_{2b}) und die Kondensatoren (K_{1b} und K_{2b}) haben gleiche Temperatur- und Druckniveaus ($T_2, T_3 / p_2$). Sie unterscheiden sich in der unteren Stufe, bestehend aus den Verdampfern V_0 und V_1 und den Absorbern A_0 und A_1 , die bei SE_{1b} auf dem Druckniveau p_0 und den Temperaturniveaus T_0 und T_1 , bei SE_{2b} auf dem höheren Druck- und Temperaturniveau p_1 resp. T_1 und T_2 liegen. Durch die Kombination aus beiden einstufigen Kreisen entsteht der Double-Lift-Kreislauf. Dessen mittlere Stufe

besteht - im Gegensatz zur Double-Effect-Verschaltung - aus einem Verdampfer-/Absorberpaar (V_1 und A_1). Die Wärmeabgabe erfolgt nun auf dem Temperaturniveau T_2 und nicht mehr bei T_1 , wie im einstufigen oder DE-Prozess; die Niedertemperaturwärme bei T_0 wird also „doppelt so hoch gehoben“ wie bei der einstufigen Ausführung; daher die Bezeichnung *Double-Lift*.

Dieser erhöhte Hub wird dadurch erreicht, dass die Abwärme des unteren Absorbers A_0 bei der Temperatur T_1 im oberen Verdampfer V_1 wiederverwendet wird, um erneut Kältemittel für die Verdünnung der Lösung im oberen, höhertemperierten Absorber A_1 bereitzustellen. Die Abwärme des Absorbers A_1 wird - ebenso wie die des Kondensators K - bei der Temperatur T_2 frei. Die Antriebswärme auf T_3 stellt also ihre Arbeitsfähigkeit für den zweifachen Hub der Niedertemperaturwärme ($T_0 \rightarrow T_1 \rightarrow T_2$) zur Verfügung. Die Kreislaufeffizienz ζ_{DL} ist geringer als bei der SE- oder DE-AWP, da das im Desorber D generierte Kältemittel nur zu einem bestimmten Teil für den Umsatz im Verdampfer V_0 genutzt wird. Der andere Teil wird im Verdampfer V_1 umgesetzt, ohne dabei einen Nutzen im Sinne von einer Einkopplung von Niedertemperaturwärme („Kälte“) zu leisten.

Die Antriebswärme bei T_3 sei wieder zu 1 gesetzt. Der im Desorber D generierte Kältemitteldampf kondensiert im Kondensator K und gibt auf T_2 die (Nutz-)Wärme ζ_{SE} ab. Ein Teil des Kältemittels wird im Verdampfer V_0 mit der Wärmezufuhr ζ_{DL} bei T_0 in Dampf umgesetzt. Die Absorption des erzeugten Dampfes im Absorber A_0 bei T_1 erfolgt unter Freisetzung der Wärme $\frac{\zeta_{DL}}{\zeta_{SE}}$ (Regel 2), die dann wiederum im Verdampfer V_1 umgesetzt wird. Die Umsatzbilanz auf der Kältemittelseite (Umsatz K = Umsatz V_1 + V_0) ergibt dann direkt das Wärmeverhältnis des Double-Lift-Kreislaufes ζ_{DL} , da der Aufwand - die Antriebswärme im Desorber D bei T_3 - zu 1 gesetzt wurde.

$$\zeta_{DL} = \zeta_{SE} - \frac{\zeta_{DL}}{\zeta_{SE}} = \frac{\zeta_{SE}^2}{1 + \zeta_{SE}} \approx 0,42 \approx \frac{1}{2} \zeta_{SE} \quad (2.22)$$

Das Wärmeverhältnis ζ_{DL} ist wiederum der theoretische Maximalwert. In realen Double-Lift Anlagen werden üblicherweise Werte von 0,3 bis 0,35 erreicht (z.B. [WorldEnergy \[2016\]](#)).

Wenn es die Anwendung erfordert, niedertemporierte Wärme von $T_0 = 5..40^\circ\text{C}$ auf ein nutzbares Niveau von $T_2 > 60..120^\circ\text{C}$ zu heben, ist die DL-Maschine geeignet. Wärmebereitstellung für Hochtemperaturheizzwecke oder die gleichzeitige Kälte- und Nutzwärmebereitstellung für industrielle thermische Prozesse sind vielversprechende Anwendungen für diesen Wärmepumpentyp. Als Antrieb kommen - wie bei der DE-Ausführung - sämtliche Quellen in Frage, die Temperaturen $> 160..200^\circ\text{C}$ aufweisen.

2.5.3 Weitere Schaltungsvarianten mit Hochtemperaturantrieb

Beide oben beschriebenen Kreisläufe - DE und DL - können apparativ in einer Maschine realisiert werden, so dass flexible Betriebsmodi für unterschiedliche Anforderungen zu verschiedenen Zeiten möglich sind. Es ist so möglich, die Anlage als hocheffiziente Kältemaschine für Kälteerzeugung im Sommer (DE) und als Wärmepumpe für große Temperaturhübe (DL) zu Heizzwecken im Winter zu betreiben (siehe z.B. [Kern \[1991\]](#)).

Eine weitere Verschaltungsvariante ist eine Kombination aus DE- und SE-Kreislauf (DE/SE). Hier ist es möglich, zusätzlich zur Hochtemperaturwärme bei T_3 in den Desorber D_2 auch Antriebswärme bei T_2 in den Desorber D_1 in den Prozess einzukoppeln. Dies ist bspw. bei der Kopplung der DE/SE-AKM an ein motorisch betriebenes BHKW interessant. Hierbei wird die Abgaswärme auf

hohem Temperaturniveau im Hochtemperaturdesorber D_2 umgesetzt, das Motorkühlwasser bei ca. 90 °C im Desorber D_1 . Dies erhöht - aufgrund der mehrstufigen Kreislaufführung - die Kälteausbeute dieser KWKK-Anlage um 30 % im Vergleich zu konventionellen KWKK-Anlagen, die die gesamte Motorabwärme auf dem Temperaturniveau $T_2 \approx 90\text{ °C}$ in einer einstufigen AKM umsetzen. Für ausführlichere Informationen zu dieser Verschaltung sei z.B. auf [Plura \[2008\]](#) verwiesen.

Ein weiteres Beispiel für eine DE/SE-Anwendung sei unter dem Stichwort der solaren Kühlung genannt. Solarwärme aus kostengünstigen Flachkollektoren wird bei T_2 in den SE-Kreis eingekoppelt. Steht nun keine oder zu wenig Solarwärme zur Verfügung, kann durch fossile Befeuerung des Hochtemperaturdesorbers D_2 effizient im DE-Modus Kälte bereitgestellt werden. Für Heizzwecke im Winter arbeitet die AKM als hocheffiziente gasbetriebene DE-Wärmepumpe. Ausführliche Informationen sind in [Riepl u. a. \[2012\]](#) zu finden.

Es gibt vereinzelt auch Anwendungen, bei denen der geforderte Temperaturhub von 20-30 K mit einer einstufigen AWP zu bewerkstelligen ist, die Niedertemperaturquelle aber auf T_1 , also bei ca. 50 °C und die Nutzwärmeseite bei T_2 , also bei ca. $80\text{-}90\text{ °C}$ liegt. Für den Antrieb einer solchen Maschine (s. Abb. 2.6 Modus SE_{2b}) ist Wärme auf dem Temperaturniveau T_3 vonnöten. Ein nach diesem Schema ausgeführtes Beispiel ist eine AWP, die Abwärme aus einer Kompostieranlage für Heizzwecke anhebt. Als Antrieb des Hochtemperaturdesorbers dient eine direkte Erdgasfeuerung [[Keil u. a. 2005](#)].

Sämtlichen hier beschriebenen mehrstufigen Anlagenkonzepten ist gemein, dass sie einen Hochtemperaturdesorber - manchmal auch Hochtemperaturaustreiber genannt - besitzen. Dieser Wärmeübertrager stellt die Schnittstelle zwischen der Antriebswärmequelle - zumeist ein heißer Abgasstrom oder auch Dampf - und dem internen Wärmepumpenprozess dar. Er ist eine wichtige Komponente, an die hohe Anforderungen hinsichtlich Dauerfestigkeit, Effizienz und Kosten gestellt sind.

Den Kern dieser Arbeit stellt die Untersuchung einer speziellen Bauform eines Hochtemperaturaustreibers - des *Naturumlaufaustreibers* - dar und wird im Folgenden ausführlich beschrieben.

Kapitel 3

Hochtemperaturaustreiber

Zu Beginn dieses Abschnittes werden zunächst die Begrifflichkeiten um den *Austreiber* in Absorptionskältemaschinen bzw. Absorptionswärmepumpen geklärt. Da in dieser Komponente Kältemittel aus der Lösung *ausgetrieben* wird, wird der Begriff *Austreiber* verwendet. Gleichbedeutend wird Kältemittel *generiert*, folglich existiert auch die Bezeichnung *Generator*. Eine weitere Alternative - wie auch im vorherigen Kapitel verwendet - ist der *Desorber*. In ihm wird das Kältemittel *desorbiert*, er stellt also das Gegenteil zum Absorber dar. Im weiter folgenden Verlauf wird der Begriff *Austreiber* verwendet - in klarer Abgrenzung zum Begriff eines elektrischen Generators bzw. des Desorbers als spezielle Komponente eines Absorptions-Resorptionskreislaufs.

Als *Hochtemperaturaustreiber* (HTA) werden hier alle Austreiber bezeichnet, deren internes Temperaturniveau, also die Temperatur der LiBr-Lösung im Austreiber zwischen ca. 120 und ca. 180 °C liegt - in Kapitel 2 mit T_3 bezeichnet. Als Träger der Antriebswärme kommen heiße Abgase, Thermoöl, Druckwasser oder Wasserdampf in Frage. Die Art der dominierenden Wärmeübertragung auf der Wärmeträgerseite ist für die Wärmeträger unterschiedlich. Bei der Verwendung von heißem Abgas wird die Wärme durch Konvektion und Wärmestrahlung, bei Thermoöl und Druckwasser durch Konvektion und bei Dampf durch Kondensation übertragen. Abgase als Wärmeträger weisen in der Regel mit 300 bis ca. 1500 °C deutlich höhere Temperaturen auf als die anderen Wärmeträger. Damit besteht bei deren Verwendung das besondere Gebot der korrekten Kenntnis aller wärmeübertragungstechnischen Mechanismen und Größen um der Gefahr der Überhitzung des Austreibers zu entgehen. Dieser Aspekt und die Häufigkeit der Anwendung mit Abgas führt in dieser Arbeit zur Fokussierung auf Austreiber, die Abgas als Antriebsmedium beziehen und folglich werden nur diese Typen von Austreibern detailliert vorgestellt, wobei alle in der weiteren Arbeit folgenden Aussagen und Ergebnisse weitgehend auch für die anderen Antriebswärmeträger für Siederohraustreiber anwendbar sind. Es gibt verschiedene Quellen für heiße Abgase. Sie können aus motorisch betriebenen BHKW, aus Gasturbinen oder aus Industrieprozessen stammen. In diesem Fall spricht man von *abgasbeheizten Austreibern*. Wird für den Antrieb der AWP eigens Brennstoff verbrannt und die Verbrennungswärme direkt in den Austreiber gekoppelt, so wird die Bezeichnung *direkt befeuerter Austreiber* verwendet.

3.1 Bauformen und Funktionsprinzipien

Für beide zuvor genannten Befeuungsarten - *abgasbeheizt* oder *direkte Befeuung* gibt es zwei prinzipielle Bauformen von Austreibern. Sie sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Abbildung 3.1a zeigt einen Austreiber in Rauchrohrbauform, wie er in den meisten kommerziell verfügbaren abgasbeheizten Absorptionswärmepumpen verwendet wird¹. Das Abgas - oftmals auch als Rauchgas be-

¹Die geläufige englische Bezeichnung für diesen Austreibertypus ist *Tube and Shell Desorber*

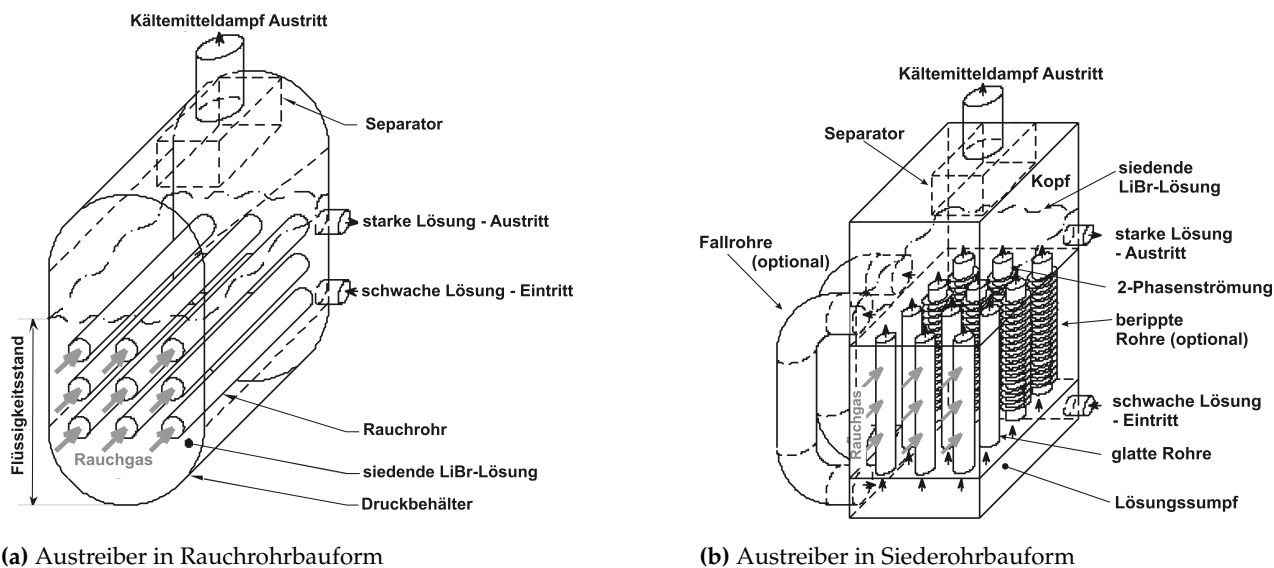


Abbildung 3.1

Bauformen von Hochtemperaturaustreibern (angelehnt an [Kren 2009])

zeichnet - durchströmt die Innenseite der horizontal liegenden Rauchrohre. Auf der Außenseite sind die Rohre vollständig von der LiBr-Lösung, die sich im Behälter befindet, umgeben. Die Wärmeübertragung auf der Lösungsmittelseite ist charakterisiert durch *Behältersieden* (pool boiling) mit freier Konvektion im Behälter. Durch die Beheizung wird Kältemitteldampf aus der Lösung ausgetrieben, der dann durch Auftrieb an die Flüssigkeitsoberfläche steigt und sich dort von der flüssigen Lösung separiert. Auch im Falle einer direkten Befuerung kann dieser Austreibertyp zum Einsatz kommen. Hier gibt es zusätzlich zu den Rauchrohren ein horizontales Flammrohr, in dem sich die Gasflamme befindet, die aus dem Brenner stammt.

In Abbildung 3.1b ist der Austreiber in Siederrohrbauform mit (Natur-)Umlauf dargestellt. Das Rauchgas umströmt die Außenseite der stehenden Rohre. Auf der Innenseite strömt die LiBr-Lösung in einer Mischung aus Lösung und Kältemitteldampf zweiphasig nach oben. Oben im sogenannten Kopf des Austreibers separieren sich Dampf und Lösung; der Dampf verlässt den Austreiber Richtung Kondensator, während die Lösung über Fallrohre einphasig zurück nach unten in den Lösungssumpf strömt. Die Wärmeübertragung auf der Lösungsseite ist dabei durch erzwungene Konvektion und unterschiedliche Formen des Strömungssiedens charakterisiert. Die Flüssigkeitsströmung kann entweder durch Zwangsumlauf der Lösung zwischen Sumpf und Kopf mithilfe einer Umwälzpumpe oder mittels eines Naturumlaufes erzeugt werden. Der Naturumlauf resultiert aus dem Unterschied der mittleren Dichte der Lösung in den Siederrohren und in den unbeheizten Fallrohren. Die niedrigere Dichte herrscht in den Siederrohren in Folge des Dampfanteils in der Zweiphasenströmung, die höhere Dichte folgt aus der in den Fallrohren abwärts fließenden einphasigen, flüssigen Lösung.

Kren [2009] charakterisierte in seiner Arbeit beide Bauformen von Austreibern - nämlich Rauchrohr- und Siederrohrbauform - für Abgasbeheizung bzw. auch für direkte Befuerung, indem er sie hinsichtlich der erzielbaren Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) auf der Gasseite in Relation zum verursachten Druckverlust in der Gasströmung verglich. Bei Rauchrohr-austreibern strömt das Abgas innerhalb der Rohre. Gasseitige Strömung und Wärmeübertragung sind durch *Zwangskonvek-*

on in Rohren charakterisiert. Bei der Bauform Siederohraustreiber werden die im Bündel stehenden Siederohre durch das Abgas *quer angeströmt*. Grundsätzlich gilt, dass sich der Wärmeübergang mit steigendem Druckverlust in einer Wärmeträgerströmung verbessert. In der praktischen Anwendung besteht häufig eine Grenze des maximal zulässigen Druckverlusts. Diese Grenze legt dann den maximal erzielbaren WÜK auf der Gasseite fest, der allerdings auch stark von der Geometrie des umströmten Wärmeübertragers abhängt. Die Aufgabenstellung in Krens Arbeit könnte als *Ermittlung des besten gasseitigen WÜK bei vorgegebenem Druckverlust* bezeichnet werden. In numerischen Untersuchungen wurde für beide Bauformen eine Vielzahl an geometrischen Varianten betrachtet. Wichtigste Variationsparameter waren die Durchmesser, die Anordnung sowie die Anzahl der am Wärmetausch beteiligten Rohre. Aus den sich ergebenden geometrischen Maßen des Wärmeübertragers, der variierten Leistung - über den Abgasmassenstrom ausgedrückt - und den vorgegebenen Temperaturen des Abgases wird die Reynolds-Zahl Re_D gebildet, die die Rauchgasströmung dimensionslos charakterisiert. Darauf aufbauend wurden mittels empirischer Berechnungskorrelationen sowohl der Druckverlust Δp als auch der mittlere Wärmeübergangskoeffizient α auf der Abgasseite ermittelt. Die Bandbreite dieser Ergebnisse ist zur Veranschaulichung in Abbildung 3.2 dargestellt. Für beide Bauformen Rauchrohr (Strömung im Rohr) und Siederohr (quer angeströmtes Bündel) sowie für beide Beheizungsarten (Abgas und direkt) sind Druckverlust, WÜK und ein so genanntes Optimierungskriterium, das das Verhältnis zwischen WÜK und Druckverlust ausdrückt ($= \alpha / \sqrt{\Delta p}$), gegenüber der Reynolds-Zahl Re_D aufgetragen. Je größer dieses Optimierungskriterium ist, desto besser ist das Verhältnis aus erzielbarem WÜK bei zu überwindendem Druckverlust. Eine größere Reynolds-Zahl ist entweder Folge eines höheren Abgasmassenstroms bei ansonsten identischen Bedingungen, eines kleineren Strömungsquerschnitts für das Abgas oder einer Kombination aus beidem. In jedem Fall ist eine erhöhte Abgasgeschwindigkeit die Folge und damit einhergehende höhere Re-Zahlen und größere Druckverluste. Es wurde eine Methode der Darstellung gewählt, die eine einfache Vergleichbarkeit der maßgeblichen Größen α und Δp für die große Anzahl an geometrischen Varianten und für ein breites Leistungsspektrum ermöglicht.

Die Abbildung 3.2 zeigt den numerisch errechneten Vergleich zwischen beiden Austreiberbauformen, bei denen eine Vielzahl an möglichen Geometrien variiert wurde. In der oberen Zeile sind die Ergebnisse für die Rauchrohrbauweise mit Abgasströmung in den Rauchrohren ("Flue gas flow inside tubes") und in der unteren Zeile die Siederohrbauweise mit quer angeströmtem Bündel ("Flue flow across plain tube bundle") gezeigt. Zusätzlich wird für beide Bauformen zwischen Abgasbeheizung (linke Spalte) und direkter Befeuerung (rechte Spalte) unterschieden.

Es ist dargestellt, welcher **mittlere abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient α** bei korrespondierendem **rauchgasseitigem Druckverlust Δp** erzielbar ist. Zusätzlich ist das **Optimierungskriterium $\alpha / \sqrt{\Delta p}$** gezeigt. Alle genannten Größen sind über der abgasseitigen Reynolds-Zahl Re_D aufgetragen. Den Diagrammen liegen eine Vielzahl von Auslegungsrandbedingungen zu Grunde, wie z.B. Variationsbreite der Rohrgeometrien und deren Anordnung, angenommene Abgastemperaturen, usw. Für die Details sei auf Krens Arbeiten verwiesen (z.B. Kren [2009], Kren u. a. [2005]). Die wichtigsten Größen sind hierbei die maximal zulässigen Druckverluste in der Abgasströmung (50 mbar für Abgasbeheizung, 10 mbar bei direkter Befeuerung) und das aus allen Randbedingungen resultierende Leistungsspektrum von 10 kW - 1000 kW Übertragungsleistung. Innerhalb der gewählten Auslegungsgrenzen sind Reynolds-Zahl und Rohrdurchmesser zwei unabhängige Auslegungsparameter; für genau eine Reynolds-Zahl entsteht eine Schwankungsbreite bei Druckverlust und Wärmeübergangskoeffizient. Die Schwankungsbreite resultiert aus der entsprechenden Variation des Rohrdurchmessers (der Rauch- bzw. Siederohre), also durch Variation des Strömungsquerschnitts.

Anmerkung zum Lesen der Diagramme in Abbildung 3.2 :

Am Beispiel des orangenen Feldes für die WÜK im unteren rechten Diagramm (*direkt befeuerte Austreiber mit querangeströmtem glattem Bündel*) soll die Logik der Diagramme erläutert werden. Die rechte obere kurze Berandung des orangenen Felds korrespondiert mit der oberen Berandung des blauen Feldes, das den Druckverlust repräsentiert. Mit steigender Re-Zahl Re_D sinkt der erzielbare WÜK, da der maximal zulässige Druckverlust (10 mbar = 1.000 Pa) überschritten würde². Eine Erhöhung des Abgasmassenstroms (bei ansonsten identischen Bedingungen) muss für die Einhaltung des Druckverlusts zum Ausgleich eine Vergrößerung der Querschnittsfläche (über den Rohrdurchmesser ausgedrückt) zur Folge haben - mit negativer Auswirkung auf den WÜK. Die längere rechte orange Berandung folgt aus der Grenze einer maximalen Bündellänge (hier 3 m) - ein noch längeres Bündel würde diese Berandung weiter parallel nach rechts unten verschieben. In diesem Bereich führt eine größere Re-Zahl zu steigenden WÜK, wie es grundsätzlich zu erwarten ist, wenn keine anderen Randbedingungen verletzt werden. Die linke untere kurze orange Berandung resultiert aus der Auslegungsgrenze einer spezifischen Mindestleistung des Austreibers, ausgedrückt durch die strömungsquerschnittsbezogene Übertragungsleistung ("kW per m² cross sect."), die nicht unterschritten werden soll. In diesem Bereich sinkt der WÜK mit größerer Re-Zahl, da entlang dieser Grenze die Übertragungsleistung konstant bleibt und die Re-Zahl nur durch Vergrößerung des Rohrdurchmessers, also der Abgasquerschnittsfläche steigt. Die linke obere Berandung ist die Grenze durch den minimal zulässigen Rohrdurchmesser (hier konkret 10 mm). Die Zunahme der WÜK mit steigender Re-Zahl entlang dieser Berandung ist wieder zu erwarten, da alle sonstigen Randbedingungen eingehalten werden. In den oberen Diagrammen (*Rauchgasströmung innerhalb der Rauchrohre*) stellt Kren [2009] aus Übersichtlichkeitsgründen den Bereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung (Übergangsbereich) nicht dar; eine lineare Interpolation ist hier anzusetzen (vgl. Gl. 4.49 ff.).

²Kren [2009] verwendet für die Berechnung von rauchgasseitigen Größen wie WÜK und Druckverlust die Reynolds-Zahl mit dem Index D , die als charakteristische Länge den Außendurchmesser des betrachteten Rohrs verwendet

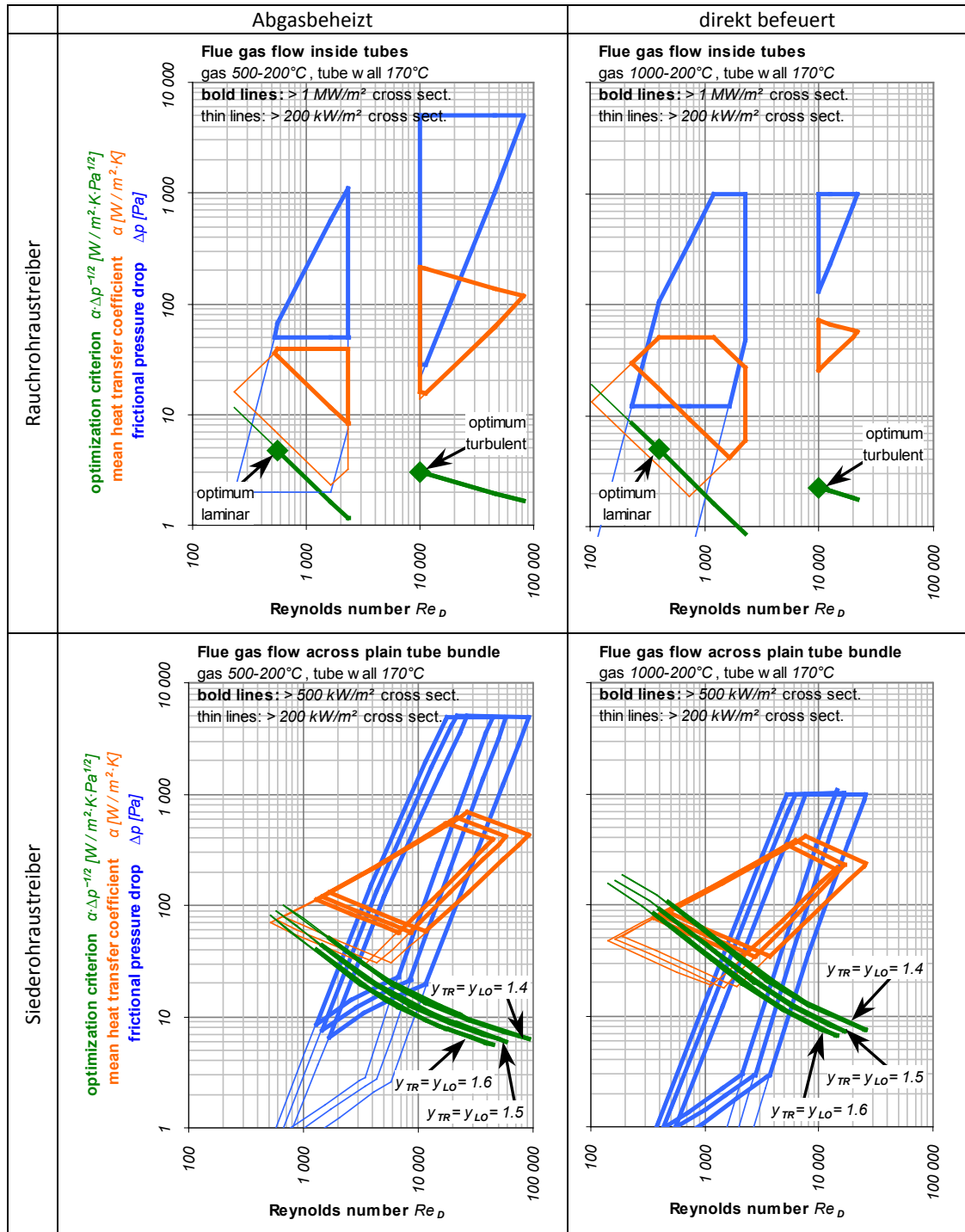


Abbildung 3.2

Vergleich der erzielbaren rauchgasseitigen WÜK für unterschiedliche Bauformen von Hochtemperaturaustreibern (aus Kren u. a. [2005])

Es lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die Bauform *Siederrohr* als querangeströmtes Rohrbündel bei gleicher Re-Zahl und gleichem Druckverlust stets merklich größere WÜK - Faktor 1,5 bis 3 - als die Bauform *Rauchrohr* liefert. Die vorteilhafte Geometrie ermöglicht höhere Turbulenzgrade im Abgas (Strömungsablösungen und Verwirbelung an den senkrechten Rohren) und daher bessere Wärmeübergänge. Dies ist insofern von entscheidender Bedeutung, als der rauchgasseitige Wärmeübergang den für den gesamten Wärmedurchgang vom Rauchgas durch die Rohrwandung in die Lösung maßgeblichen Übertragungswiderstand darstellt. Der gasseitige Übertragungswiderstand ist um mindestens eine Größenordnung größer als der Wärmeleitwiderstand des Rohrman­tels und als der Übergangswiderstand auf die Lösung. Aus einem größeren rauchgasseitigen WÜK folgt, dass für eine vorgegebene Übertragungsleistung des Wärmeübertragers eine entsprechend kleinere Übertragungsfläche bereitgestellt werden muss, da die Wärmeleistung direkt proportional zum WÜK, der Fläche und der - hier allerdings für beide Bauarten gleichen - Temperaturdifferenz ist. Dies erhöht die volumetrische Leistungsdichte, der Apparat wird kompakter und die Effizienz aufgrund geringerer thermischer Massen an Material und Lösung besser. Auch in wirtschaftlicher Hinsicht lassen sich positive Effekte ableiten. Der Material- und Fertigungsaufwand lässt sich in guter Näherung als proportional zur Größe der Übertragungsfläche annehmen, wodurch eine geringere notwendige Fläche auch zu geringeren Kosten führt.

Die positiven Ergebnisse aus [Kren \[2009\]](#) offenbaren ein hohes Potenzial für abgasbeheizte Hochtemperaturaustreiber in der Bauform *Naturumlaufsi­derohraustreiber*, weswegen diese Bauform in weiterführenden Arbeiten weiterverfolgt und detaillierter untersucht wurde.

3.2 Hochtemperaturaustreiber: Forschung und Stand der Technik

In diesem Abschnitt wird der aktuelle Stand der Forschung und Entwicklung im Bereich der Hochtemperaturaustreiber bzw. Austreiber mit Naturumlaufprinzip für Absorptionswärmepumpen skizziert. Es werden Forschungs- und Entwicklungsergebnisse an Hochtemperaturnaturumlaufaustreibern, die zum Teil an die Untersuchungen von [Kren \[2009\]](#) anschlossen, präsentiert. Des Weiteren werden alternative Konzepte und Umsetzungen von Naturumlaufaustreibern gezeigt, die aber nicht als Hochtemperaturanwendung sondern für geringere Temperaturen konzipiert sind. Zuletzt werden alternative Bauformen von Hochtemperaturaustreibern präsentiert.

3.2.1 Abgasbeheizte Hochtemperaturaustreiber im Naturumlaufprinzip

Direkt befeuerter Austreiber im Laborbetrieb

Wie im ersten Abschnitt dieses Kapitels bereits beschrieben, hat [Kren \[2009\]](#) in seiner Arbeit unter Verwendung von empirischen Berechnungskorrelationen die Bauformen von abgasbeheizten Austreibern untersucht. Spezielles Augenmerk lag dabei auf dem Vergleich des spezifischen Flächen- und Volumenbedarfs derartiger Austreiber. Er kommt zum Schluss, dass die Bauform mit stehenden Siederrohren gegenüber dem gängigen Rauchrohrkessel überlegen ist.

Die theoretischen Untersuchungen bestätigten sich durch Experimente an einer zweistufigen LiBr-Absorptionswärmepumpe im industriellen Leistungsmaßstab [[Kren u. a. 2007](#)]. Diese hatte einen Prototyp eines Hochtemperaturaustreibers in der vorgestellten Bauform mit stehenden Siederroh-

ren und Naturumlaufprinzip mit seitlichen Fallrohren (siehe schematische Darstellung in Abbildung 3.1b). Der Austreiber wurde mit einem Erdgasoberflächenbrenner beheizt, der am Eintritt des Siederohrbündels direkt gegenüber der ersten Rohrreihe in geringem Abstand seine thermische Leistung von ca. 300 kW in das Bündel einbrachte. Der Apparat war messtechnisch ausführlich ausgestattet, um sowohl die internen Prozessparameter, wie Lösungstemperaturen und Drücke, als auch die externen Prozessbedingungen, wie Siederohrwandtemperaturen und Abgasparameter wie Druckverlust und lokale Temperaturen zu erfassen.

Mithilfe dieses Apparats konnten die numerisch ermittelten Ergebnisse zu abgasseitigem Wärmeübergang und Druckverlust in einer Genauigkeit von $\pm 30\%$ bestätigt und die verwendeten Softwaremodelle validiert werden.

Weiteres Ziel dieser Untersuchungen war es, auch auf die lösungsseitige Wärmeübertragung und auf die Fluidodynamik des Naturumlafs zu schließen. Es konnte aus den Abgasparametern in Kombination mit den gemessenen Rohrwandtemperaturen und (angenommenen) lokalen Lösungstemperaturen auf mittlere Wärmeübergangskoeffizienten auf der Lösungsseite geschlossen werden. Die Ergebnisse wiesen aber große Ungenauigkeiten auf. Dies wurde damit erklärt, dass vor allem im Bereich der ersten Rohrreihen, wo der Brenner einen nicht zu vernachlässigbaren Anteil seiner Heizwärme in Form von Strahlung an die Siederohre überträgt, der Leistungseintrag nicht hinreichend genau zu ermitteln war. Die Messung der Abgastemperaturen von über 1000 °C war mit der verwendeten Messtechnik nicht zufriedenstellend möglich. Zudem wurde an den meisten Siederohren nur auf der mittleren Höhe die Siederohrtemperatur erfasst. Dies ließ keinen Schluss auf die lokalen WÜK und verschiedenen Siedemechanismen im Siederohr zu. Trotz dieser Unsicherheiten wertete Kren die zahlreichen experimentellen Ergebnisse ausführlich aus und verglich die ermittelten lösungsseitigen WÜK mit Werten, die durch Verwendung von zahlreichen Korrelationen für den zweiphasigen Wärmeübergang berechnet wurden. Es konnte zwar eine grundlegende Tendenz ermittelt werden - größte Übereinstimmung bestand bei der Verwendung einer für das Behältersieden abgeleiteten Korrelation von Cooper [1984] (siehe Abschnitt 4.5) - jedoch waren die Aussagen kaum verallgemeinerbar.

Auch die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeiten in den Fallrohren lieferte zum Teil widersprüchliche Ergebnisse. Diese waren nicht konsistent mit den in der Theorie berechneten und in ähnlichen Anwendungen beobachteten Werten bei Naturumlaufverdampfern.

Kren [2009] schloss mit folgenden Empfehlungen: Für das detaillierte Verständnis der Siedevorgänge und der Fluidodynamik in derartigen Siederohren müssen Leistung, Temperatur und Umlaufmassenstrom wesentlich detaillierter erfasst werden.

Abgasbeheizter Austreiber im Laborbetrieb

Den Empfehlungen von Kren [2009] folgend wurde eine neue Generation Hochtemperaturaustreiber gebaut. Dieser Austreiber war Bestandteil einer innovativen zwei-/einstufigen Absorptionskältemaschine als Laborprototyp für die effiziente Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung, die Plura [2008] in seiner Arbeit entwickelt und untersucht hat. Die AKM bezog die Antriebswärme aus der Abwärme eines erdgasbetriebenen BHKW, wobei die Abwärme im Abgas des BHKW direkt in den Hochtemperaturaustreiber gekoppelt wurde. Der HTA war wieder in Siederohrbauweise ausgeführt und für eine Leistungsübertragung von ca. 10 kW konzipiert. Es wurde ein umfassendes Messtechnikkonzept realisiert, mit dem eine detailliertere Ermittlung der lösungsseitigen Vorgänge im HTA ermög-

licht werden sollte. Dafür wurden ausgewählte Siederohre mit mehreren Thermoelmenten an der Rohrwand in Höhe und Umfang versehen. Entsprechend gegenüberliegende Thermoelmente im Rauchgastrakt in der Umgebung des Rohrs sollten die Rauchgastemperaturen und deren Verlauf um das Rohr sowie in unterschiedlichen Höhen erfassen. Zusätzlich erfolgte eine umfangreiche Erfassung der lokalen Lösungstemperaturen im HTA. Im Zuge dieser Arbeiten wurden die von [Kren \[2009\]](#) vorgeschlagenen numerischen Modelle für die Vorhersage der lösungsseitigen Vorgänge weiterentwickelt. Dieses experimentelle Setup versprach eine weitaus detailliertere Möglichkeit der Erfassung des lokalen rauchgasseitigen Leistungseintrags in die Siederohre, da die Abgastemperaturen am Eintritt in das Bündel bei max. ca. 400 °C lagen und diese damit messtechnisch mit ausreichender Genauigkeit erfassbar waren.

Es konnte erneut eine Validierung der Modelle für die Vorhersage der rauchgasseitigen lokalen - also rohrreihenaufgelösten - Wärmeübergangskoeffizienten erzielt werden. Selbiges gelang auch für die Bestimmung des Druckverlusts in der Gasströmung. Auch bei der Bestimmung der lösungsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten konnten relevante Ergebnisse gewonnen werden. Die entwickelten Modelle für die Vorhersage des Naturumlaufes und der resultierenden WÜK erlaubten in Kombination mit den Messergebnissen eine detailliertere Betrachtung der typischen Vorgänge in derartigen Siederohren. Das gemessene vertikale Profil der Rohrwandtemperatur im Siederohr ließ einen groben Schluss auf den Umlaufmassenstrom im Austreiber zu, ebenso eine Ermittlung der lösungsseitigen WÜK. Es wurde nachgewiesen, dass der HTA in dieser Bauform die vorhergesagten wesentlichen Vorteile hat und dass für die Verwendung von Abgas aus Motoren sämtliche kritischen Auslegungsparameter wie maximaler Druckverlust und Rohrwandtemperaturen eingehalten werden konnten [[Bauer u. a. 2008](#)].

Auch wenn die Erfassung der Rohr- und Abgastemperaturen und damit des Leistungseintrags präziser war als beim Experiment von [Kren \[2009\]](#), so muss doch festgehalten werden, dass noch keine verallgemeinerbaren Aussagen für die betriebssichere Auslegung derartiger HTA möglich waren. Die Unsicherheit in der Bestimmung der aufgeprägten Leistung war immer noch oberhalb von $\pm 30\%$, damit war auch die Unsicherheit im WÜK entsprechend groß. Die maximal in die Siederohre einkoppelbare Wärmestromdichte lag aufgrund der durch das BHKW festgelegten Abgasparameter lediglich bei ca. 20 kW m^{-2} . Damit war ein Rückschluss auf das Verhalten in Siederohren bei höherer Belastung nicht möglich. Bei einer direkten Befuerung (wie bei [Kren \[2009\]](#)) sind Wärmestromdichten von bis zu 250 kW m^{-2} möglich. Es ist davon auszugehen, dass andere Mechanismen im Strömungsverhalten und bei Wärmeübertragung im Siederohr zu erwarten sind, wie z.B. das Einsetzen von Blasensieden bei höheren Wärmeströmen oder das Auftreten von bspw. unterkühltem Sieden. Gerade bei hoch belasteten Siederohren ist eine exakte Kenntnis der lokalen WÜK von entscheidender Bedeutung, da hier die Rohrwandtemperaturen schnell hohe oder gar zu hohe Werte annehmen können, wodurch die Langlebigkeit des HTA drastisch sinken kann.

Direkt befeuerter Austreiber in einer Pilotinstallation

Ungeachtet der zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig zuverlässig vorhersagbaren Wärmeübergänge in vertikalen Siederohren wurde im Zuge eines Pilotprojektes zur solarthermischen Klimatisierung eines Bürogebäudes ein weiterer, direkt mit Erdgas befeuerter Hochtemperaturaustreiber (HTA) in vertikaler Siederohrbauform gebaut. Der HTA ist dabei Bestandteil einer zwei/einstufigen Absorptionskältemaschine, die als Hauptantrieb Warmwasser von solarthermischen Flachkollektoren bezieht. Im Falle nicht ausreichender Solarwärme dient wird die Hochtemperatur-

stufe mit dem HTA mit Erdgas direkt befeuert und dient als effiziente Backup-Wärmequelle zum Antrieb der Kältemaschine. Für ausführlichere Informationen sei hier auf den Abschlussbericht des Forschungsvorhabens verwiesen [[Hörner und Riepl 2011](#)].

Die AKM basiert auf einer kommerziell erhältlichen einstufigen Maschine der Fa. Thermax, die um den neuartigen HTA zu einer zweistufigen AKM erweitert wurde. Die Übertragungsleistung des HTA beträgt ca. 70 kW, die maximal erzielbare Kälteleistung liegt damit bei ca. 90 kW. Das Design des HTA erfolgte konservativ, d.h. er wurde auf maximale Sicherheit ausgelegt. Als Gasbrenner wurde ein körperstrahlungsarmer Oberflächenbrenner gewählt, der - analog zu [Kren \[2009\]](#) - am Eintritt direkt vor der ersten Rohrreihe des Siederohrbündels montiert war. Der nicht vermeidbare Körperstrahlungsanteil wurde bewusst hoch angenommen und die Auslegung der Siederohre ausschließlich mit den im vorherigen Projekt gewonnenen Daten zur Wärmeübertragung vorgenommen (keine Annahme von Behälterblasensieden, ausschließliches konvektives Strömungssieden (siehe auch Abschnitt 4.2)). Es wurde in der Auslegung darauf geachtet, dass die Rohrwandtemperaturen 190 °C nicht überschreiten, die der Hersteller als zulässig bewertete. Um jedoch den konvektiven Leistungseintrag des eintretenden Abgases, der zusätzlich zum Strahlungseintrag auf die ersten Rohrreihen wirkt, zu minimieren, wurde bewusst eine übermäßig große lichte Weite im Querabstand der ersten Rohrreihen gewählt, wodurch die rauchgasseitige Wärmeübertragung schlechter wird. Nur so konnte die maximal zulässige Wärmestromdichte für die maximal zulässigen Wandinnentemperaturen eingehalten werden. Allerdings wurde damit eine nur vergleichsweise geringe volumetrische Leistungsdichte erreicht.

Der HTA wurde ebenfalls mit Temperatursensoren an den Rohrwänden und im Rauchgastrakt bestückt, allerdings weitaus weniger ausführlich als in den Labormaschinen zuvor. Damit war aber zumindest eine grundsätzliche Bestätigung der Einhaltung der maximalen Rohrwandtemperaturen ermöglicht. Da die AKM in der Pilotinstallation für die versorgungssichere Klimatisierung des Gebäudes benötigt wurde, waren keine definierten Experimente am HTA möglich, es konnte nur auf die verfügbaren Daten aus dem realen Betrieb zurückgegriffen werden.

Es konnten folgende Erkenntnisse aus diesem Projekt bzgl. des HTA gezogen werden: Die Auslegung des HTA war betriebssicher, die Rohrwandtemperaturen waren innerhalb der gesetzten Limits und die Leistungsübertragung von Abgas in den HTA entsprach der im Zuge der Auslegung vorhergesagten. Allerdings konnten keine detaillierten Erkenntnisse über die Siedevorgänge in derartigen HTA gewonnen werden.

3.2.2 Weitere Untersuchungen zu Austreibern in Naturumlaufbauform

In den letzten Jahren haben einige Forschergruppen Untersuchungen und Entwicklungen im Bereich von Naturumlaufaustreibern vorgestellt. Auch im kommerziellen Umfeld konnten Aktivitäten beobachtet werden.

Heißwasserangetriebener Niedertempaturaustreiber im Naturumlauf

Eine Forschergruppe der TU Berlin hat in den vergangenen Jahren ausführliche Untersuchungen zu Austreibern für (LiBr-)Absorptionskältemaschinen durchgeführt [[Albers u. a. 2005](#)]. Im Fokus standen dabei sogenannte Austreiber mit Blasenpumpenfunktion. Auch dieser Austreiber nutzt einen durch Dichtedifferenz zwischen ein- und zweiphasiger Lösung hervorgerufenen Naturumlauf. Dieser thermisch getriebene Umlauf bietet das Potenzial, auf die im Lösungskreislauf von Absorptionskältemaschinen übliche mechanische Lösungspumpe verzichten zu können. Man erwartet damit

einen geringeren elektrischen Hilfsbedarf für den Betrieb der AKM und zusätzlich eine verbesserte Langlebigkeit der Maschine, da mechanisch bewegte Bauteile entfallen können.

Im vertikalen Austreiberrohr entstehen durch die Beheizung Dampfblasen. Die Beheizung erfolgt hier durch Heißwasser mit Temperaturen von bis zu 95 °C. Die Blasenpumpe fördert die vom Absorber kommende kältemittelreiche Lösung über das beheizte vertikale Austreiberrohr nach oben in einen Separator, wo sich der Dampf von der Lösung trennt. Der Dampf gelangt in den Kondensator und die kältemittelarme Lösung strömt einphasig zurück in den Absorber. Die über den Absorber und den Kopf im Separator verbundenen kommunizierenden Röhren ermöglichen den Naturumlauf. Überdies verspricht man sich gegenüber üblicherweise verwendeten Rieselfilmrohrbündelwärmeübertragern oder überfluteten Rohrbündeln höhere lösungsseitige Wärmeübergangskoeffizienten durch die Zweiphasenströmung [Trinh 2016]. Zudem verspricht man sich Vorteile in der Leistungsregelung der AKM, da der Lösungsumlauf automatisch mit der zugeführten Heizleistung skaliert und ein höhere Effizienz im Teillastfall ermöglicht.

Adelt u. a. [2013] haben eine Recherche verfügbarer (semi-)empirischer Korrelationen für die Berechnung der Wärmeübergänge in der Zweiphasenströmung eines solchen Austreiberrohrs vorgenommen. Sie kommen zum Schluss, dass die Anwendung der ermittelten Korrelationen nur bedingt zulässig ist. Als Ursachen wurden die - im Gegensatz zu den Experimenten aus der Literatur - sehr niedrigen Prozessdrücke in derartigen Niedertemperaturaustreibern ($p_{abs} < 100$ mbar), vergleichsweise geringe Durchflüsse ($\dot{m} < 100$ kg m⁻² s⁻¹) und die Verwendung anderer Fluide als Wasser bzw. LiBr-Lösung identifiziert.

Trinh [2016] hat experimentelle Untersuchungen an einem solchen Austreiber durchgeführt. Er hat in seinen zahlreichen Versuchen mit Wasser unterschiedliche Prozessrandbedingungen wie Heizleistung, Druck und Temperaturen variiert. Die experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten und die Umlaufmassenströme wurden mit Ergebnissen aus Modellrechnungen unter Verwendung bekannter Korrelationen verglichen. Es konnte für beide Aspekte - Wärmeübertragung und Umlaufverhalten - allerdings keine generell gültige Aussage abgeleitet werden. Die Wärmeübergangskoeffizienten wurden stets unterschätzt und die Vorhersage der Umlaufströme zeigte widersprüchliche Tendenzen. Trinh [2016] empfiehlt zuletzt eine Erweiterung der Versuchsreihen durch Verwendung von LiBr-Lösung sowie eine breitere Variation in der Geometrie des Rohres und der Heizleistung.

Diese Arbeiten sind für die vorliegenden Untersuchungen insoweit relevant, da sie zeigen, dass die Datenbasis für die Vorhersage der WÜK und des Umlaufverhaltens von LiBr-Naturumlaufaustreibern sehr lückenhaft ist. Die hier zitierten Arbeiten bestätigten generell die Erkenntnisse der Untersuchungen an Naturumlaufaustreibern von Kren [2009] und Plura [2008]. Allerdings ist der Anwendungsbereich u.U. entscheidend anders: Sowohl Druck als auch Beheizungsstärken im Blasenpumpenaustreiber waren geringer als in Hochtemperaturaustreibern.

Gasbefuerter Niedertemperaturaustreiber im Naturumlauf

Jung und Park [1998] untersuchten einen im Naturumlauf betriebenen Niedertemperaturaustreiber für einstufige LiBr-AWP. Es wurde ein Austreiber entwickelt, bei dem die Antriebswärme über einen erdgasbetriebenen Oberflächenbrenner in die vertikalen Siederohre eingebracht wird. Auch hier fungiert der Austreiber als thermische Blasenpumpe. Die im Labormaßstab durchgeführten Experimente zeigten positive Ergebnisse, allerdings wurden keine weiterführenden oder verallgemeinerbaren Aussagen getroffen.

3.2.3 Weitere Bauformen von abgasbeheizten Hochtemperaturaustreibern

Neben den beiden oben beschriebenen Hauptbauformen derartiger Austreiber wurden noch weitere Bauformen von Hochtemperaturaustreibern recherchiert, die im Folgenden kurz vorgestellt werden.

Gasbefuerter Hochtemperaturaustreiber mit Zwangsdurchströmung

Mori u. a. [2003] berichten von der Entwicklung von Triple-Effect-LiBr-Absorptionskältemaschinen durch ein japanisches Herstellerkonsortium. Diese dreistufigen Maschinen steigern die Effizienz des Prozesses gegenüber zweistufigen Maschinen nochmals um ca. 50%. Hierfür ist allerdings ein deutlich erhöhtes zusätzliches Temperatur- und Druckniveau erforderlich, auf dem sich auch der gasbetriebene Austreiber befindet. Die Entwicklung umfasste das Kreislaufdesign - hier nicht weiter diskutiert - und den Hochtemperaturaustreiber. Dieser scheint - der Quelle nach - ebenfalls in vertikaler Siederohrbauweise ausgeführt zu sein, allerdings mit einer Zwangsdurchströmung auf der Lösungsseite. Es wird von guter Performance und geringen Korrosionsraten im Hochtemperaturaustreiber berichtet. Die geringe Korrosion wurde auf den Einsatz spezieller Inhibitoren für die Korrosionsunterdrückung bei sehr hohen Lösungstemperaturen ($>220\text{ °C}$) und auf die zuverlässige Kühlung der Siederohre zurückgeführt.

Diese Arbeit bestätigt das vorteilhafte Design solcher Hochtemperaturaustreiber, auch wenn in den Berichten keine detaillierten Ergebnisse veröffentlicht wurden - vermutlich aus der Geheimhaltungsanforderung bei industrienaher Entwicklung.

Indirekt befeuerter Hochtemperaturaustreiber im Design eines Plattenwärmeübertragers

Die Forschergruppe um Marcos u. a. [2009] stellt die Entwicklung einer luftgekühlten zweistufigen Absorptionskältemaschine vor. Diese wird zur solarthermischen Klimatisierung eingesetzt. Sie umfasst einen Hochtemperaturaustreiber, der im Bedarfsfall mit Gas beheizt wird. Die Beheizung der Lösung im Austreiber wird allerdings nicht direkt durch den heißen Gasstrom realisiert. Vielmehr ist ein Thermoölkreislauf zwischengeschaltet, in dem das drucklose Thermoöl in einem Thermoölkessel auf bis zu 160 °C aufgeheizt werden kann. Das Öl gibt seine Wärme an den Sorptionskreislauf über einen Plattenwärmeübertrager ab, der auf der Lösungsseite zwangsdurchströmt ist.

Sie berichten gute lösungsseitige Wärmeübergangskoeffizienten und akzeptable Druckverluste. Diese Bauform bietet den Vorteil einer sehr kompakten und sehr kostengünstigen Ausführung des Austreibers und verspricht eine hohe Langlebigkeit aufgrund der moderaten Temperaturen des Wärmeübertragers. Auf der anderen Seite bedarf es bei diesem Konzept eines zusätzlichen Kessels für die Erwärmung des Thermoöls, was zusätzliche Kosten und Aufwand bedeutet.

Nichtsdestotrotz stellen Plattenwärmeübertrager eine sehr attraktive Bauform auch für gasbefeuerte Austreiber dar, die weiter untersucht werden sollte.

3.3 Aus dem Stand der Forschung abgeleiteter Untersuchungsbedarf

In den vorangegangenen Abschnitten wurde aufgezeigt, welches Potenzial ein Hochtemperaturaustreiber in Naturumlaufbauweise aufweist. Es ist - wie im vorherigen Abschnitt gezeigt - allerdings noch keine ausreichende Datenlage für die betriebssichere Auslegung derartiger Austreiber für LiBr-Absorptionswärmepumpen vorhanden. Daher musste bislang stets eine Auslegung mit großen Sicherheitszuschlägen gewählt werden, die naturgemäß mit Abstrichen hinsichtlich der thermischen und ökonomischen Effizienz verbunden ist. Aus den Erfahrungen der zuvor vorgestellten Vorläuferarbeiten haben sich noch ungelöste Fragestellungen ergeben, die im Zuge dieser Arbeit beantwortet werden sollen.

Das wichtigste Kriterium bei der Auslegung von abgasbeheizten Austreibern ist die Kenntnis des Wärmeübergangs von der Rohrwand auf die LiBr-Lösung, die die Kühlung des beheizten Rohres darstellt. Bei Betrieb mit heißem Abgas (bis zu 1500 °C) können Wärmestromdichten von bis zu 300 kW m⁻² resultieren.

Bei entsprechend schlechtem Wärmeübergang auf der Lösungsseite kann für die Rohrwand eine kritisch hohe Temperatur resultieren. Die Lösungstemperaturen liegen in Hochtemperaturaustreibern häufig über 140 °C. Die Gefahr der Korrosion der Rohre durch die salzhaltige Lösung steigt mit zunehmender Temperatur. Die Wand steht in Kontakt mit der Lösung, so dass die Lösung wandnah lokal höhere Temperaturen annehmen kann. Eine scharfe Grenze zulässiger Rohrwandtemperaturen ist nicht konkret zu benennen, der positive Einfluss von korrosionsunterdrückenden Inhibitoren in der LiBr-Lösung nimmt allerdings bei Temperaturen von über 180-190°C stark ab. Diese Grenze ist also als Richtwert für die maximal zulässige Rohrwandtemperatur zu sehen.

Die Wärmeübertragung in vertikalen Siederohren ist über die Höhe des Siederohrs unterschiedlich, da sich über die Höhe zunehmend Wasserdampf bildet und damit zwischen ein- und zweiseitigen Regionen unterschieden werden muss. Zudem ist die lokale Wärmeübertragung sehr stark abhängig vom lokalen Strömungszustand und zudem von der lokal eingebrachten Heizleistung. Der lokale Strömungszustand hängt vom im Naturumlauf umgewälzten Massenstrom ab, der wiederum von der eingebrachten Heizleistung abhängt. Es liegt also ein implizites Problem vor.

Aufgabe dieser Arbeit ist es daher, das Verständnis für die Vorgänge in derartigen Siederohren zu verbessern. Es soll mithilfe von detaillierten experimentellen Untersuchungen in Kombination mit numerischen Modellen eine generelle quantitative Beschreibung von Strömungsverhalten und v.a. Wärmeübertragung in Abhängigkeit aller relevanten Prozessparameter in Siederohren für LiBr-Hochtemperaturaustreiber abgeleitet werden, wobei die Gültigkeit bestehender Korrelationen für die Beschreibung der Vorgänge überprüft wird. Das Ziel ist am Ende, ein effizientes und v.a. betriebssicheres Design künftiger abgasbeheizter Hochtemperaturaustreiber empfehlen zu können.

Kapitel 4

Naturumlaufaustreiber - Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst die Funktionsweise von Hochtemperaturaustreibern in Naturumlaufbauform erläutert. Weiterführend werden die unterschiedlichen Strömungsbereiche und Wärmeübertragungsarten in vertikalen Siederohren - wie sie in Naturumlaufaustreibern zum Einsatz kommen - beschrieben. Es werden allgemeine Kenngrößen für die Beschreibung der Strömung und der Wärmeübertragung eingeführt, die für alle weiteren beschreibenden Größen im Siederohr benötigt werden. Es werden die physikalischen Zusammenhänge und verschiedene, zumeist empirische Berechnungsmethoden für die Strömungsmechanik (v.a. Druckverluste) und für die Wärmeübertragung in den verschiedenen Zonen - einphasiger, zweiphasiger Bereich - im Siederohr vorgestellt. Die verfügbaren Korrelationen sind aus einer Vielzahl von experimentellen Ergebnissen anhand verschiedenster Fluide, Rohrgeometrien und Betriebsparameter abgeleitet. Die verfügbaren Korrelationen werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels auf ihre spezielle Eignung für den Naturumlaufaustreiber - mit wässriger LiBr-Lösung und vergleichsweise geringen Absolutdrücken - analysiert.

4.1 Funktionsprinzip von Naturumlaufverdampfern

Verdampfer und im speziellen Naturumlaufverdampfer werden im Bereich der thermischen Verfahrenstechnik häufig eingesetzt. In klassischen Dampferzeugern in Kraftwerken über Destillationskolonnen in verfahrenstechnischen Anlagen bis hin zu Austreibern in der Absorptionswärmepumpentechnik findet man sie in der Anwendung. Sie erzeugen Dampf aus einer flüssigen Phase heraus. Wärmezufuhr in den Verdampfer hinein löst den Phasenwechsel der zu verdampfenden Prozessflüssigkeit aus. Wie oben bereits beschrieben, existieren unterschiedliche Bauformen von Verdampfern: Plattenwärmeübertrager, vom Prozessfluid berieselte oder umspülte Rohrbündel und nicht zuletzt Umlaufverdampfer, bei denen das Prozessfluid innerhalb vertikaler Rohre nach oben strömt und die Rohre von außen beheizt werden. Für eine Übersicht an Verdampferbauformen sei z.B. auf [Effenberger \[1999\]](#) verwiesen. Verdampfer lassen sich grundsätzlich in *Zwangsumlaufverdampfer* bzw. *Naturumlaufverdampfer* bzw. *Durchlaufverdampfer* einteilen.

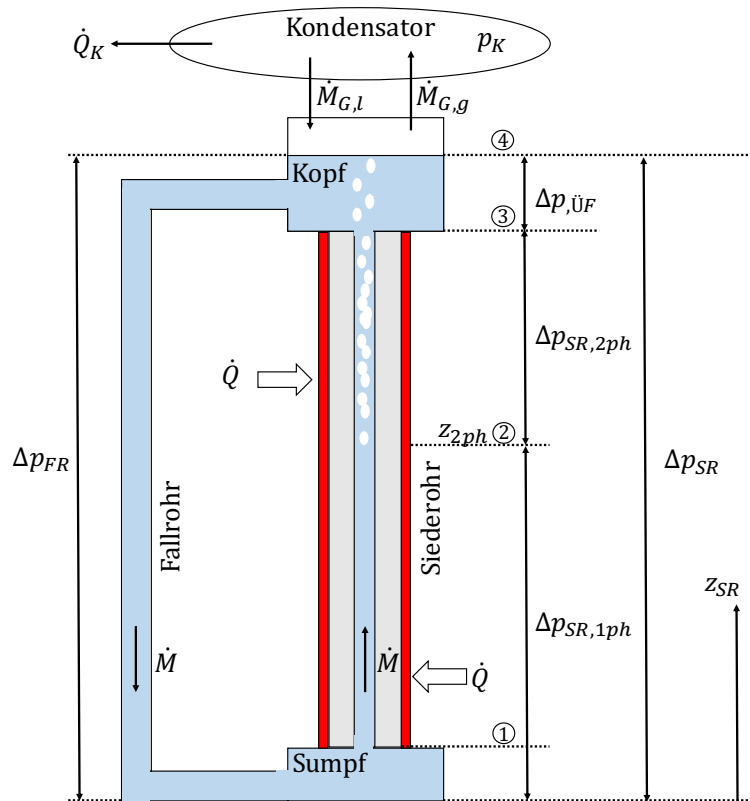
In *Zwangsumlaufverdampfern* bzw. *Durchlaufverdampfern* wird das Prozessfluid durch Zufuhr von mechanischer Energie (durch z.B. eine Pumpe) aufwärts durch das Verdampfer-, Siede- oder Steigrohr gefördert. *Umlaufverdampfer* enthalten neben den eigentlichen Siederohren stets ein oder mehrere Fallrohre. Vom oberen Ende des Siederohrs wird nicht verdampfte Flüssigkeit über i.d.R. unbeheizte Fallrohre wieder an den unteren Eintritt des Siederohrs zurückgeführt und der entstandene Dampf wird meist nach oben in den nächsten Prozessschritt geführt. *Durchlaufverdampfer* hingegen weisen nur die Siederohre auf. Der entstandene Dampf und die u.U. noch vorhandene Flüssigkeit verlassen das Siederohr am oberen Ende und werden dem nächsten Prozessschritt zu-

geführt. Durchlaufverdampfer können für die Erzeugung von sowohl Satt Dampf als auch überhitztem Dampf eingesetzt werden, während Umlaufverdampfer nur Satt Dampf liefern können.

Naturumlaufverdampfer erfordern keine Zufuhr von mechanischer Energie, sondern nutzen den Dichteunterschied des Prozessfluids zwischen den Siede- und Fallrohren. Vorteilhaft ist hierbei, dass keine mechanischen Komponenten in u.U. aggressiven oder korrosiven Medien verwendet werden müssen. Dies führt zu geringeren Kosten sowohl in Herstellung als auch Instandhaltung und zu höherer Standfestigkeit als bei zwangsdurchstömten Verdampfern. Nachteilig ist die komplexe Auslegung eines solchen Apparats, da die Umlaufströme per se nicht von vornherein bekannt sind und u.U. schwingende oder instabile Betriebszustände auftreten können (z.B. [Arneth \[1999\]](#) und [Dialer \[1983\]](#)).

Anhand von Abbildung 4.1 wird das Naturumlaufprinzip für die spezielle Anwendung als Desorber für Absorptionswärmepumpen erläutert. Der Naturumlaufverdampfer besteht aus vier Hauptkomponenten: Die von außen mit dem Wärmestrom \dot{Q} beheizten Siederohre, die unbeheizten Fallrohre sowie Kopf und Sumpf. Oberhalb des Kopfes befindet sich der Kondensator, in den der im Siederohr entstandene Dampfmassenstrom $\dot{M}_{G,g}$ gelangt und dort wieder kondensiert. Das Kondensat $\dot{M}_{G,l}$ wird dann entweder dem Absorptionsprozess (zum Verdampfer) zugeführt oder wieder in den Kopf zurückgeführt (Wärmepumpenmodus vs. *Heatpipe*-Modus, wie er im Versuchsbetrieb benutzt wird - siehe auch Kapitel 5).

Das Prozessfluid im Siederohr - hier wässrige LiBr-Lösung - wird durch die Wärmezufuhr erwärmt und zum Sieden gebracht. Dadurch bilden sich (Wasser-)Dampfblasen, die aufgrund ihrer geringen Dichte durch Auftriebskräfte nach oben steigen. Der Dampf im Siederohr führt zu einer mittleren Dichte des Zweiphasengemisches, die geringer ist als die der einphasigen Flüssigkeit im Fallrohr. Diese Dichtedifferenz führt zu einer hydrostatischen Druckdifferenz zwischen Fall- und Steigrohr. Diese führt dann zum Umlaufmassenstrom \dot{M} , wobei das Fluid dabei im Siederohr nach oben strömt. Die bewegte Strömung erfährt Widerstände, die in Form von Druckverlusten zu überwinden sind. Neben der Überwindung der hydrostatischen Höhe wirken der Strömung Reibungsdruckverluste und Beschleunigungsdruckverluste entgegen. Die Summe der Druckverluste im Siederohr Δp_{SR} muss dabei aufgrund der Energieerhaltung gleich der Summe an Druckverlusten im Fallrohr Δp_{FR} sein. Die Druckbilanz und die beteiligten einzelnen Druckterme werden im weiteren Verlauf dieses Abschnittes detailliert erläutert. Der erzeugte Dampf separiert sich im Kopf von der Flüssigkeit. Diese fällt bzw. strömt im Fallrohr wieder zurück in den Sumpf und der Kreislauf beginnt von neuem.

**Abbildung 4.1**

Funktionsprinzip eines Naturumlaufverdampfers

Die Zustände im Siederrohr lassen sich - unter Verweis auf Abbildung 4.1 - wie folgt beschreiben. Im Kopf ④ hat das Fluid Sättigungstemperatur entsprechend dem Betriebsdruck p_K . In Fallrohr und Sumpf liegt einphasiges flüssiges Fluid vor, das bei ① ins Siederrohr eintritt und - sofern im Fallrohr kein Wärmeaustausch auftritt - nach wie vor die Kopftemperatur hat. Daher liegt das Fluid beim Eintritt in das Siederrohr unterkühlt vor, d.h. seine Temperatur liegt unterhalb der dortigen Sättigungstemperatur. Diese ist aufgrund des höheren Drucks im Sumpf höher als im Kopf - verursacht durch die hydrostatische Säule im Siederrohr und der Flüssigkeit überhalb des Siederrohrs im Kopf (Überfüllung ÜF) bzw. durch den Gegendruck aufgrund der Strömung.

Abhängig von den Beträgen des Massenstroms und des zugeführten Wärmestroms wird ab einer bestimmten Höhe im Siederrohr z_{2ph} ② die vom lokalen Druck abhängige Sättigungstemperatur erreicht, die Bildung von Dampf führt zum Übergang in die Zweiphasenströmung. Grundsätzlich gilt aber - unter der Annahme eines ideal wärmegeprägten Gesamtsystems und eines stationären Betriebszustands: Jegliche dem System zugeführte Wärme führt zur Dampfbildung, da sich das System im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, d.h. die Flüssigkeit steht mit der darüber liegenden Gasphase im Gleichgewicht, die Flüssigkeit siedet also. Der Ort der Dampfbildung entspricht aber nicht zwangsläufig dem Ort der zugehörigen Wärmezufuhr, sondern der Dampf entsteht dort, wo der lokale Druck diese Dampfbildung erlaubt. Ist die Strömung unterkühlt, so führt die dortige Wärmezufuhr zu einer sensiblen Aufwärmung des Fluids. Erst wenn der - nach oben abnehmende - Druck dem Sättigungsdruck entsprechend der lokalen Temperatur entspricht, wird die bis dorthin eingebrachte Wärme in Form von Dampf frei. Jede weitere Wärmezufuhr auf dem Weg nach oben führt dann sofort zu weiterer Dampfbildung.

4.2 Strömungsformen und Wärmeübergangsbereiche im Siederohr

Im Siederohr stellen sich - hauptsächlich abhängig vom Dampfgehalt der Zweiphasenströmung - definierte Bereiche des Strömungszustandes und daraus auch resultierende Wärmeübertragungsbereiche ein, wie in Abbildung 4.2 illustriert und im Folgenden in Anlehnung an Baehr [2008] und Schmidt [2013] beschrieben.

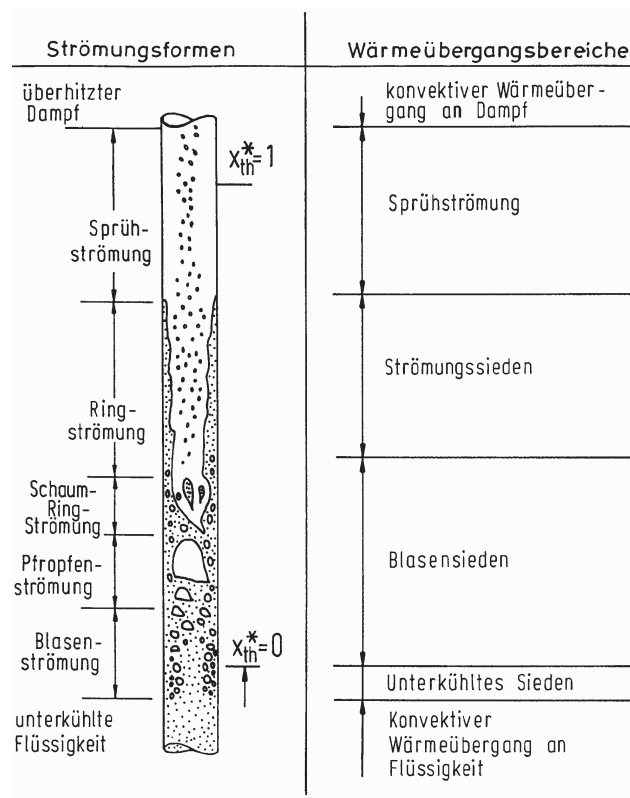


Abbildung 4.2

Strömungsformen und zugehörige Wärmeübergangsbereiche für vertikale Siederohre (aus Baehr [2008])

Unterkühlte Flüssigkeit: Am Eintritt in das Siederohr liegt die Flüssigkeit einphasig und gegenüber der lokalen Sättigungstemperatur unterkühlt vor ($\dot{x}_{th} < 0$). Die dortige Wärmeübertragung von Rohrwand auf das Fluid ist durch erzwungene einphasige Konvektion charakterisiert ¹.

Blasenströmung: Obwohl das Fluid in der Kernströmung unterkühlt ist, also noch nicht die lokale Sättigungstemperatur erreicht hat, kann es durchaus bereits zu Siedevorgängen und lokaler Dampfblasenbildung an der Wand kommen. Man spricht dann von unterkühltem Sieden. Dies kann auftreten, wenn die Übertemperatur - also die Differenz zwischen Wandinnentemperatur und wandna-

¹Es ist darauf zu achten, dass der Begriff *Konvektion* für zwei Aspekte verwendet wird. Zum Einen in der Wärmeübertragung: es wird zwischen freier und erzwungener Konvektion unterschieden. Beim Naturumlaufverdampfer wird die Strömung nicht mechanisch „erzwungen“, sie entsteht „natürlich“. Die Wärmeübertragung findet aber trotz des natürlichen Umlaufes durch erzwungene Konvektion statt. Für den konvektiven Wärmetransport von der Rohrwand auf das Fluid ist es unerheblich in welcher Form das Fluid durch das Rohr bewegt wird - sei es nun mechanisch oder thermisch erzwungen.

her Fluidtemperatur - bzw. die Wärmestromdichte so groß ist, dass die eingetragene Wärme nicht mehr durch Wärmeleitung und Konvektion im Fluid in den Kern der Strömung gelangen kann. Es entstehen in Wandnähe Dampfblasen, die konvektiv in den unterkühlten Kern der Strömung transportiert werden und dort kondensieren. Es resultiert ein stark verbesserter Wärmeübergang gegenüber dem rein konvektiven einphasigen Bereich. Ist die Sättigungstemperatur erreicht, führt die Wärmezufuhr zur Bildung von bleibendem Dampf, der Dampfgehalt \dot{x}_{th} steigt an ($\dot{x}_{th} \geq 0$, Beginn der Nettodampfentwicklung).²

In diesem Bereich sind Dampfblasen im Fluid vorhanden und mit diesem homogen vermischt. Der Siedemechanismus in diesem Bereich - wie auch bereits beim unterkühlten Sieden - ist das Blasen-sieden. Die einzelnen Siede- und zugehörigen Wärmeübergangsmechanismen werden in Abschnitt 4.5.2 detailliert erläutert.

Pfropfenströmung / Kolbenblasenströmung: Mit zunehmender Dampfmenge vereinigen sich einzelne kleine Dampfblasen zu zusammenhängenden kolbenähnlichen Dampfpfropfen. Vereinzelt befinden sich noch kleine Bläschen in der Flüssigkeit. Auch hier wird die Wärme hauptsächlich durch Blasensieden in das Fluid eingebracht.

Schaumringströmung / Chaotische Strömung: Wenn hohe Durchsätze vorliegen, so bleiben die Pfropfen nicht bestehen, sondern fächern auf, so dass eine scheinbar chaotische Verteilung von Dampf und Flüssigkeit herrscht. Auch hier ist die Wand noch vollständig durch einen relativ dicken Flüssigkeitsfilm benetzt, der Wärmeübergang ist auch hier durch Blasenbildung an der Wand charakterisiert und hat eine also ähnliche Wärmeübertragungsgüte wie bei Blasenströmung bzw. Pfropfenströmung.

Ringstrahlenströmung: Mit zunehmendem Dampfgehalt bleibt die Wand noch von einem dicken Flüssigkeitsfilm benetzt, im Kern der Strömung treten dünne strähnige Flüssigkeitsfetzen auf. Die Wärmeübertragung ist nach wie vor durch Blasensieden charakterisiert.

Ringströmung: Sehr häufig tritt dann Ringströmung auf, die sich derart gestaltet, dass der Kern des Rohres fast vollständig mit schnell aufwärts strömendem Dampf gefüllt ist, während die Wand mit einem nur noch dünnen Flüssigkeitsfilm benetzt ist. Im Unterschied zu den vorherigen Bereichen ist der Wärmeübergang hier nicht mehr durch den Mechanismus des Blasensiedens charakterisiert, bei dem die Dampfblasenbildung an der Wand stattfindet. Hier ist der Wärmewiderstand des dünnen Flüssigkeitsfilms so gering, dass die Wärme durch den Film geleitet wird und der Phasenwechsel erst an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampfkern stattfindet. Dies hat auch zur Folge, dass aufgrund des hohen Wärmeumsatzes durch den Phasenwechsel an der Phasengrenzfläche die Temperatur im Flüssigkeitsfilm niedrig bleibt, so dass das Blasenwachstum an der Wand selbst unterdrückt ist. Man bezeichnet diesen Mechanismus als Strömungssieden. Das Strömungssieden ist ein Mechanismus, der also der erzwungenen Konvektion folgt. Ein hoher Wärmeübergang ist aufgrund der schnell strömenden Flüssigkeit die Folge - meist aber geringer als beim Blasensieden.

Sprühströmung: Bei steigenden Dampfgehalten löst sich der Flüssigkeitsring an der Wand auf und

²In der Literatur findet man verschiedene Formelzeichen für den (Strömungs-)Dampfgehalt, der häufig auch mit *Quality* bezeichnet wird. Neben x_{th}^* (wie in Abb. 4.2) findet man auch \dot{x}_{th} oder auch x^* . Der Index *th* steht für thermodynamischer Dampfgehalt, siehe Gl. 4.5 ff. und den dortigen Beschreibungen.

nur noch wenige kleine Flüssigkeitstropfen sind gleichmäßig über den Rohrquerschnitt verteilt. Ein kombinierter Wärmeübergang aus Verdampfung von kleinen Tröpfchen an der Wand und Übertragung durch einphasige Konvektion an den Dampf findet statt. Der Wärmeübergang sinkt im Vergleich zu vorher stark ab.

Überhitzter Dampf: Wenn sämtliche Flüssigkeit verdampft wurde ($\dot{x}_{th} \geq 1$), strömt nur noch Dampf durch das Rohr, welcher durch die weitere Wärmezufuhr überhitzt wird. Die Wärmeübertragung ist durch reine einphasige Konvektion charakterisiert. Die Wärmeübertragung ist im Vergleich zu den Wärmeübergängen im siedenden Bereich deutlich verschlechtert.

Für die Auslegung eines Naturumlaufverdampfers ist es anzustreben, möglichst hohe Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) über die gesamte Rohrlänge zu erzielen. Daher sind Strömungsbereiche zu vermeiden bzw. treten in Naturumlaufverdampfern im Normalfall ohnehin nicht auf, die keinen Flüssigkeitsfilm mehr an der Wand aufweisen. Alle Zustände oberhalb der Ringströmung weisen stark reduzierte WÜK auf und führen zu einer starken Zunahme der Wandtemperatur. Zudem muss für die Sicherstellung des Naturumlaufs stets genügend flüssiges Fluid aus dem Siederohr austreten, um das Fallrohr zu speisen.

4.3 Allgemeine Kenngrößen für das Fluid im Siederohr

Reynolds- und Nusselt-Zahl

Zur Charakterisierung des Zustandes eines strömenden Fluides in kreisrunden Rohren mit dem Innendurchmesser d_i wird die dimensionslose *Reynolds-Zahl* herangezogen. Sie beschreibt das Verhältnis der Trägheits- zu den Zähigkeitskräften und ist wie folgt definiert:

$$\text{Re} = \frac{\rho u d_i}{\eta} = \frac{\dot{m} d_i}{\eta} \quad (4.1)$$

Hierbei stellt $\dot{m} = \frac{\dot{M}}{A}$ den sogenannten querschnittsbezogenen Massenstrom oder die Massenstromdichte dar (oft auch mit G bezeichnet). Die dimensionslose *Nusselt-Zahl* setzt den Wärmeübergangskoeffizienten des im Rohr mit dem Durchmesser d_i strömenden Fluids α in das Verhältnis zur Wärmeleitung im ruhenden Fluid mit der Wärmeleitfähigkeit λ .

$$\text{Nu} = \frac{\alpha}{\left(\frac{\lambda}{d_i}\right)} \quad (4.2)$$

Dampfgehalt und Dampfanteil

Für die Bestimmung des Volumenanteils bzw. des volumetrischen Dampfanteils (Index „G“, engl.: *gaseous*) ε wird der gasgefüllte Teil des Rohrs bzw. das Volumen V_G , das der Dampf im Rohr einnimmt, ins Verhältnis zum gesamten Volumen des Siederohres V_{SR} gesetzt. ε kann dabei Werte von

0 bis 1 annehmen.

$$\varepsilon = \frac{V_G}{V_{SR}} \quad (4.3)$$

Das Volumen der Flüssigkeit (Index „L“, engl.: *liquid*) ist dann entsprechend:

$$V_L = (1 - \varepsilon) V_{SR} \quad (4.4)$$

Bezieht man die Volumenströme des Dampfes und der Gesamtströmung aufeinander, so ist der Strömungsdampfanteil $\dot{\varepsilon}$ zu verwenden, für den Massengehalt der jeweiligen Massenströme der Strömungsdampfgehalt \dot{x} :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{V}_G}{\dot{V}} \quad \text{bzw.} \quad \dot{x} = \frac{\dot{M}_G}{\dot{M}} \quad (4.5)$$

Der massenbezogene Strömungsdampfgehalt \dot{x} kann über folgende Beziehung unter Einbezug der Dichten der beiden Phasen ρ_L bzw. ρ_G mit dem volumetrischen Strömungsdampfanteil $\dot{\varepsilon}$ verknüpft werden:

$$\dot{x} = \frac{\dot{\varepsilon} \dot{V} \rho_G}{\dot{\varepsilon} \dot{V} \rho_G + (1 - \dot{\varepsilon}) \dot{V} \rho_L} = \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon} + (1 - \dot{\varepsilon}) \frac{\rho_L}{\rho_G}} \quad (4.6)$$

In beheizten (vertikalen) Siederohren wird der Dampf durch Wärmezufuhr im Siederohr erzeugt, wie bereits erläutert. Es lässt sich der massenstrombezogene *thermodynamische* Strömungsdampfgehalt \dot{x}_{th} an einer bestimmten Position im Siederohr berechnen, wofür man nach Gl. 4.7 die folgenden Größen benötigt: Das Fluid hat an diesem Ort die spezifische Enthalpie h . Diese hängt u.a. von der aktuellen Temperatur, dem Druck und dem Dampfanteil ab. Zudem werden die Enthalpie des Fluids auf der Siedelinie h' (hier hat das Fluid Sättigungstemperatur und einen Dampfanteil von Null) sowie die Verdampfungsenthalpie Δh_V benötigt.

$$\dot{x}_{th} = \frac{h - h'}{\Delta h_V} \quad (4.7)$$

Der thermodynamische Strömungsdampfgehalt entspricht immer genau dann dem wahren Strömungsdampfgehalt $\dot{x}_{th} = \dot{x}$, wenn die Temperaturen von Flüssigkeit und Dampf identisch sind, über den gesamten Rohrquerschnitt also thermodynamisches Gleichgewicht besteht. Dies trifft für die Ein- und Austrittsbereiche des Rohres u.U. nicht zu. Im Eintrittsbereich kann es trotz Unterkühlung bereits zur Bildung von Dampfblasen an der Wand kommen, welche dann aber im Kern wieder kondensieren. Der wahre Strömungsdampfgehalt \dot{x} ist also Null. Der thermodynamische Strömungsdampfgehalt ist für diesen Fall sogar negativ, da die mittlere Fluidtemperatur noch unterhalb der Sättigungstemperatur liegt. Für den Bereich hoher Dampfanteile am Austritt des Rohres (Sprühströmung) ist es umgekehrt. Der Dampf ist bezogen auf den Sättigungszustand überhitzt, während die kleinen Flüssigkeitströpfchen noch Gleichgewichtstemperatur aufweisen. Der thermo-

dynamische Strömungsdampfgehalt ist bereits gleich eins, während der wahre Strömungsdampfgehalt noch kleiner eins ist. Wenn die gesamte Flüssigkeit verdampft ist und der Dampf durch weitere Wärmezufuhr überhitzt wird, so ist der thermodynamische Strömungsdampfgehalt größer Eins.

Unter Einbezug der Dichte lassen sich die Geschwindigkeiten des Dampfes u_G und der Flüssigkeit u_L aus den oben genannten Größen gemäß den folgenden Gleichungen 4.8 und 4.9 berechnen.

$$u_G = \frac{\dot{M}_G}{\rho_G A_G} = \frac{\dot{x} \dot{M}}{\rho_G \dot{\epsilon} A} = \frac{\dot{x} \dot{m}}{\rho_G \dot{\epsilon}} \quad \text{mit} \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} \quad (4.8)$$

$$u_L = \frac{\dot{M}_L}{\rho_L A_L} = \frac{(1 - \dot{x}) \dot{M}}{\rho_L (1 - \dot{\epsilon}) A} = \frac{(1 - \dot{x}) \dot{m}}{\rho_L (1 - \dot{\epsilon})} \quad (4.9)$$

Aus den bekannten Dampfgehalten lässt sich für jede Phase eine Impulsstromdichte i berechnen. Mit dieser lässt sich unter Verwendung der Strömungskarte in Abbildung 4.3 voraussagen, welche Strömungsform in einem vertikalen Siederohr lokal auftreten wird [Schmidt 2013].

$$i_{G,0} = \frac{\dot{M}_G u_G}{A_G} = \frac{[\dot{m} \dot{x}]^2}{\rho_G} \quad \text{für die Gasphase} \quad (4.10)$$

$$i_{L,0} = \frac{\dot{M}_L u_L}{A_L} = \frac{[\dot{m} (1 - \dot{x})]^2}{\rho_L} \quad \text{für die flüssige Phase} \quad (4.11)$$

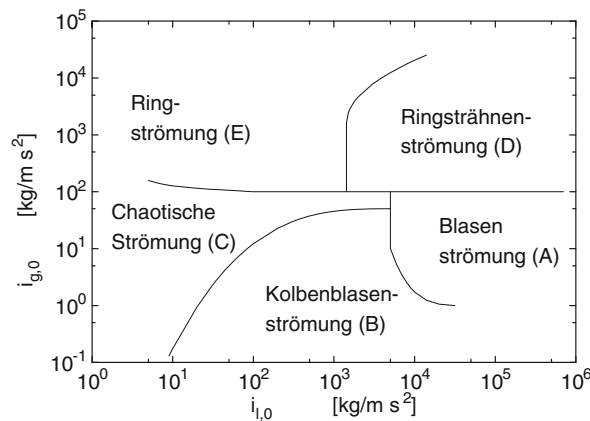


Abbildung 4.3
Strömungskarte für vertikale Siederohre (aus Schmidt [2013])

Anm. zur Abb.: im Diagramm werden die Indizes l und g anstelle L und G für flüssig bzw. gasförmig verwendet.

Der *Schlupf* s bezeichnet das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten von Dampf und Flüssigkeit. In realen Strömungen ist der Schlupf aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten der getrennt voneinander strömenden Phasen stets > 1 :

$$s = \frac{u_G}{u_L} = \frac{\dot{x}}{1 - \dot{x}} \frac{1 - \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \frac{\rho_L}{\rho_G} \quad (4.12)$$

Im Sonderfall *homogener Strömungen*, in denen die Geschwindigkeiten von Dampf und Flüssigkeit gleich sind, beträgt der Schlupf $s = 1$, es gilt dann $\dot{\epsilon} = \epsilon = \dot{\epsilon}_{hom}$.

$$\dot{\epsilon}_{hom} = \frac{\rho_L \dot{x}}{\rho_L \dot{x} + \rho_G (1 - \dot{x})} \quad (4.13)$$

Reale Strömungen, bei denen der Schlupf $s > 1$ ist, werden als *heterogene* Strömungen bezeichnet. Der volumetrische Dampfanteil ist eine wichtige Größe für die Charakterisierung und Berechnung von Zweiphasenströmungen, in denen die Gas-/Flüssigkeitsströmung zum Teil diskontinuierlich ist. Es kann sich sprunghaft der Strömungszustand, wie z.B. die Dichte, an einem Ort ändern. Bei der praktischen Berechnung ist es deshalb üblich, das komplexe diskontinuierliche Strömungsverhalten vereinfachend zu modellieren, wobei die Strömung so behandelt wird, als ob sie kontinuierlich wäre. Die gebräuchlichsten Modellansätze sind das heterogene Modell (Gas und Flüssigkeit sind zwei Phasen), das homogene Modell (Gas und Flüssigkeit werden als eine gemeinsame Phase betrachtet), das Drift-Flux-Modell und das Zwei-Fluid-Modell. Sowohl das reine Drift-Flux- als auch das Zwei-Fluid-Modell sind so aufwändig, dass sie praktisch nur in komplexen Programmsystemen oder bei der Berechnung von Phasenseparationsvorgängen eingesetzt werden. Dagegen können das heterogene und homogene Modell mit vertretbarem Aufwand zur praktischen Berechnung unabhängig von großen Programmsystemen verwendet werden. Nachdem das einfache homogene Modell nach Gl. 4.13 für die Bestimmung des Dampfanteils nur bei bestimmten Bedingungen einsetzbar ist ($s = 1$), wurde aus den Berechnungen mittels des komplexen Drift-Flux-Modelles und experimentellen Daten ein validierter Ansatz zur Ermittlung der Strömungsdampfanteile $\dot{\epsilon}$ entwickelt. Gerade im Bereich kleiner Dampfmassenanteile bestehen teils große Unterschiede im volumetrischen Dampfanteil je nach Modell, daher sind folgende Berechnungsgleichungen für heterogene Strömungen empfohlen [Schmidt 2013].

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{C_0}{\dot{\epsilon}_{hom}} + \frac{\rho_G u_{gj}}{\dot{x} \dot{m}} \right)^{-1} \quad (4.14)$$

$$\text{mit } C_0 = 1 + 0,2 (1 - \dot{x}) \frac{(g d_i)^{0,25} \rho_L^{0,5}}{\dot{m}^{0,5}}$$

$$\text{und } u_{gj} = 1,18 \left(\frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{0,25} (1 - \dot{x})$$

wobei C_0 den Verteilungsfaktor für den Gasanteil und u_{gj} die gewichtete gemittelte Driftgeschwindigkeit bezeichnet. Für diese sind in der Literatur anwendungsspezifische Werte bzw. Funktionen angegeben [Schmidt 2013].

4.4 Fluiddynamik im Siederohr

4.4.1 Globale Druckbilanz

Die Wärmezufuhr in das Siederohr führt zur Bildung von Dampf und damit zu einer zweiphasigen Strömung. Die entstehende Dichtedifferenz zwischen dem rein einphasigen Fluid im Fallrohr und dem zweiphasigen - weniger dichten - Fluid im Siederohr führt zu einer Druckdifferenz, die zur antreibenden Kraft des Naturumlaufs wird - im Folgenden mit Δp_t bezeichnet. Die damit erzwungene Umlaufströmung verursacht Reibungs- und Beschleunigungsdruckabfälle - in Siederohr SR (auch Steigrohr) und Fallrohr FR. Man wählt den Kopf und den Sumpf als Bezugsorte, in denen das Flüssigkeitsvolumen so groß ist, dass dort die Strömungsgeschwindigkeit annähernd null ist und damit der statische Ruhedruck herrscht. In diesem geschlossenen hydraulischen System muss die Differenz der statischen Drücke in Sumpf und Kopf über den Weg des Siederohres Δp_{SR} gleich sein der Druckdifferenz zwischen Sumpf und Kopf über den Weg des Fallrohres Δp_{FR} (gegen die Strömungsrichtung, siehe nochmals Abbildung 4.1 auf S. 41).

$$p_{\text{Sumpf}} - p_{\text{Kopf}} = \Delta p_{FR} \stackrel{!}{=} \Delta p_{SR} > 0 \quad (4.15)$$

Die treibende Druckdifferenz Δp_t ist das Resultat der unterschiedlichen mittleren Dichten in Siede- und Fallrohr und deren Höhe l_{SR} , also der jeweiligen hydrostatischen Druckänderung Δp_H . Die mittlere Dichte im Siederohr ist maßgeblich durch den volumetrischen Dampfanteil ε bestimmt.

$$\Delta p_t = (\bar{\rho}_{FR} - \bar{\rho}_{SR}) g l_{SR} = \Delta p_{H,FR} - \Delta p_{H,SR} \quad (4.16)$$

4.4.2 Druckverlustmechanismen

Die Druckverlustanteile, die in einem Rohr zum Gesamtdruckverlust Δp führen, sind folgende:

Die Abnahme des statischen Drucks durch das abnehmende Gewicht der Fluidsäule nach oben, auch als hydrostatische Druckänderung Δp_H bezeichnet.

Irreversibler Abfall des statischen Drucks entlang des Strömungswegs durch Reibungsdruckverlust Δp_R (stets positiv), den jedes strömende Fluid aufgrund der Interaktion zwischen Fluid und Rohrwand bzw. durch Impulsaustausch zwischen den einzelnen Phasen des Fluids verursacht. Dieser tritt sowohl in der Strömung im Rohr, als auch an Einbauten, Umlenkungen, Querschnittsänderungen usw. auf.

Zuletzt tritt v.a. bei diabaten Strömungen oder verdampfenden Fluiden eine Änderung des lokalen statischen Drucks infolge von Geschwindigkeitsänderungen im Fluid auf, auch als Beschleunigungsdruckänderung Δp_B bezeichnet.

Für das Siederohr SR gilt:

$$\Delta p_{SR} = p_{\text{Sumpf}} - p_{\text{Kopf}} = \Delta p_{H,SR} + \Delta p_{R,SR} + \Delta p_{B,SR} \quad (4.17)$$

Im Fallrohr FR liegt einphasiges Fluid vor, das keinem Wärmeaustausch unterliegt. Somit ist die

Beschleunigungsdruckänderung vernachlässigbar.

$$\Delta p_{FR} = p_{Sumpf} - p_{Kopf} = \Delta p_{H,FR} - \Delta p_{R,FR} \quad (4.18)$$

4.4.2.1 Hydrostatische Druckänderung Δp_H

Der durch eine Fluidsäule mit ihrer senkrechten Höhe l und ihrer mittleren Dichte $\bar{\rho}$ und der Erdbeschleunigung g verursachte Druck p_H am unteren Ende der Säule ist:

$$p_H = \bar{\rho} g l \quad (4.19)$$

Für einen Höhenabschnitt der Länge Δz sowohl in Steig- als auch in Fallrohr lässt sich die Druckdifferenz aufgrund der hydrostatischen Säule Δp_H wie folgt ausdrücken:

$$\Delta p_H = \bar{\rho} g \Delta z \quad (4.20)$$

Die integralen Druckdifferenzen p_H (ebenso wie p_R und p_B) in Steig- und Fallrohr der Länge l ergeben sich aus der Summation der Druckverluste in den einzelnen Höhenabschnitten mit der Länge Δz . Die mittlere Dichte eines Zweiphasengemischs $\bar{\rho}$ lässt sich mit Kenntnis des Dampfanteils im Siederohr ε wie folgt berechnen:

$$\bar{\rho} = (1 - \varepsilon) \rho_G + \varepsilon \rho_L \quad (4.21)$$

4.4.2.2 Reibungsdruckverlust Δp_R

Generell lässt sich der Reibungsdruckabfall in einer längenspezifischen Form $(dp/dz)_R$ in Abhängigkeit von der Massenstromdichte \dot{m} bzw. der Strömungsgeschwindigkeit c , der Dichte des Fluids ρ und dem Gesamtwiderstandsbeiwert ζ darstellen. Der Gesamtwiderstandsbeiwert bei durchströmten Systemen ist die Summe der Einzeldruckverlustbeiwerte ζ_i (z.B. von Einbauten, Armaturen, etc.) und des Widerstands durch Reibung entlang des Rohres mit einer rauen Wand mit der Rohrreibungszahl λ , mit der Länge Δz und dem Innendurchmesser d_i .

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_R = \zeta \underbrace{\frac{\rho c^2}{2}}_{p_{dyn}} = \zeta \frac{\dot{m}^2}{2 \rho} \quad \text{mit} \quad \zeta = \sum \zeta_i + \lambda \frac{\Delta z}{d_i} \quad (4.22)$$

Bei Annahme einer konstanten Dichte ρ gilt dann:

$$\Delta p_R = \left(\frac{dp}{dz} \right)_R \Delta z \quad (4.23)$$

Der Widerstandsbeiwert ζ berücksichtigt die Geometrie und Oberflächenbeschaffenheit des durchströmten Bauteils. Wenn das Bauteil eine z.B. Armatur oder eine Querschnittsänderung ist, so bein-

haltet der oft experimentell bestimmte Widerstandsbeiwert bereits die Lauflänge der Strömung. Wird ein Kanal mit konstantem Durchmesser durchströmt, so berücksichtigt die Rohrreibungszahl λ die durch die Reynolds-Zahl ausgedrückte Strömungsform und die Wandrauigkeit des Strömungskanals. Die relative Wandrauigkeit wird durch das Verhältnis $e = K/d_i$ ausgedrückt, wobei K die gemittelte Rauigkeit ist.

Bei laminarer Strömung ($Re < 2300$) beträgt die Rohrreibungszahl:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \tag{4.24}$$

Für turbulente Strömungen ($Re > 2300$) wird die Rohrreibungszahl, die für glatte Rohre gilt, folgendermaßen berechnet:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{Re}} \tag{4.25}$$

Die Rauheit der Rohre muss über die relative Rohrrauigkeit $e = K/d_i$ berücksichtigt werden. Sie bezieht die absolute Rohrrauigkeit auf den Innendurchmesser des Rohres. Für die Berechnung der Rohrreibungszahl für nicht-glatte Rohre ist folgende Gleichung zu verwenden (Zigrang und Sylvester [1982]), die im *Moody*-Diagramm in Abbildung 4.4 die Kurvenschar im Bereich der ausgebildeten turbulenten Strömung abbildet ($Re > 10^4$).

$$\lambda = \left\{ -2 \log \left[\frac{k/d_i}{3,7} - \frac{5,02}{Re} \log \left(\frac{k/d_i}{3,7} + \frac{13}{Re} \right) \right] \right\}^{-2} \tag{4.26}$$

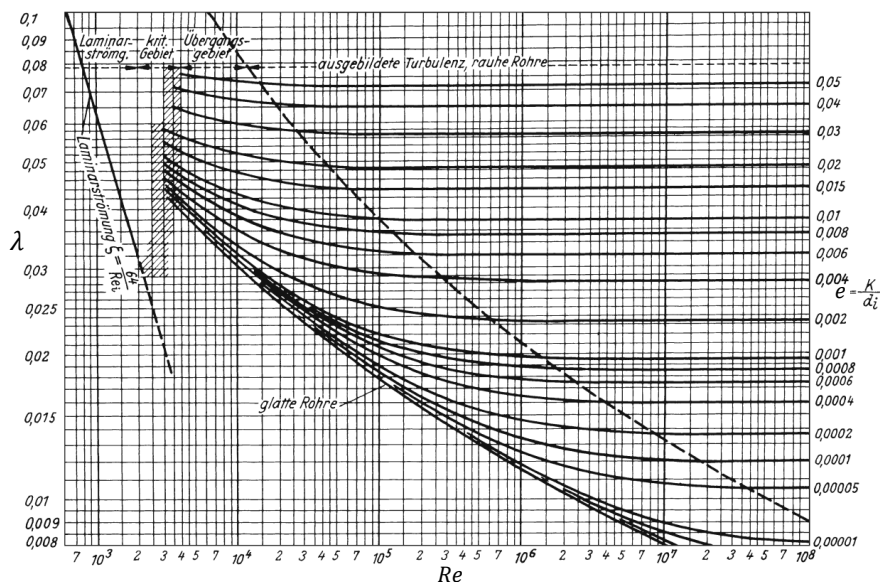


Abbildung 4.4
Rohrreibungszahl λ von rauen Rohren in Abhängigkeit vom Rauigkeitsmaß e und von der Reynolds-Zahl Re (*Moody*-Diagramm aus VDI [2013], modifiziert)

Zweiphasenströmung

Da es sehr aufwändig ist, die in einer Zweiphasenströmung für den Reibungsdruckverlust verantwortlichen Mechanismen analytisch zu berechnen, wurden in den vergangenen Jahrzehnten zahlreiche empirische Berechnungsgleichungen für eine zweckmäßige Auslegung abgeleitet. Diese wurden für unterschiedlichste Fluide und Anwendungen erstellt. Bei Verwendung der jeweiligen Korrelation für ein anderes Fluid können durchaus Abweichungen von mehreren 100 % auftreten. Die Untersuchungen von [Xu und Fang \[2012\]](#) zeigen, dass die Verwendung der Korrelationen von [Friedel \[1979\]](#) und [Mueller-Steinhagen und Heck \[1986\]](#) nach wie vor die besten Resultate liefern - vor allem bei Verwendung von Wasser oder wasserähnlichen Fluiden. Trotzdem muss mit Unsicherheiten im Reibungsdruckverlust in Zweiphasenströmungen von ca. $\pm 30\%$ gerechnet werden. Obwohl beide Korrelationen gut geeignet scheinen, so unterscheiden sie sich doch in ihren Grundannahmen und liefern beide teils unterschiedliche Ergebnisse. Daher sollen beide Korrelationen hier kurz vorgestellt werden.

Korrelation von FRIEDEL

Die zentrale Größe der Korrelation von [Friedel \[1979\]](#) stellt der Zweiphasenmultiplikator R dar. Er beschreibt das Verhältnis des Reibungsdruckverlusts der Zweiphasenströmung (Index LG) zum Reibungsdruckverlust der einphasigen Flüssigkeitsströmung (Index L) bei gleichbleibender Massenstromdichte und ist für alle Fluide gültig:

$$R := \frac{\left(\frac{\Delta p}{\Delta L}\right)_{LG}}{\left(\frac{\Delta p}{\Delta L}\right)_L} \quad (4.27)$$

Da der Zweiphasenmultiplikator aufgrund der Komplexität der Vorgänge auf theoretischem Weg nicht berechnet werden kann, gibt Friedel eine empirische Gleichung an, welche über weite Bereiche des Zähigkeits-, Druck- und Dichteverhältnisses und der Massenstromdichte gültig ist.

$$R = A + \frac{3,43 \dot{x}^{0,685} (1 - \dot{x})^{0,24} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0,8} \left(\frac{\eta_G}{\eta_L}\right)^{0,22} \left(1 - \frac{\eta_G}{\eta_L}\right)^{0,89}}{Fr_L^{0,047} We_L^{0,0334}} \quad (4.28)$$

mit

$$A = (1 - \dot{x})^2 + \dot{x}^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \frac{\zeta_G}{\zeta_L}\right)$$

Die Froude-Zahl Fr_L stellt das Verhältnis von Trägheits- zu Schwerkraften dar, die Weber-Zahl We_L hingegen beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Oberflächenkräften:

$$Fr_L = \frac{u_L^2}{g d_i} = \frac{\dot{m}^2}{g d_i \rho_L^2} \quad \text{und} \quad We_L = \frac{\rho_L u_L^2 d_i}{\sigma} = \frac{\dot{m}^2 d_i}{\rho_L \sigma} \quad (4.29)$$

Die Bestimmung der jeweiligen Widerstandsbeiwerte ζ_G bzw. ζ_L erfolgt unter der Annahme, dass der Gesamtmassenstrom gänzlich flüssig bzw. dampfförmig vorliegt.

Korrelation von MÜLLER-STEINHAGEN

Auch [Mueller-Steinhagen und Heck \[1986\]](#) schlagen vor, dass zunächst die Druckverluste für beide Phasen mit jeweils dem Gesamtmassenstrom berechnet werden.

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{R,L} = \zeta_L \frac{\dot{m}^2}{2 \rho_L} \equiv A \quad \text{und} \quad \left(\frac{dp}{dz}\right)_{R,G} = \zeta_G \frac{\dot{m}^2}{2 \rho_G} \equiv B \quad (4.30)$$

Die Re -Zahlen müssen ebenfalls für beide Phasen ermittelt werden. Die Terme A und B werden zur Gleichungsvereinfachung eingeführt, ebenso wie der Term G in folgender Gleichung:

$$G = A + 2(B - A) \dot{x} \quad (4.31)$$

Schließlich ergibt sich die Berechnungsgleichung für den längenspezifischen Reibungsdruckabfall in der Zweiphasenströmung LG .

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{R,LG} = G(1 - \dot{x})^3 + B \dot{x}^3 \quad (4.32)$$

Die Autoren weisen darauf hin, dass sich der Strömungsdampfgehalt für den Reibungsabfall in Verdampferrohren über die Rohrlänge ändert. Wenn dieser über die betrachtete Länge merklich variiert, so muss Gl. 4.32 über den Weg und den Dampfgehalt integriert werden (z.B. [Kind u. a. \[2013\]](#), [Mueller-Steinhagen und Heck \[1986\]](#)). Für den in dieser Arbeit verwendeten Berechnungsansatz, bei dem der Druckverlust des Siederohrs nicht integral berechnet wird, sondern aus der Summe der diskreten Höhenelemente mit jeweils sehr kleinen Änderungen im Dampfgehalt, sind die vorangegangenen Gleichungen 4.27 mit 4.28 bzw. 4.32 anwendbar.

4.4.2.3 Beschleunigungsdruckänderung Δp_B

Erfährt eine reibungsfreie Fluidströmung konstanter Massenstromdichte $\dot{m} = \rho u$ eine Änderung in der Strömungsgeschwindigkeit bzw. im Impuls, wird sie also verzögert oder beschleunigt, so resultiert eine Änderung des statischen Druckes durch die Änderung im dynamischen Druck bei gleichbleibendem Totaldruck. Die Geschwindigkeitsänderung kann z.B. durch eine Veränderung des Strömungsquerschnitts oder durch Änderung der Dichte hervorgerufen werden. Die resultierende Druckänderung ist grundsätzlich reversibel.

Die differentielle Form der Impulsbilanz über ein Fluidelement lautet [[Sattelmayer 2008](#)]:

$$\frac{dp}{\rho} + u du = 0 \quad (4.33)$$

Nun sind zwei grundlegende Fälle zu unterscheiden.

- Das Fluid strömt stationär in einem Kanal mit unveränderlicher Querschnittsfläche ($A = \text{konst.}$), woraus folgt, dass die Massenstromdichte $\dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} = \rho u$ konstant bleibt. In diesem Fall gilt dann für die Änderung des statischen Drucks über Eintritt 1 und Austritt 2 des Fluids:

$$\Delta p_B = p_2 - p_1 = \rho_1 \cdot u_1^2 - \rho_2 \cdot u_2^2 = \dot{m}^2 \cdot \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2} \right) \quad (4.34)$$

Die Gleichung sagt aus, dass bei einer Beschleunigung des Fluids vom Eintritt zum Austritt die Änderung des statischen Druckes Δp_B negativ ist, d.h. der statische Druck nimmt ab ($p_2 < p_1$), was mit Beschleunigungsdruckverlust bezeichnet wird. Die Beschleunigung ergibt sich aus dem Unterschied der Dichte des Fluids zwischen Ein- und Austritt. Im umgekehrten Fall der Energieabfuhr über die betrachtete Strecke steigt die Dichte des Fluids an, wodurch die Strömung verzögert wird. Dadurch wird statischer Druck gewonnen, was als Verzögerungsdruckgewinn bezeichnet werden kann.

- Das Fluid weist entlang der stationär durchströmten Strecke eine konstante Dichte ($\rho = konst.$) auf, was mit einer Inkompressibilität des Fluids gleichzusetzen ist. Die Auswertung der differentiellen Impulsbilanz aus Gl. 4.33 liefert dann:

$$\Delta p_B = p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} \cdot u_1^2 - \frac{\rho}{2} \cdot u_2^2 \quad (4.35)$$

Diese Gleichungsform entspricht der bekannten Bernoulli'schen Gleichung, die besagt, dass die Beschleunigung eines Fluids einen Abfall an statischem Druck verursacht und im Umkehrschluss eine Verzögerung des Fluids einen Druckgewinn. Die Änderung der Geschwindigkeit des Fluids kann z.B. durch eine Querschnittsänderung des adiabaten Strömungskanals erfolgen, wie z.B. im Falle des Übergangs vom Sumpf in das Siederohr.³

Im Falle diabater verdampfender Strömung wie bei einem Siederohr, dessen Querschnitt sich nicht ändert, führt die Bildung von Dampf zu einer Änderung der Dichte des Fluids. Wenn Wärme zugeführt wird, sinkt die Dichte durch die Zunahme an Dampf, die Strömung wird also beschleunigt. Die resultierende Beschleunigungsdruckänderung über einen betrachteten Abschnitt zwischen Ein- und Austritt (1-2) infolge veränderten Dampfgehalts resultiert aus Gln. 4.8 bzw. 4.9 mit Gl. 4.34, [Baehr 2008]:

$$\Delta p_B = (p_1 - p_2)_B = \dot{m}^2 \left[\frac{\dot{x}_2^2}{\dot{\epsilon}_2 \rho_{G,2}} - \frac{\dot{x}_1^2}{\dot{\epsilon}_1 \rho_{G,1}} + \frac{(1 - \dot{x}_2)^2}{(1 - \dot{\epsilon}_2) \rho_{L,2}} - \frac{(1 - \dot{x}_1)^2}{(1 - \dot{\epsilon}_1) \rho_{L,1}} \right] \quad (4.36)$$

³Zu beachten ist, dass die Dichte eines Fluids als konstant angenommen werden darf, solange die Geschwindigkeit des Fluids unterhalb von 20 % der im Fluid geltenden Schallgeschwindigkeit liegt, da sich in diesem Bereich Dichteänderungen aufgrund der Abnahme des statischen Druckes durch Geschwindigkeitsänderungen nicht merklich auswirken [Sattelmayer 2008].

4.5 Wärmeübertragung im Siederohr

4.5.1 Wärmeübertragung im einphasigen Bereich

Die Berechnung des Wärmeübergangs in der einphasigen Strömung spielt eine zentrale Rolle bei der Berechnung der Vorgänge in einem Naturumlaufverdampfer. Das Fluid liegt am Einlass in die Verdampferstrecke generell unterkühlt, also einphasig vor. Und der Wärmeübergang der Einphasenströmung ist auch von zentraler Bedeutung für die Berechnung des Wärmeübergangs beim zweiphasigen Strömungssieden. Bei der Berechnung des einphasigen Wärmeübergangs muss zwischen laminarer und turbulenter Strömung unterschieden werden. Ist die Strömung laminar, muss man zusätzlich zwischen den Fällen „konstante Wandtemperatur“ und „konstante Wärmestromdichte“ unterscheiden.

Folgende Zusammenhänge gelten für die Bestimmung der *lokalen* Nusselt-Zahl Nu , mit der dann zusammen mit der Wärmeleitfähigkeit des Fluids der Wärmeübergangskoeffizient α berechnet werden kann (siehe Gl. 4.2). Lokal bedeutet, dass die weglängenabhängige Nusselt-Zahl im Strömungskanal betrachtet wird (Position x im Kanal der Länge L). Soll eine mittlere Nusselt-Zahl für den Kanal ermittelt werden, so ist anstelle x die Länge des Kanals L zu setzen; der Index x wird zu m . Die Korrelationen unterscheiden sich aber nur leicht von denen zur Ermittlung der lokalen Nusselt-Zahl. Folgende Gleichungen stammen aus [Gnielinski \[2013a\]](#).

Laminare Strömung (Index l)

Konstante Wandtemperatur (Index ϑ):

Bei einer *hydrodynamisch ausgebildeten Laminarströmung* ($Re < 2300$) mit *thermischem Anlauf* berechnet sich die lokale Nusselt-Zahl $Nu_{l,x,\vartheta}$ bei langen Rohren nach Gleichung 4.37.

$$Nu_{l,x,\vartheta} = [Nu_{l,x,\vartheta,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{l,x,\vartheta,2} - 0,7)^3]^{1/3} \quad (4.37)$$

$$\text{mit } Nu_{l,x,\vartheta,1} = 3,66 \quad \text{und} \quad Nu_{l,x,\vartheta,2} = 1,077 \left(Re Pr \frac{d_i}{x} \right)^{1/3} \quad (4.38)$$

Die dimensionslose Prandtl-Zahl Pr beschreibt die gegenseitige Beeinflussung von Strömungsgrenzschicht und Temperaturgrenzschicht. Sie ist das Verhältnis zwischen kinematischer Viskosität ν und der Temperaturleitfähigkeit a .

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (4.39)$$

Bei Strömung mit *hydrodynamischem und thermischem Anlauf*, die am Eintritt eines Rohres auftritt, wo sich ein Geschwindigkeits- und Temperaturprofil in der Strömungsebene einstellt, wird die Nusselt-Zahl nach Gleichung 4.40 berechnet:

$$Nu_{l,x,\vartheta} = [Nu_{l,x,\vartheta,1}^3 + 0,7^3 + (Nu_{l,x,\vartheta,2} - 0,7)^3 + Nu_{l,x;\vartheta,3}]^{1/3} \quad (4.40)$$

Die Nusselt-Zahlen $Nu_{l,x,\theta,1}$ und $Nu_{l,x,\theta,2}$ werden dabei ebenfalls anhand der Gleichungen 4.38 berechnet. $Nu_{l,x,\theta,3}$ wird gemäß Gleichung 4.41 bestimmt zu:

$$Nu_{l,x,\theta,3} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{1 + 22 \text{Pr}} \right)^{1/6} \left(\text{Re Pr} \frac{d_i}{x} \right)^{1/2} \quad (4.41)$$

Konstante Wärmestromdichte (Index q):

Bei konstanter Wärmestromdichte, wie beispielsweise bei elektrischer Beheizung, berechnet sich die Nusselt-Zahl $Nu_{l,x,q}$ in einer *hydrodynamischen Laminarströmung mit thermischem Anlauf* gemäß Gleichung 4.42:

$$Nu_{l,x,q} = \left[Nu_{l,x,q,1}^3 + 1 + (Nu_{l,x,q,2} - 1)^3 \right]^{1/3} \quad (4.42)$$

$$\text{mit } Nu_{l,x,q,1} = 4,364 \quad \text{und} \quad Nu_{l,x,q,2} = 1,302 \left(\text{Re Pr} \frac{d_i}{x} \right)^{1/3} \quad (4.43)$$

Bei Strömungen mit *hydrodynamischem und thermischem Anlauf* berechnet sich die Nusselt-Zahl gemäß Gleichung 4.44:

$$Nu_{l,x,q} = \left[Nu_{l,x,q,1}^3 + 1 + (Nu_{l,x,q,2} - 1)^3 + Nu_{l,x,q,3}^3 \right]^{1/3} \quad (4.44)$$

mit $Nu_{l,x,q,1}$ und $Nu_{l,x,q,2}$ nach Gleichung 4.43 und $Nu_{l,x,q,3}$ nach Gleichung 4.45:

$$Nu_{l,x,q,3} = 0,462 \text{Pr}^{1/3} \left(\text{Re} \frac{d_i}{x} \right)^{1/2} \quad (4.45)$$

Turbulente Strömung (Index t)

Korrelation von GNIELINSKI

Bei turbulenten Strömungen mit Reynolds-Zahlen $Re \geq 10^4$ muss nicht zwischen den Fällen „konstante Wandtemperatur“ und „konstante Wärmestromdichte“ unterschieden werden, da sich die Nusselt-Zahlen bei ansonsten gleichen Bedingungen nur wenig unterscheiden. Die lokale Nusselt-Zahl in einer turbulenten voll ausgebildeten Strömung $Nu_{t,x}$ berechnet sich gemäß [Gnielinski 2013b]:

$$Nu_{t,x} = \frac{(\lambda/8)\text{Re Pr}}{1 + 12,7\sqrt{\lambda/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{d_i}{x} \right)^{2/3} \right] \quad (4.46)$$

Für die Berechnung der Rohrreibungszahl λ schlägt [Gnielinski 2013b] folgende Korrelation 4.47

vor. Sie gilt allerdings nur für hydraulisch glatte Rohre.

$$\lambda = (1,8 \log Re - 1,5)^{-2} \quad (4.47)$$

Nellis und Klein [2009] schlagen vor, bei rauen Rohren die Rohrreibungszahl nach Gl. 4.26 im Abschnitt 4.4.2.2 zu berechnen, da sie einen großen Einfluss der realen Rauigkeit auf den Wärmeübergang feststellten.

Um den Einfluss der Richtung des Wärmestroms (Heizen oder Kühlen des Rohrs) zu berücksichtigen, schlägt Gnielinski [2013a] einen Faktor F_{Pr} vor, der die unterschiedlichen Temperaturen und damit Stoffeigenschaften des Fluids (über die Prandtl-Zahl ($Pr = f(\vartheta)$) ausgedrückt) im Kern und an der Wand miteinbezieht. Der Faktor ist wie folgt definiert und soll dann mit der Nusselt-Zahl (Gl. 4.46) multipliziert werden:

$$F_{Pr} = \left(\frac{Pr}{Pr_W} \right)^{0,11} \quad (4.48)$$

Bei Beheizung wird der Faktor größer eins.

Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung

Eine separate Betrachtung ist für Strömungen im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung erforderlich ($2300 < Re < 10^4$). Die mittleren Nusselt-Zahlen $Nu_{t,m}$ für diesen Fall werden durch Skalierung der rein laminaren und der voll ausgebildet turbulenten Strömung mit dem Intermittenzfaktor γ berechnet.

$$Nu_{t,m} = (1 - \gamma) Nu_{m,l,2300} + \gamma Nu_{m,t,10^4} \quad (4.49)$$

mit

$$\gamma = \frac{Re - 2300}{10^4 - 2300} \quad (4.50)$$

Die exakte Bestimmung der einzelnen Anteile in Gleichung 4.49 ist im VDI-Wärmeatlas [Gnielinski 2013a] detailliert beschrieben.

Korrelation von DITTUS UND BOELTER

Eine weit verbreitete und häufig verwendete einfache Näherungsgleichung für die mittlere Nusselt-Zahl in turbulenten einphasigen Strömungen haben Dittus und Boelter [1930] entwickelt.

$$Nu_{t,m} = 0,023 Re^{4/5} Pr^{1/3} \quad (4.51)$$

Ihre Anwendungsbreite ist allerdings eingeschränkt, da die Gleichung nur für Reynolds-Zahlen $Re > 10^4$ und Prandtl-Zahlen von $0,6 \leq Pr \leq 160$ anwendbar ist. Für alle anderen Fälle wird die

Gleichung 4.46 von Gnielinski empfohlen, da ihr eine deutliche breitere Datenbasis zu Grunde liegt und damit präzisere Ergebnisse erzielbar sind [Baehr 2008].

4.5.2 Wärmeübertragung im zweiphasigen Bereich

Die Wärmeübertragung im Zweiphasengebiet ist durch verschiedene Mechanismen gekennzeichnet. Sie wird maßgeblich beeinflusst durch die Form der Zweiphasenströmung (siehe Abschnitt 4.2) und durch die an das Fluid übertragene Leistung bzw. die verfügbare Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und Fluid. In durchströmten Rohren, in denen ein Phasenwechsel des Fluids durch Beheizung von außen stattfindet, wird die Wärmeübertragung von der Wand auf das Fluid generell mit Strömungssieden bezeichnet. Dabei ist es zunächst unerheblich, ob sich das Fluid im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, lokal unterkühlt oder überhitzt ist. Ist das Fluid unterkühlt, es weist also gegenüber dem lokalen Gleichgewicht eine niedrigere Temperatur auf, so kann durchaus bereits lokal Dampf entstehen, wenn eine ausreichend hohe Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid besteht. Man spricht dann von *unterkühltem Strömungssieden* (ausführlicher in Abschnitt 4.5.3). Im überhitzten Zustand (wie z.B. bei der Sprühströmung) tritt häufig bereits wieder einphasiger Wärmeübertrag an den Dampf auf, obwohl das Fluid in zwei Phasen vorliegt. Im gesättigten Bereich kann zwischen zwei Siede- und damit Wärmeübergangsmechanismen unterschieden werden.

- Es kann erstens *konvektives Strömungssieden* auftreten, das dadurch charakterisiert ist, dass die Dampfblasen beim Phasenwechsel nicht direkt an der Heizwand entstehen, sondern an der Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf. Das konvektive Sieden tritt bereits bei moderaten Wärmestromdichten auf. Bei höheren Heizbelastungen tritt konvektives Sieden dann auf, wenn der Wärmeleitwiderstand der an der Rohrwand befindlichen Flüssigkeit geringer ist als der Widerstand der Blasenbildung. Bei Ringströmung ist dies der Fall.
- Der zweite Mechanismus wird mit *blasenbildendem Strömungssieden* bezeichnet. Hier entstehen die Dampfblasen direkt an der Heizwand. Voraussetzung hierfür ist eine ausreichend hohe Überhitzung der Rohrwand bzw. eine ausreichend hohe Wärmestromdichte.

Der Wärmeübergang beim *blasenbildenden Strömungssieden* ist stark direkt abhängig von der Wärmestromdichte und kann auch bei unterkühlter Flüssigkeit auftreten. Beim *konvektiven Strömungssieden* besteht nur eine *indirekte* Abhängigkeit von der Wärmestromdichte, wohl aber vom Massenstrom bzw. der Strömungsgeschwindigkeit, letztlich also von der Reynolds-Zahl und vom Dampfgehalt. In Naturumlaufverdampfern wird der Umlaufmassenstrom von der Wärmestromdichte beeinflusst. Es liegt also zusätzlich zur direkten Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Wärmestromdichte eine indirekte Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der zugeführten Wärmeleistung über die Beeinflussung des Massenstroms vor. Bei zwangsdurchströmten Verdampferrohren ist dies nicht der Fall, der Massenstrom ist durch den Zwangsumlauf unabhängig von der Wärmestromdichte.

Generell gilt, dass der Wärmeübergang im zweiphasigen Bereich erheblich höhere Werte als im einphasigen Bereich annehmen kann [Kind u. a. 2013]. Welcher Siedebereich letztlich vorliegt, ist u.a. von der Wärmestromdichte, dem Massenstrom und dem lokalen Fluidruck, dem Dampfanteil und

den rohrspezifischen Größen, wie Oberflächenbeschaffenheit, Durchmesser und Neigung abhängig.

Im Folgenden werden die Mechanismen in den einzelnen Wärmeübergangsbereichen der Zweiphasenströmung beschrieben und gängige Berechnungskorrelationen vorgestellt.

4.5.2.1 Siedemechanismen und das Entstehen von Dampfblasen

Trotz einer Vielzahl experimenteller und theoretischer Untersuchungen sind bis dato noch nicht alle physikalischen Zusammenhänge, die beim Sieden eine Rolle spielen, vollständig verstanden. Für die Dimensionierung von verfahrenstechnischen Verdampfern werden daher pragmatische halbempirische Berechnungsansätze gewählt. Frühe Untersuchungen von z.B. Nukiyama (1935) zeigen bereits die grundsätzlichen Abhängigkeiten beim Sieden auf. Von Nukiyama stammt auch die sogenannte Nukiyama-Kurve, auf der die erzielbaren Wärmestromdichten \dot{q} bzw. die Wärmeübergangskoeffizienten α beim Heizen einer ruhenden siedenden Flüssigkeit (Sieden in freier Konvektion, Behältersieden) über der zur Verfügung stehenden Differenz zwischen Heizoberflächentemperatur und Verdampfungstemperatur des Fluids $\Delta\vartheta = \vartheta_W - \vartheta_S$ (In Abb. 4.5: $\Delta T = T_W - T_S$) aufgetragen sind. Sie ist in Abbildung 4.5 exemplarisch für Wasser bei einem Druck von 1 bar dargestellt. In qualitativer Hinsicht ist diese Kurve für alle Flüssigkeiten und Druckbereiche ähnlich. Auch für strömende Flüssigkeiten gelten dieselben Grundmechanismen [Mayinger 1975].

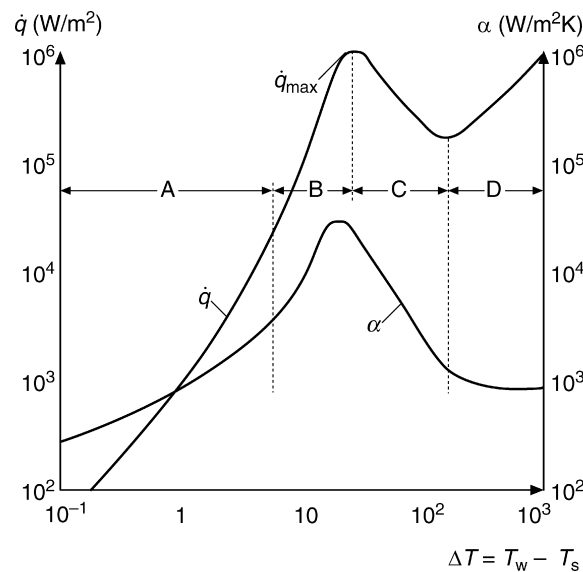


Abbildung 4.5

Nukiyama-Kurve für Wasser bei einem Druck von 1 bar in doppelt logarithmischer Darstellung. Über der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Heizfläche T_W und siedender Flüssigkeit T_S sind die Wärmestromdichte \dot{q} und der korrespondierende Wärmeübergangskoeffizient α aufgetragen (aus Stephan [2013b])

Grundsätzlich gilt folgender formaler Zusammenhang zwischen flächenspezifischem Wärmestrom \dot{q} , Wärmeübergangskoeffizient α und Differenz der Temperaturen $\Delta\vartheta$ von Heizwand W und der Sättigungstemperatur des Fluids S .

$$\dot{q} = \alpha(\dot{q}) (\vartheta_W - \vartheta_S) = \alpha(\dot{q}) \Delta\vartheta \quad (4.52)$$

Beim Sieden kann es - wie oben bereits beschrieben - eine direkte Abhängigkeit des WÜK α von der Wärmestromdichte \dot{q} geben $\alpha(\dot{q})$, wie im folgenden Abschnitt noch zu sehen sein wird. Es sind nun zwei grundlegende Fälle bei der Wärmeübertragung zu unterscheiden.

- **Aufgeprägte Wärmestromdichte:** Wird der Wärmestrom in das System erzwungen - wie es z.B. bei elektrischer Beheizung oder bei Beheizung mit heißen Gasen der Fall ist - so ist die Heizwandtemperatur ϑ_W (und damit - bei fester Fluidtemperatur - die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$) das Resultat aus dem aufgeprägtem Wärmestrom und dem (u.U. vom Wärmestrom abhängigen) WÜK $\alpha(\dot{q})$.
- **Aufgeprägte Temperatur:** Wird das Fluid durch Wärme mit einer festen (Wand-)Temperatur beheizt - wie es z.B. bei der Beheizung mit Dampf der Fall ist, so ist der übertragbare Wärmestrom ein Resultat aus der vorgegebenen (Wand-)Temperatur und dem (u.U. vom Wärmestrom abhängigen) WÜK $\alpha(\dot{q})$.

Zurück zur Nukiyama-Kurve in Abbildung 4.5:

Im **Bereich A** sind die Temperaturdifferenzen (also der Unterschied zwischen Heizwand und Fluid) so gering, dass sich keine Dampfblasen an der Heizoberfläche bilden. Die Wärmeübertragung ist hier durch freie Konvektion aufgrund von Dichtedifferenzen im Fluid in Folge von Temperaturunterschieden im Fluid gekennzeichnet. Der Übertragungsmechanismus ist hier derselbe wie bei der konvektiven Übertragung in unterkühlten, also einphasigen Flüssigkeiten. Die Wärme wird nach oben zur Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf transportiert, wo dann der Phasenwechsel stattfindet. Man spricht von *konvektivem* oder auch *stillem Sieden*. Der WÜK nimmt dabei proportional mit steigender Temperaturdifferenz zu, was durch eine Verstärkung der Konvektion erklärbar ist.

Im **Bereich B** steigen der übertragbare Wärmestrom bzw. der WÜK stark an. Dies ist darin begründet, dass - wie bereits einführend beschrieben - die Wärmestromdichte ausreichend hoch ist, dass die Dampfblasen an der Heizfläche entstehen können. Die Wärme wird dann in Form von latenter Wärme im Dampf konvektiv von der Heizfläche abtransportiert. Hohe Übertragungsraten bzw. hohe resultierende WÜK sind die Folge. Man bezeichnet diesen Bereich als *Blasensieden*.

Zur Entstehung von Dampfblasen:

Damit eine Dampfblase in einer Flüssigkeit wachsen kann, muss der in der Blase mit dem Radius R herrschende Dampfdruck $p_s(\vartheta)$ den die Blase umgebenden Druck der Flüssigkeit $p_{Fl}(\vartheta)$ und den durch die Oberflächenspannung $\sigma(\vartheta, p)$ der Grenzfläche verursachten Gegendruck p_σ übersteigen ($p_s \geq p_{Fl} + p_\sigma$).

$$p_\sigma = \frac{2 \sigma}{R} \quad (4.53)$$

Da die Dampfblasen aus dem Phasenwechsel in einer siedenden Flüssigkeit entstehen, sind Dampfdruck und Druck der Flüssigkeit Funktionen der Sättigungstemperatur. Vorausgesetzt, dass sich der Dampf in der Blase wie ein ideales Gas verhält und die Dichte des Dampfes gegenüber der Flüssigkeit vernachlässigbar klein ist, lässt sich für die zur Bildung einer Dampfblase mit Radius R notwendigen Überhitzung des Dampfes gegenüber der Sättigungstemperatur $\vartheta_G - \vartheta_s$ (bzw. $T_G - T_s$

als Kelvin-Temperaturen) in Kombination mit der Clausis-Clapeyron'schen Gleichung formulieren [Mayinger 1975]:

$$\vartheta_G - \vartheta_s = T_G - T_s = \frac{2 \sigma}{R \Delta h_V \rho_G} T_s \quad (4.54)$$

Anhand dieser Gleichung 4.54 lässt sich erkennen, dass bei größerer Überhitzung Dampfblasen mit kleinerem Radius wachsen können oder umgekehrt eine kleinere Überhitzung Blasen mit größeren Durchmessern erzeugen kann. Der Sättigungsdruck übt einen gewichtigen Einfluss auf das Blasenentstehen und damit grundsätzlich auf die erzielbaren Wärmeübertragungsraten aus. Da die Oberflächenspannung mit steigender Temperatur sinkt, wird die Dampfblase bei höheren Verdampfungsdrücken bereits bei kleineren Überhitzungen und auch kleineren Blasendurchmessern entstehen. Eine Erhöhung der Transportrate ist die Folge. Bei Betrachtung von Gl. 4.53 fällt auf, dass eine entstehende Blase mit infinitesimal kleinem Radius einen unendlich hohen Gegendruck durch die Oberflächenspannung überwinden müsste. Dies würde mit einem unendlich hohen Dampfdruck in der Blase bzw. einer unendlich hohen Dampftemperatur einhergehen. Daher ist es eigentlich unmöglich, dass in einer Flüssigkeit spontan eine Dampfblase entstehen kann. In der Praxis wachsen deshalb Blasen an Kavitäten der Heizfläche. Diese sind Vertiefungen in der nicht-ideal glatten Oberfläche, in denen Gas- oder Dampfeinschlüsse mit endlichem Radius vorliegen. Die Dampfeinschlüsse dienen als Keim für die zu bildende Dampfblase. Der Wärmeübergang beim Blasensieden wird umso höher, je mehr solcher Keimstellen vorliegen. Für das Wachstum der Blasen ist eine ausreichend hohe Überhitzung der die Blase umgebenden Flüssigkeit notwendig, aus der die Blase die Wärme für den Phasenwechsel beziehen kann. Für detailliertere Ausführungen zu den Mechanismen der Blasenbildung sei z.B. auf [Stephan \[2013a\]](#) oder [Baehr \[2008\]](#) verwiesen, wo auch Verweise auf die aktuelle Forschung in diesem Bereich zu finden sind.

Erneut zurück zur Nukiyama-Kurve in Abbildung 4.5:

Bei weiterer Steigerung der Temperaturdifferenz in den **Bereich C** hinein fällt die Übertragungsfähigkeit \dot{q} steil ab. Ab einer kritischen Wärmestromdichte \dot{q}_{max} ist die Bildung der wandnahen Blasen so intensiv, dass sich die Vielzahl von Blasen zu lokal zusammenhängenden Dampffilmbereichen vereinen. Diese üben eine isolierende Wirkung aus, die Übertragungsraten sinken bei steigender Wandtemperatur, da der WÜK drastisch sinkt. Dieser Bereich wird auch als *instabiles Filmsieden* bezeichnet, da sich Dampf- und Flüssigkeitsbenetzung der Wand abwechseln können.

Bei weiterer Erhöhung der Heiztemperatur steigt die Übertragungsrate wieder an, da im Bereich des *stabilen Filmsiedens* (**Bereich D**) keine weitere Erniedrigung des WÜK erfolgt. Dies ist mit steigender Turbulenz und Strömungsgeschwindigkeit im Dampffilm und zunehmender Bedeutung der Leistungsübertragung durch Wärmestrahlung von der Wand auf den Dampf zu erklären [[Gorenflo 2013](#)].

4.5.2.2 Berechnungsgleichungen für das Behältersieden

In Siederohren tritt *Strömungssieden* auf und nicht das reine *Behältersieden* (wie z.B. bei Nukiyama). Für die Berechnungen von WÜK beim Strömungssieden werden jedoch Mechanismen, die beim Behältersieden auftreten, berücksichtigt. Daher werden hier nun zunächst die Zusammenhänge und

Berechnungsgleichungen beim Behältersieden aufgeführt.

Trotz intensiver Forschung existiert nach wie vor keine vollständige Theorie, die den Wärmeübergang beim Behältersieden α_{pb} (Index pb für engl. pool boiling, Behältersieden) in freier Konvektion voraussagen kann [Gorenflo 2013]. Man ist auf halb-empirische Berechnungsansätze angewiesen, von denen zwei gängige Berechnungsmethoden im Folgenden vorgestellt werden.

Korrelation von GORENFLO

Es wird generell ein Ansatz gewählt, bei dem die Einflussgrößen auf den WÜK gruppiert werden. Die Haupteinflussgrößen sind die Eigenschaften der Heizfläche, die Stoffeigenschaften des Fluids sowie die Betriebsparameter Wärmestromdichte und Betriebsdruck. Zudem wird der bei der Berechnung von α_{pb} stets ein Referenz-Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{pb,0}$ einbezogen. Dieser ist der Wärmeübergangskoeffizient für das untersuchte Fluid bei definierten Referenzbedingungen und Beheizung an horizontalen Kupferrohren. Die Methode erlaubt also einen einfachen Schluss auf den WÜK bei gegenüber dem Referenzzustand veränderten Bedingungen. Der normierte WÜK lässt sich grundsätzlich wie folgt formulieren:

$$\frac{\alpha_{pb}}{\alpha_{pb,0}} = F_q F_{p^*} F_W \quad (4.55)$$

Die dimensionslosen Terme F mit den Indizes q für den Einfluss der Wärmestromdichte, p^* für den Druckeinfluss und W für die Wand- und Fluideigenschaften sind folgendermaßen definiert:

$$F_q = \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right)^{N(p^*)} \quad (4.56)$$

\dot{q}_0 ist die Referenzwärmestromdichte und hat den Wert $\dot{q}_0 = 20 \text{ kW m}^{-2}$. Der Exponent $N(p^*)$ in Gleichung 4.56 ist eine Funktion des reduzierten Drucks p^* , der den Verdampfungsdruck p_s auf den kritischen Druck des Fluids p_{krit} bezieht und somit eine dimensionslose Größe ist. Gorenflo [2013] gibt für die Funktion folgende, für fast alle untersuchten Fluide gültige Gleichung an:

$$N(p^*) = 0,95 - 0,3 p^{*0,3} \quad \text{mit} \quad p^* = \frac{p_s}{p_{krit}} \quad (4.57)$$

Der Einfluss des Drucks - ausgedrückt wiederum über den reduzierten Druck p^* - fließt wie folgt ein:

$$F_{p^*} = 0,7 p^{*0,2} + 4 p^* + \frac{1,4 p^*}{1 - p^*} \quad (4.58)$$

Gorenflo [2013] schlägt vor, weitere Stoffeigenschaften des Fluids zu berücksichtigen. Dies wird durch die Anpassung des Referenz-WÜK $\alpha_{pb,0}$ erzielt. Hier fließen zusätzlich zu den druckabhängigen Stoffeigenschaften auch die Oberflächenspannung und die Dampfdruckkurve ein. Der Referenz-WÜK ist für jedes einzelne Fluid zu ermitteln, bzw. kann aus Tabellen, z.B. im VDI-Wärmeatlas, entnommen werden. Der Referenz-WÜK ist stets bei einem reduzierten Druck $p_0^* = 0,1 p_{krit}$, der Re-

ferenzwärmestromdichte \dot{q}_0 und den Referenzwandeigenschaften ermittelt.

Der Einfluss der Wandeigenschaften F_W lässt sich wiederum in zwei Einzelterme aufteilen. $F_{W,R}$ beschreibt dabei den Einfluss der Wandrauigkeit der Heizfläche und $F_{W,M}$ den Einfluss des Materials der Heizfläche.

$$F_W = F_{W,R} F_{W,M} \quad \text{mit} \quad F_{W,R} = \left(\frac{R_a}{R_{a,0}} \right)^{2/15} \quad \text{und} \quad F_{W,M} = \left(\frac{b}{b_0} \right)^{1/2} \quad (4.59)$$

Die Wandrauigkeit geht über den arithmetischen Mittenrauwert R_a ein; der Referenzmittenrauwert ist für Kupfer anzusetzen und beträgt $R_{a,0} = 0,4 \mu\text{m}$. Die Eigenschaften des Heizwandmaterials werden über den Wärmeeindringkoeffizient $b = \sqrt{\lambda \rho c_p}$ einbezogen. Auch hier wird wieder Bezug auf Kupfer als Heizwandmaterial genommen.⁴

Anmerkung zum Behältersieden von Wasser:

Für das Behältersieden von Wasser steht eine sehr umfangreiche Datenbasis zur Verfügung. Daher existieren für die Wärmeübergänge beim Blasensieden von Wasser α_{pb,H_2O} gut validierte Berechnungsgleichungen. Für den Referenz-WÜK ist $\alpha_{pb,H_2O,0} = 5,6 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ anzusetzen. Dieser ergibt sich aus den bereits oben genannten Bedingungen $p^* = 0,1 p_{krit}$, b_0 , $R_{a,0}$ und \dot{q}_0 . Grundsätzlich gilt auch hier Gleichung 4.55 und auch die Eigenschaften der Heizfläche, ausgedrückt durch F_W in Gl. 4.59, können benutzt werden.

Der Einfluss der Wärmestromdichte, ausgedrückt durch den Faktor $F_{\dot{q},H_2O}$ bzw. den Exponenten $N(p^*)_{H_2O}$ ist bei der Verwendung von Wasser wie folgt gegeben:

$$N(p^*)_{H_2O} = 0,9 - 0,3 p^{*0,15} \quad (4.60)$$

Der Einfluss des Drucks ist über den Faktor $F(p^*)_{H_2O}$ zu berücksichtigen.

$$F(p^*)_{H_2O} = 1,73 p^{*0,27} + 6,1 p^{*2} + \frac{0,68 p^{*2}}{1 - p^{*2}} \quad (4.61)$$

Korrelation von COOPER

Cooper [1984] hat einen einfacheren Ansatz für die Vorhersage der Wärmeübergangskoeffizienten beim Behältersieden entwickelt. Er gibt folgende halb-empirische Berechnungsgleichung an:

$$\alpha_{pb,Cooper} = C_E C_F p^{*(0,12-0,2 \log_{10} R_p)} (-\log_{10} p^*)^{-0,55} \dot{q}^{0,67} M^{-0,5} \quad (4.62)$$

Der Faktor $C_F = 55$ berücksichtigt die Eigenschaften des Fluids. Er wurde aus zahlreichen Experimenten mit Wasser abgeleitet. Die molare Masse M des Fluids (in g/mol) berücksichtigt die von der molaren Masse abhängigen thermophysikalischen Stoffeigenschaften des Fluids. C_E ist zu 1,7 zu setzen, wenn horizontale Kupferrohre als Heizfläche verwendet werden und ist zu 1 zu setzen für alle anderen Heizflächen. Der Einfluss der Wärmestromdichte ist in diesem Fall mit einem konstanten Exponenten von 0,67 berücksichtigt, eine zusätzliche Abhängigkeit vom Druck ist - anders als bei Gorenflo [2013] - nicht berücksichtigt. Die explizite Abhängigkeit des WÜK vom Druck ist durch den Term $p^{*(0,12-0,2 \log_{10} R_p)} (-\log_{10} p^*)^{-0,55}$ berücksichtigt. Hier ist berücksichtigt, dass der

⁴ $b_0 = b_{Cu} = 35,35 (\text{kW s})^{1/2} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

WÜK bei unterschiedlichen Drücken unterschiedlich stark beeinflusst wird: Nämlich ein mäßiger Anstieg des WÜK bei niedrigen Drücken ($p^{*0,12}$) und ein scharfer Anstieg des WÜK in der Nähe des kritischen Drucks ($(-\log_{10} p^*)^{-0,55}$). Zudem fließt auch der Einfluss der Heizflächenrauigkeit ein, hier ausgedrückt durch die etwas veraltete Angabe der Glättungstiefe R_p (in μm). Näherungsweise lässt sich $R_p = R_a/0,4$ angeben.

Vergleich der beiden Korrelationen:

Estiot [2009] hat die beiden gezeigten Korrelationen von Cooper und Gorenflo für das Behältersieden von Wasser für unterschiedliche Heizmaterialien und Rauigkeitsmaße verglichen und folgert grundsätzlich: Die Cooper-Korrelation sagt höhere WÜK voraus als die Gorenflo-Korrelation. Die größten Diskrepanzen treten hierbei bei niedrigen Drücken und hohen Rauigkeiten auf.

4.5.2.3 Berechnungsgleichungen für das Strömungssieden

Der Wärmeübergang bei zweiphasigen Strömungen ist gegenüber einphasiger Strömung grundsätzlich besser und steigt mit zunehmendem Strömungsdampfgehalt \dot{x} . Dies rührt daher, dass bei Vorhandensein von Dampf die einphasige Strömung im wandnahen Flüssigkeitsfilm schneller und mit erhöhter Turbulenz strömt. Höhere konvektive Transportraten sind die Folge. Wie einleitend beschrieben, können in beheizten Zweiphasenströmungen zwei Wärmeübergangsmechanismen auftreten:

Einerseits das *konvektive Sieden*, in Anlehnung an das konvektive Sieden in einem Behälter, auch stilles Sieden genannt. Im Folgenden werden die WÜK nach diesem Mechanismus mit α_{cbf} bezeichnet (der Index *cbf* steht für engl. convective boiling at flow).

Andererseits kann auch in erzwungenen Strömungen *Blasensieden* auftreten, wenn die Dicke des Flüssigkeitsfilms näherungsweise mindestens dem Ablösedurchmesser der Dampfblase entspricht bzw. der Wärmeleitwiderstand des Flüssigkeitsfilms so groß ist, dass die Wärme nicht bis zur Phasengrenze transportiert werden kann. In diesem Fall kann an der Wand eine Blase entstehen, wobei das Blasenwachstum durch den Staudruck, den der strömende Flüssigkeitsfilm auf die wachsende Blase ausübt, behindert wird. Die Gesetzmäßigkeiten entsprechen aber grundsätzlich denen beim Behälterblasensieden, wenn eine ausreichend hohe Wärmestromdichte vorliegt [Mayinger 1975]. Der WÜK beim Blasensieden in Strömungen ist im Folgenden mit α_{nbf} bezeichnet (Index *nbf* von engl. nucleate boiling at flow). Es ist grundsätzlich möglich, dass beide Mechanismen zeitgleich und am selben Ort auftreten, hierfür sind aber spezielle Voraussetzungen erforderlich, gekennzeichnet durch entsprechende Wärmestromdichte oder Strömungsgeschwindigkeit bzw. Massenstromdichte.

Bei den etablierten Berechnungsmethoden für den Wärmeübergangskoeffizienten beim Strömungssieden α_{fb} werden die WÜK beim Strömungssieden aus Kombination des WÜK für Konvektion in der einphasigen Strömung α_{LO} (*LO* für engl. liquid only) mit dem WÜK durch Behältersieden α_{pb} ermittelt. Die Verstärkung des konvektiven Transports im einphasigen Fluid der Zweiphasenströmung wird in einem Verstärkungsfaktor F , der für engl. *forced convective heat transfer enhancement factor* steht, zusammengefasst. Dem gegenüber steht ein Faktor S (engl. für suppression), der die Unterdrückung des Wärmeübergangs des Behältersiedens durch die erzwungene Strömung erfasst. Durch Multiplikation der Wärmeübergänge der einzelnen Mechanismen mit den jeweiligen Fakto-

ren erhält man so die einzelnen Anteile des Wärmeübergangs in Zweiphasenströmungen. [Chen \[1966\]](#) schlug dies als erster vor.

α_{cbf} steht für das konvektive Strömungssieden ($\alpha_{cbf} = \alpha_{LO} F$) und α_{nbf} für das Blasensieden bei Strömung ($\alpha_{nbf} = \alpha_{pb} S$).

Frühere Korrelationsansätze

[Kutateladze \[1961\]](#) schlägt für den resultierenden Wärmeübergang beim Strömungssieden eine Summe der mit n potenzierten Einzelanteile und anschließender n -ten Wurzel vor. Er selbst setzt n zu 2.

$$\alpha_{fb|Kutat.} = \sqrt[n]{\alpha_{cbf}^n + \alpha_{nbf}^n} \quad (4.63)$$

[Chen \[1966\]](#) (Index C) wählt $n = 1$, was der einfachen Addition der Einzelanteile entspricht.

$$\alpha_{fb|C} = \alpha_{cbf|C} + \alpha_{nbf|C} = \alpha_{LO} F_C + \alpha_{pb,0} S_C \quad (4.64)$$

Für die Faktoren F_C und S_C hat [Butterworth \[1979\]](#) aus Chens grafischen Korrelationen folgende Berechnungsgleichungen abgeleitet:

$$F_C = 2,35 \left(X_{tt}^{-1} + 0,213 \right)^{0,736} \quad (4.65)$$

Hierin ist X_{tt} der Lockhart-Martinelli-Parameter für turbulente Strömung, der wie folgt definiert ist [[Baehr 2008](#)]:

$$X_{tt} = \left(\frac{1 - \dot{x}}{\dot{x}} \right)^{0,9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0,5} \left(\frac{\eta_L}{\eta_G} \right)^{0,1} \quad (4.66)$$

Für den Unterdrückungsfaktor S_C gilt:

$$S_C = \frac{1}{1 + 2,53 \cdot 10^{-6} Re_{LG}^{1,17}} \quad \text{mit} \quad Re_{LG} = Re_L F_C^{1,25} \quad (4.67)$$

Im Laufe der vergangenen Jahre wurden eine Vielzahl an Werten und Berechnungsgleichungen für F , S und n entwickelt, die Grundmethode bei der Ermittlung für α_{fb} basiert aber auf dem Ansatz von [Kutateladze \[1961\]](#) in Gleichung 4.63.

Korrelation von SHAH UND KANDLIKAR

Einen leicht anderen Ansatz wählt [Shah \[1982\]](#). Als Basis für den Wärmeübergang beim Strömungssieden $\alpha_{fb|SK}$ wird der Wärmeübergang der rein einphasigen flüssigen Strömung α_{LO} herangezogen (Der Index SK bezeichnet Shah und Kandlikar). Dieser wird dann mit dem größeren der beiden Fak-

toren F_{SK} bzw. S_{SK} multipliziert.

$$\alpha_{fb|SK} = \alpha_{LO} \max \{F_{SK}; S_{SK}\} \quad (4.68)$$

Für die Berechnung von α_{LO} wird die Verwendung der Korrelation von Dittus und Boelter vorgeschlagen (Gl. 4.51). [Kandlikar \[1990\]](#) hat Berechnungsgleichungen für die in ursprünglich als graphische Korrelationen vorliegenden Faktoren F_{SK} bzw. S_{SK} entwickelt. Diese sind gültig für Wasser in senkrechten Rohren. Für andere Rohre und Flüssigkeiten sei auf seine Arbeit verwiesen.

$$F_{SK} = 1,136 Co^{-0,9} + 667,2 Bo^{0,7} \quad (4.69)$$

$$S_{SK} = 0,6683 Co^{-0,2} + 1058 Bo^{0,7} \quad (4.70)$$

Sie sind abhängig von der Siedekennzahl Bo und der Konvektionskennzahl Co . Beide sind dimensionslos und sind wie folgt definiert:

$$Bo = \frac{\dot{q}}{\dot{m} \Delta h_v} \quad (4.71)$$

Die Siedekennzahl Bo ist ein Maß dafür, wie viel Dampf durch die zugeführte Wärme generiert werden kann und ist damit ein indirektes Maß für den Dampfmassenanteil in der Strömung.

$$Co = \left(\frac{1 - \dot{x}}{\dot{x}} \right)^{0,8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0,5} \quad (4.72)$$

Die Konvektionskennzahl Co ist dem Lockhart-Martinelli-Parameter ähnlich und bemisst den Einfluss des Dampfgehaltes zusammen mit dem Verhältnis der Dichten der beiden Phasen.

Im Folgenden werden aktuelle Berechnungsansätze vorgestellt, wobei zwischen dem Strömungssieden in gesättigtem Fluid und dem unterkühlten Strömungssieden differenziert wird. Allen folgenden Ansätzen ist es gemein, dass sie nicht auf den empirischen Siede- bzw. Konvektionszahlen Bo bzw. Co basieren.

Gesättigtes Strömungssieden

Korrelation von STEINER UND TABOREK

Eine der am häufigsten zitierten und verwendeten Berechnungsmethoden für das gesättigte Strömungssieden stammt von [Steiner und Taborek \[1992\]](#), im Folgenden mit dem Index ST gekennzeichnet. Auch in der aktuellen (11.) Auflage des VDI-Wärmeatlas [[Kind u. a. 2013](#)] wird diese Methode - in einer leicht modifizierten Form - vorgeschlagen. Es erfolgt eine Anlehnung an die Methode von [Kutateladze \[1961\]](#) mit $n = 3$. Bei diesen Ansätzen wird stets der lokale Wärmeübergang im

aufwärts durchströmten Siederohr berechnet.

$$\alpha_{fb|ST} = \sqrt[3]{\alpha_{cbf|ST}^3 + \alpha_{nbf|ST}^3} = \sqrt[3]{(\alpha_{LO} F_{ST})^3 + (\alpha_{pb,fb,0} S_{ST})^3} \quad (4.73)$$

Für die Ermittlung des einphasigen Wärmeübergangs α_{LO} schlagen Steiner und Taborek die in Abschnitt 4.5.1 vorgestellten Berechnungsgleichungen nach Gnielinski [2013a] (Gl. 4.46) vor. Der Verstärkungsfaktor F_{ST} wird wie folgt angegeben⁵.

$$F_{ST} = \left[(1 - \dot{x})^{0,01} \left((1 - x^*)^{1,5} + 1,9 \cdot \dot{x}^{0,6} \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,35} \right)^{-2,2} + \dot{x}^{0,01} \left(\frac{\alpha_{GO}}{\alpha_{LO}} \left(1 + 8 (1 - \dot{x})^{0,7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0,67} \right) \right)^{-2} \right]^{-0,5} \quad (4.74)$$

Es ist zu erkennen, dass der Verstärkungsfaktor F_{ST} einerseits vom Strömungsdampfgehalt \dot{x} und damit auch vom (druckabhängigen) volumetrischen Strömungsdampfanteil abhängig ist, der maßgeblich die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten der beiden Phasen definiert. Zum anderen fließt auch das - erneut druckabhängige - Verhältnis der Dichten der beiden Phasen ein. Der obere Term in Gl. 4.74 repräsentiert dabei den Einfluss der flüssigen Phase, der untere Term den der dampfförmigen. Beim Strömungsdampfgehalt $\dot{x} = 0$ wird der rechte Term durch den Vorfaktor $\dot{x}^{0,01}$ eliminiert. Den rechten Term beeinflusst zudem das Verhältnis der Wärmeübergangskoeffizienten $\frac{\alpha_{GO}}{\alpha_{LO}}$, wobei α_{GO} den Wärmeübergang der reinen Dampfströmung repräsentiert, der mit Annahme der Gesamtmassenstromdichte analog zu α_{LO} nach Abschnitt 4.5.1 zu berechnen ist.

Der rechte Term für das Blasensieden bei Strömung unter der Wurzel in Gleichung 4.73 enthält einen Referenz-Wärmeübergang $\alpha_{pb,fb,0}$, der stoffspezifisch ist und für viele gängige Fluide aus Tabellen z.B. aus Kind u. a. [2013] entnommen werden kann. Wenn dieser nicht zur Verfügung steht, wird eine Berechnungsmethode analog zum Behältersieden im vorherigen Abschnitt vorgeschlagen (Gln. 4.55 ff.). Für Wasser ist der Referenzwert $\alpha_{pb,fb,0,H_2O} = 25,58 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Dieser wurde wiederum ermittelt bei den speziellen Bedingungen reduzierter Druck $p_0^* = 0,1$, der Referenzrauigkeit $R_{a,0} = 1 \mu\text{m}$ sowie einer Referenzwärmestromdichte $\dot{q}_0 = 150 \text{ kW m}^{-2}$. Er unterscheidet sich vom Referenzwert beim Behältersieden $\alpha_{pb,0,H_2O}$, sowohl im Betrag als auch in den Referenzbedingungen.

Der Unterdrückungsfaktor für das Blasensieden in der Strömung S_{ST} wird mit einer Methodik berechnet, die der beim Behältersieden ähnlich ist:

$$S_{ST} = F_{p^*} F_q F_d F_W F_{Fl} \quad (4.75)$$

Die Korrelation ist für folgende Bereiche gültig:

$$0,001 \leq p^* \leq 0,985, 1 \leq d_i / (\text{mm}) \leq 32 \text{ und } 0,005 \leq R_a / (\mu\text{m}) \leq 5.$$

⁵Diese Gleichung wird von Kind u. a. [2013] vorgeschlagen. Sie modifiziert die ursprünglich in Steiner und Taborek [1992] angegebenen Gleichungen derart, dass sie für das gesamte Strömungsdampfgehaltsspektrum in einem Rohr $0 < \dot{x} < 1$ verwendbar sind

Dieser Gültigkeitsbereich deckt die Anwendung für die in dieser Arbeit untersuchten Siederohre ab.

Die Faktoren bzw. Funktionen F mit den jeweiligen Indizes drücken den Einfluss der verschiedenen Mechanismen aus. Der Faktor F_{p^*} berücksichtigt die starke Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs und ist aus einer Vielzahl an Messdaten gängiger Fluide, unter anderem Wasser, abgeleitet:

$$F(p^*) = 2,816 p^{*0,45} + \left(3,4 + \frac{1,7}{1 - p^{*7}}\right) p^{*3,7} \quad (4.76)$$

Den Einfluss der Wärmestromdichte berücksichtigt der Faktor F_q :

$$F_q = \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0}\right)^{n(p^*)} \quad (4.77)$$

Wiederum ist eine stoffspezifische Referenzwärmestromdichte \dot{q}_0 einzusetzen. Für Wasser beträgt sie $\dot{q}_0 = 150 \text{ kW m}^{-2}$. Der druckabhängige Exponent $n(p^*)$ ist für anorganische Fluide, z.B. Wasser, wie folgt angegeben:

$$n(p^*) = 0,8 - 0,1 \cdot 10^{(0,76p^*)} \quad (4.78)$$

Ein gegenüber dem Referenzinnendurchmesser des Siederohrs $d_{i,0} = 10 \text{ mm}$ verschiedener Innendurchmesser wird über den Faktor F_d berücksichtigt, der wie folgt lautet.

$$F_d = \left(\frac{d_i}{d_{i,0}}\right)^{-0,4} \quad (4.79)$$

Die Oberflächenbeschaffenheit der Siederohrwand auf der Strömungsseite wird wiederum durch den Faktor F_W ausgedrückt. $R_{a,0}$ ist wieder die Referenzrauigkeit mit $1 \mu\text{m}$.

$$F_W = \left(\frac{R_a}{R_{a,0}}\right)^{0,133} \quad (4.80)$$

Zuletzt werden über Faktor F_{Fl} die thermophysikalischen Stoffeigenschaften des Fluids berücksichtigt. Analog zum Behältersieden wird auch hier der Ansatz über die molaren Massen des Fluids benutzt. Für gängige Fluide ist der Faktor tabelliert, für Wasser beträgt er $F_{Fl} = 0,79$.

Kind u. a. [2013] empfehlen, die für die Ermittlung des Wärmeübergangs beim Strömungssieden $\alpha_{fb|ST}$ angegebene Gl. 4.73 vor der Berechnung auf Anwendbarkeit zu prüfen. So ist darauf zu achten, dass eine für die Entstehung von Dampfblasen an der Wand erforderliche Mindestwärmestromdichte $\dot{q}_{onb,fb}$ (engl. onset of nucleate boiling, Index *onb*) zur Verfügung steht, die mit folgender

Gleichung abschätzbar ist.

$$\dot{q}_{omb,fb} = \frac{2 \sigma T_s \alpha_{LO}}{r_{krit} \rho_G \Delta h_v} \quad (4.81)$$

Es ist erkennbar, dass hier die Oberflächenspannung σ , ein mit $r_{krit} = 0,3 \cdot 10^{-6}$ m kritischer Blasenentstehungsradius und die stoffspezifischen Eigenschaften eine Rolle spielen. Im Gegensatz zum Behältersieden ist aber auch der Betrag des Wärmeübergangs der rein einphasigen Strömung α_{LO} ein entscheidender Faktor. Je größer dieser ist, desto höher ist die für das Blasensieden in der Strömung erforderliche Wärmestromdichte. Der Einfluss des Prozessdrucks drückt sich in der Dichte des Dampfes ρ_G aus; je geringer der Druck, desto niedriger die Dichte und umso höher wiederum die erforderliche Wärmestromdichte. Die bei niedrigerem Druck - und damit niedrigerer Sättigungstemperatur - höhere Oberflächenspannung σ führt zum selben Effekt.

Wird die erforderliche Wärmestromdichte nicht erreicht, so wird die Vernachlässigung des Terms für das Blasensieden auf der rechten Seite in Gl. 4.73 empfohlen.

Korrelation von LIU UND WINTERTON

Auch [Liu und Winterton \[1991\]](#), im Folgenden mit dem Index LW gekennzeichnet, wählen für die Berechnung des (lokalen) Wärmeübergangs beim Strömungssieden $\alpha_{fb|LW}$ den Ansatz der exponentiellen Addition der beiden verschiedenen Mechanismen, wie von [Kutateladze \[1961\]](#) eingeführt (vgl. Gl. 4.63). Als Exponent wird $n = 2$ gewählt. Sie argumentieren, dass bei einer einfachen Addition, wie [Chen \[1966\]](#) sie vorschlägt, der Einfluss des Blasensiedens zu stark bewertet sei. Gerade bei hohen Dampfgehalten sind die Strömungsgeschwindigkeiten der einzelnen Phasen so hoch, dass das Blasensieden damit stärker unterdrückt werden müsste. Die quadratische Wurzelsumme bevorzugt den größeren Anteil, in diesem Falle das konvektive Sieden.

$$\alpha_{fb|LW} = \sqrt[2]{\alpha_{cbf|LW}^2 + \alpha_{nbf|LW}^2} = \sqrt[2]{(\alpha_{LO} F_{LW})^2 + (\alpha_{pb,0} S_{LW})^2} \quad (4.82)$$

Für die Berechnung des rein einphasigen Wärmeübergangs α_{LO} , der die Basis für das konvektive Sieden darstellt, schlagen sie die Verwendung der Korrelationen von [Dittus und Boelter \[1930\]](#) aus Gl. 4.51 vor. Für den Verstärkungsfaktor F_{LW} geben sie folgende Berechnungsmethode an:

$$F_{LW} = \left[1 + \dot{x} Pr \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1 \right) \right]^{0,35} \quad (4.83)$$

Analog zu Gleichung 4.74 von [Steiner und Taborek \[1992\]](#) spielen für die Verstärkung des einphasigen Wärmeübergangs der Strömungsdampfgehalt \dot{x} und das Dichteverhältnis der beiden Phasen eine Rolle. Zusätzlich wird hier aber noch der Einfluss der Prandtl-Zahl berücksichtigt, also die Abweichung des Geschwindigkeits- vom Temperaturprofil in der Strömung.

Der Einfluss der Unterdrückung des Blasensiedens wird mit S_{LW} beschrieben, der den Einfluss des Verstärkungsfaktors F_{LW} miteinbezieht, hauptsächlich also den Einfluss des Strömungsdampfge-

halts.

$$S_{LW} = \left(1 + 0,055 F_{LW}^{0,1} Re_L^{0,16}\right)^{-1} \quad (4.84)$$

Für die Berechnung des Wärmeübergangs beim Behältersieden $\alpha_{pb,0}$ wird die Verwendung der Korrelationsgleichung von Cooper [1984], Gl. 4.62, empfohlen.

Der Gültigkeitsbereich für die Anwendung der Gleichungen 4.82 bis 4.84 ist in Liu und Winterton [1991] aufgeführt. Er erlaubt die Anwendung für die in dieser Arbeit untersuchten Siederohre.

Korrelation von KENNING UND COOPER

Kenning und Cooper [1989] verwenden ebenfalls den Summenansatz, der Exponent wird allerdings zu $n = \infty$ gesetzt. Das hat zur Folge, dass keine Addition der beiden Anteile erfolgt, sondern nur der größere der beiden Anteile den Wärmeübergang für das Strömungssieden darstellt.

$$\alpha_{fb|KC} = \sqrt[\infty]{\alpha_{cbf|KC}^{\infty} + \alpha_{nbf|KC}^{\infty}} = \sqrt[\infty]{(\alpha_{LO} F_{KC})^{\infty} + (\alpha_{pb} S_{KC})^{\infty}} \quad (4.85)$$

Die Experimente wurden mit Wasser bei Drücken zwischen 1,6 und 6 bar und Rohrdurchmessern zwischen 9,6 und 14,4 mm durchgeführt. Diese Einschränkungen lassen die Anwendung der Gleichungen für die Siederohre in dieser Arbeit u.U. nicht zu, werden aber trotzdem im weiteren Verlauf betrachtet.

Der Verstärkungsfaktor F_{KC} beruht auf einer Modifikation der Korrelation von Chen [1966] (Gl. 4.65) und beruht wiederum auf dem Lockhart-Martinelli-Parameter X_{tt} (Gl. 4.66):

$$F_{KC} = 1 + 1,18 \left(\frac{1}{X_{tt}}\right)^{0,87} \quad (4.86)$$

Für den Beitrag des Blasensiedens schlagen sie die Verwendung der von Cooper [1984] entwickelten Korrelation vor (Gl. 4.62). Eine Skalierung von α_{pb} ist nicht notwendig ($S_{KC} = 1$), da sie annehmen, dass der Wärmeübergang beim Blasensieden in Strömungen dem beim Behältersieden identisch ist.

Neben den hier vorgestellten Korrelationen zum Strömungssieden existieren in der Literatur zahlreiche weitere Untersuchungen und Berechnungsempfehlungen, die aber stets so speziell hinsichtlich der Anwendung und Art des Fluids sind, dass sie nicht allgemein anwendbar sind.

4.5.3 Unterkühltes Strömungssieden

Im Bereich des Siederohres, in dem durch die zugeführte Wärme das Fluid noch nicht die Sättigungsenthalpie h' erreicht hat, kann trotzdem - wie bereits einleitend angeführt - Wärme durch einen wandnahen Phasenwechsel an das Fluid übertragen werden. Voraussetzung hierfür ist, dass eine Mindestüberhitzung der Wand gegenüber der Sättigungstemperatur $\Delta\vartheta_{scbf,min}$ vorliegt, die analog zur Mindestwärmestromdichte zum Einsetzen des (Behälter-)Blasensiedens gebildet wird (vgl. Gl. 4.81).

Nach Baehr [2008] ist diese Überhitzung abschätzbar mit:

$$\Delta\vartheta_{scb,min} = (\vartheta_{W,i} - \vartheta_s)_{min} = 2 \left(\frac{2 \dot{q} \sigma T_s}{\rho'' \Delta h_v} \lambda_L \right)^{1/2} \quad (4.87)$$

Zudem muss die Voraussetzung einer gewissen Mindestrauigkeit der Heizfläche, die dann eine Keimstelle für das Blasenwachstum darstellt, gegeben sein. Ausgedrückt durch einen Mindestkrümmungsradius der Kavität $(r_0)_{min}$:

$$(r_0)_{min} = 2 \left(\frac{2 \sigma T_s}{\rho'' \Delta h_v \dot{q}} \lambda_L \right)^{1/2} \quad (4.88)$$

Eine leicht andere Modellvorstellung formuliert Hsu [1962] für die Abschätzung der Mindestüberhitzung:

$$\Delta\vartheta_{scb,min} = (\vartheta_{W,i} - \vartheta_s)_{min} = 2 \left(\frac{2 \sigma (v'' - v') T_s \dot{q}}{\lambda' \Delta h_v} \right) \quad (4.89)$$

Für die Bestimmung des Wärmeübergangs im unterkühlten Bereich werden im Folgenden unterschiedliche Ansätze vorgestellt.

Methode nach KIND u.A.

Analog zu den Ansätzen für die Berechnung des Wärmeübergangs im Bereich des gesättigten Strömungssiedens ($h' \leq h \leq h''$) wird beim unterkühlten Strömungssieden ($h < h'$, Index *scbf*, engl: *subcooled boiling at flow*) der additiver Ansatz der beiden Übertragungsmechanismen Konvektion und Blasensieden vorgeschlagen. Allerdings werden nicht die einzelnen Wärmeübergänge addiert, sondern die einzelnen Wärmestromdichten, die aus den einzelnen Wärmeübergängen resultieren \dot{q}_{cbf} resp. \dot{q}_{nbf} . Für den konvektiven Anteil (cbf) ist die kalorisch gemittelte Fluidtemperatur ϑ_L (aus $h < h'$) und für den blasensiedenden Anteil (nbf) die Sättigungstemperatur ϑ_s anzusetzen [Kind u. a. 2013].

$$\dot{q}_{scbf} = \dot{q}_{cbf} + \dot{q}_{nbf} = \alpha_{cbf} (\vartheta_{W,i} - \vartheta_L) + \alpha_{nbf} (\vartheta_{W,i} - \vartheta_s) \quad (4.90)$$

Der effektive WÜK für das unterkühlte Strömungssieden lässt sich dann wie folgt angeben:

$$\alpha_{scbf} = \frac{\dot{q}_{scbf}}{\vartheta_{W,i} - \vartheta_L} \quad (4.91)$$

Für die Wärmeübertragungskoeffizienten der beiden Mechanismen können die Bestimmungsgleichungen für das Strömungssieden gesättigter Flüssigkeiten verwendet werden (siehe Abschnitt *Steiner & Taborek* auf Seite 65). Erneut ist zu beachten, dass die in Gl. 4.81 zu berechnende Mindestwärmestromdichte erreicht sein muss, um das Blasensieden in Strömung zu ermöglichen. Die beiden einzelnen Anteile sind dabei stark von der lokalen Unterkühlung (des Flüssigkeitskerns) abhängig. Im Bereich größerer Unterkühlung bilden sich - die Mindestwärmestromdichte vorausgesetzt - die Blasen an der Wand. Diese sind aber verhältnismäßig klein im Durchmesser, da im Kern der Strömung die Fluidtemperatur noch so kalt ist, dass die Blase in die kalte Front hineinwächst, dort aber sofort wieder kondensiert. Bei geringerer Unterkühlung ist die Kondensationsleistung schwächer und die Blasen können bestehen bleiben (Beginn der Nettodampfentwicklung). Obwohl an dieser Stelle der Punkt des Beginns des Sättigungssiedens noch nicht erreicht ist ($h < h'$), ist der Übertragungsmechanismus nicht mehr von dem des Sättigungssiedens unterscheidbar [Kind u. a. 2013]. Für den Bereich zwischen dem Entstehen der ersten Blase in der unterkühlten Flüssigkeit und dem Punkt der Nettodampfentwicklung kann für die Berechnung der WÜK entweder die Methode aus Gl. 4.90 angewendet werden oder die Methoden des Strömungssiedens gesättigter Flüssigkeit.

Korrelation von MOLES & SHAW

Für übliche Fluide bei Atmosphärendruck, wie z.B. Wasser oder Ammoniak, kann die folgende Gleichung benutzt werden, welche die Verbesserung des Wärmeübergangs α_{scbf} gegenüber dem rein konvektiven Übergang α_{LO} - nach Gnielinski zu berechnen - in kreisrunden Rohren beschreibt [Moles und Shaw 1972] (Index M&S).

$$\left(\frac{\alpha_{scbf}}{\alpha_{LO}} \right)_{M\&S} = 0,0254 \left(\frac{\Delta L}{d_i} \right)^{-0,50} Bo^{0,17} Pr^{-0,46} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{-0,03} \quad (4.92)$$

Korrelation von HODGSON

Eine alternative empirische Berechnungsgleichung gibt Hodgson [1968] (Index HO) an, die für Wasser bei erhöhten Drücken (7-138 bar) ermittelt wurde:

$$\left(\frac{\alpha_{scbf}}{\alpha_{LO}}\right)_{HO} = 0,0152 \left(\frac{\Delta L}{d_i}\right)^{-0,55} Bo^{0,15} H_b^{-0,08} \quad \text{mit} \quad H_b^{-0,08} = \frac{1}{1,25} (p^*)^{0,10} \quad (4.93)$$

In beiden obigen Gleichungen beschreibt der Term $\Delta L/d_i$ den dimensionslosen Abstand vom Rohreintritt bis zum Erreichen des (querschnittsgemittelten) gesättigten Zustandes, hier also den Punkt des Sättigungssiedens, der aus Massenstrom und zugeführter Leistung ermittelt werden kann. Die Siedekennzahl Bo ist nach Gl. 4.71 zu berechnen.

Korrelation von LIU & WINTERTON

Liu und Winterton [1991] geben in ihrer Veröffentlichung neben dem gesättigten Strömungssieden auch eine Berechnungsgleichung für das unterkühlte Strömungssieden an:

$$\alpha_{scbf,L\&W} = \frac{\dot{q}}{\Delta\vartheta_b} \quad (4.94)$$

$\Delta\vartheta_b$ beschreibt die Temperaturdifferenz zwischen der Kerntemperatur der Flüssigkeit ϑ_L und der Innenwandtemperatur $\vartheta_{W,i}$. Wenn letztere nicht bekannt ist, ist $\Delta\vartheta_b$ wie folgt zu ermitteln:

$$\Delta\vartheta_b = \frac{\vartheta_s - \vartheta_L}{1 + A_{bp}^2} \left[1 + \sqrt{(1 + (1 + A_{bp}^2)(A_{qp}^2 - 1))} \right] \quad (4.95)$$

wobei

$$A_{bp} = \frac{\alpha_{LO} F_{LW}}{\alpha_{pb,0} S_{LW}} \quad \text{und} \quad A_{qp} = \frac{\dot{q}}{\alpha_{pb,0} S_{LW} (\vartheta_s - \vartheta_L)} \quad (4.96)$$

Die Faktoren F_{LW} bzw. S_{LW} sind nach Gln. 4.83 bzw. Gln. 4.84 zu berechnen.

4.5.4 Wärmeübergang beim Sieden von wässriger LiBr-Lösung

In der hier untersuchten Anwendung in HTA kommt wässrige Lithiumbromidlösung als Arbeitsmittel zum Einsatz. Lithiumbromid ist in seiner Grundform ein festes, hygroskopisches Salz, das in Wasser gut löslich ist. Die wässrige LiBr-Lösung ist somit ein Gemisch aus den zwei Komponenten Wasser und LiBr-Salz und ist - formal betrachtet - ein Mehrstoffsystem. Das Salz ist hierbei aber kein flüchtiger Bestandteil, es weist vielmehr einen gegenüber dem Wasser verschwindenden Dampfdruck auf.

Für die Vorhersage der Wärmeübergangskoeffizienten beim Sieden von Mehrstoffsystemen müssen gemischspezifische Effekte berücksichtigt werden. Die Modellansätze basieren grundsätzlich darauf, vom Wärmeübergang der einzelnen Komponenten auf den des Gemischs zu schließen. Es ist allerdings nicht ausreichend, die Stoffeigenschaften der Einzelkomponenten durch die des Gemisches zu ersetzen. Vielmehr müssen Veränderungen in thermodynamischen Größen berücksichtigt werden, wie z.B. Veränderung der Stofftransporteigenschaften im Fluid durch lokal unterschiedliche Konzentrationen und erhöhte lokale Siedepunkte [Estiot 2009]. Sämtliche in den vorherigen Abschnitten gezeigten Zusammenhänge und Berechnungskorrelationen für die Wärmeübergangskoeffizienten bei Strömung in Rohren gelten für Reinstoffe wie z.B. Wasser oder Kältemittel. Die Übertragung auf die wässrige LiBr-Lösung ist nicht ohne Anpassung möglich und ist u.U. mit großen Unsicherheiten in der Vorhersage behaftet. Estiot [2009] hat in ihrer Arbeit eine ausführliche Literaturrecherche zum Behältersieden wässriger Lösungen durchgeführt und kommt zu folgenden Aussagen:

Das Gemisch weist gegenüber dem Reinstoff stets einen kleineren Wärmeübergangskoeffizienten auf. Nur wenn bei gleichen Einsatzbedingungen (Heizflächenbeschaffenheit, Druck und Wärmestromdichte) die Wärmeübergänge beim Sieden des Reinstoffs experimentell bestimmt wurden, lässt sich eine belastbare Aussage für den Übertrag auf das Mehrstoffsystem treffen. Wenn die Wärmeübergangskoeffizienten für den Reinstoff dagegen aus halb-empirischen Korrelationen ermittelt wurden, ergeben sich so große Unsicherheiten, dass von der Anwendung auf ein Mehrstoffsystem abgeraten wird.

Nur sehr wenige Autoren haben das Siedeverhalten von LiBr-Lösung im Unterdruck untersucht, wobei nur eine dieser Quelle einen annehmbar breiten Anwendungsbereich in Druck und Lösungskonzentration angibt [Minchenko und Firsova 1969]. Für das Behältersieden existiert eine Berechnungskorrelation. Es wird eine Gleichung angegeben, die den WÜK $\alpha_{pb, LiBr}$ auf einen Referenzzustand, der hier bei Atmosphärendruck p_{atm} und der gleichen Wärmestromdichte mit wässriger LiBr-Lösung ermittelt sein muss, bezieht.

$$\alpha_{pb, LiBr} = C \dot{q}^n \left(\frac{p}{p_{atm}} \right)^{-0,18} e^{-0,01 x_{LiBr} / \%} \quad (4.97)$$

Es lässt sich eine Analogie zu den Gleichungen von Cooper und Gorenflo für das Behältersieden erkennen. Der Faktor C berücksichtigt die Eigenschaften der Heizfläche und des Fluids. Die exponentielle Abhängigkeit des WÜK von der Wärmestromdichte ist über den Term \dot{q}^n ausgedrückt. Steigender Druck sowie steigende Lösungskonzentration führen laut Gl. 4.97 zu einer Abnahme des WÜK. Zumindest der Druckeinfluss widerspricht der Tendenz beim Behältersieden von Wasser, wo der Wert des WÜK mit steigendem Druck zunimmt.

Laut [Estiot \[2009\]](#) ist obige Gleichung 4.97 die einzige, die den Einfluss von Betriebsparametern auf das Behältersieden von LiBr-Lösung berücksichtigt. Zwar sind in den letzten Jahren Arbeiten zum Sieden von LiBr-Lösung durchgeführt worden (z.B. [Sathyabhama und Krishnan \[2012\]](#)), jedoch lässt sich hieraus kein verallgemeinerbarer Rückschluss auf den WÜK ziehen, da die Anwendungen und jeweiligen Betriebsbedingungen sehr speziell sind.

Es existiert allerdings eine weithin anerkannte Korrelation von [Rant und Krey \[1977\]](#), die den Wärmeübergang beim Behältersieden von verschiedenen wässrigen Salzlösungen (auch LiBr) ermitteln lässt, indem man zunächst den WÜK von reinem Wasser α_{pb,H_2O} unter den gleichen Betriebsbedingungen (Heizflächeneigenschaft, Druck und Wärmestromdichte) ermittelt - z.B. mithilfe Gl. 4.62. Den WÜK für LiBr $\alpha_{pb,LiBr}$ erhält man dann, indem lediglich Unterschiede der Stoffeigenschaften der beiden Fluide (bei identischen Betriebsbedingungen) berücksichtigt werden, siehe folgende Gleichung:

$$\frac{\alpha_{pb,LiBr}}{\alpha_{pb,H_2O}} = \left(\frac{\lambda'_{LiBr}}{\lambda'_{H_2O}} \frac{c_{p,LiBr}}{c_{p,H_2O}} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma'_{LiBr}}{\sigma'_{H_2O}} \frac{\Delta h_{v,LiBr}}{\Delta h_{v,H_2O}} \right)^{-1/2} \frac{\rho'_{LiBr}}{\rho'_{H_2O}} \left(\frac{\rho''_{LiBr} \eta'_{LiBr}}{\rho''_{H_2O} \eta'_{H_2O}} \right)^{-1/4} \quad (4.98)$$

Das Verhältnis $\frac{\alpha_{pb,LiBr}}{\alpha_{pb,H_2O}}$ wird im Folgenden als Rant-Faktor bezeichnet. Die in der Gleichung zu verwendenden Stoffeigenschaften der Fluide - hier Wasser und wässrige LiBr-Lösung - sind allesamt abhängig von Druck und Temperatur. Die Grundbedingung ist, dass für beide Fluide der identische Druck verwendet werden muss. Da die Lösung bei gleichem Druck aber eine andere (höhere) Siedetemperatur hat als das reine Wasser, sind die Stoffeigenschaften der Fluide bei den jeweils entsprechenden Temperaturen zu ermitteln.

In den Versuchsauswertungen im weiteren Verlauf dieser Arbeit und zum Vergleich der experimentellen Daten mit den Werten der WÜK aus den o.g. Korrelationen (Kap. 7.4.10) wird der Rant-Faktor berücksichtigt.

Dies erfolgt bei der Berechnung des WÜK beim Blasensieden α_{pb} nach [Gorenflo \[2013\]](#) (Gl. 4.55 ff.) oder [Cooper \[1984\]](#) (Gl. 4.62) bzw. der blasensiedende Anteil beim Strömungssieden $\alpha_{pb,fb,0}$ nach [Steiner und Taborek \[1992\]](#) bzw. [Kind u. a. \[2013\]](#) (Gl. 4.73 ff.). Hier fließen die Heizflächeneigenschaften, der Druck (über den reduzierten Druck) und die Wärmestromdichte ein. Der herrschende Betriebsdruck p_K lässt auf die Siedetemperatur von Wasser schließen. Diese fließt dann für die Berechnung der Stoffwerte für Wasser (in Gl. 4.98) ein. Die Stoffwertberechnung der LiBr-Lösung erfolgt mit demselben Druck, jedoch mit der (gemessenen) Siedetemperatur der Lösung.

[Estiot \[2009\]](#) hat die Rant-Faktoren quantitativ ausgewertet und die Tendenzen durch ausführliche experimentelle Untersuchungen bestätigen können. In der Abbildung 4.6 sind diese Zusammenhänge dargestellt. Der Wärmeübergang beim Behältersieden von LiBr-Lösung ist druckabhängig. Der Wert des WÜK sinkt mit steigendem Druck und steigender Lösungskonzentration. Zudem konnte gezeigt werden, dass die Verschlechterung des Wärmeübergangs gegenüber reinem Wasser mit zunehmender Wärmestromdichte größer wird.

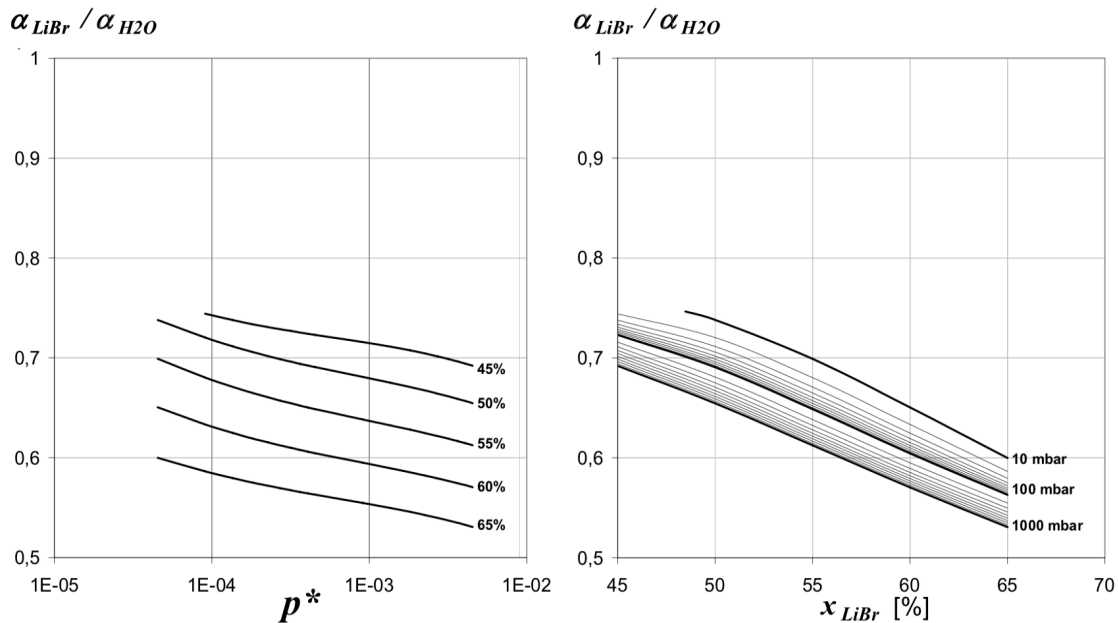


Abbildung 4.6

Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten beim Behältersieden von wässriger LiBr-Lösung im Vergleich zu Wasser bei unterschiedlichen Drücken und Lösungskonzentrationen für gleiche Wärmestromdichten und Geometrien (aus [Estiot \[2009\]](#))

[Menhart u. a. \[2015\]](#) z.B. konnten für das Behältersieden von wässriger LiBr-Lösung bei ähnlichen Bedingungen allerdings keine negative Druckabhängigkeit ermitteln: steigender Druck führte zu erhöhten WÜK bei ansonsten gleichen Bedingungen.

Für das Strömungssieden von wässriger LiBr-Lösung konnten keine Quellen ermittelt werden, die für den Betriebsbereich von HTA eine Vorhersage zulassen.

Zusammenfassend lässt sich also festhalten, dass für die Vorhersage der Wärmeübergangskoeffizienten beim Sieden von wässriger LiBr-Lösung nur eine sehr lückenhafte, allenfalls sehr betriebsspezifische Datenlage existiert. Daher ist eine experimentelle Untersuchung zur Ermittlung der WÜK beim Strömungssieden von wässriger LiBr-Lösung notwendig.

4.6 Anwendbarkeit der Korrelationen für Naturumlaufaufstreiber

Die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten verschiedenen Korrelationen und Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergang in vertikalen Siederohren werden hier nun miteinander verglichen.

Zunächst sind in Tabelle 4.1 die Gültigkeitsbereiche der Korrelationen für das Strömungssieden in vertikalen Rohren zusammengefasst. Sämtliche Gültigkeitsbereiche, die die Autoren angeben, beziehen sich auf die Anwendung bei Wasser. Zum Vergleich sind in der letzten Spalte die Betriebsbereiche in der Anwendung des mit wässriger LiBr-Lösung betriebenen Naturumlaufaufstreibers aufgeführt.

Tabelle 4.1

Gültigkeits- und Anwendungsbereiche für die Berechnung der WÜK beim Strömungssieden von Wasser und wässriger LiBr-Lösung (rechte Spalte)

Größe	Einheit	Chen [1966]	Shah [1982]	Steiner und Taborek [1992]	Liu und Winterton [1991]	Kenning und Cooper [1989]	Naturum- laufauf- treiber LiBr
\dot{q}	kW m^{-2}	6 - 2.400	10- 1.215	0,03 - 4.600	0,3 - 262.000	30 - 400	5 - 300
\dot{m}	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$	n.a.	70 - 11.071	59 - 4.480	12 - 8.179	55 - 630	100 - 1.200
\dot{x}	kg kg^{-1}	0,01 - 0,71	0 - 0,70	0 - 1,0	0 - 0,95	0,02 - 0,62	0,001 - 0,5
p	bar	n.a.	1,1 - 196	0,7 - 215	5 - 198	1,6 - 6	0,1 - 1,0
p^*	-	n.a.	0,005- 0,89	0,003 - 0,973	0,023 - 0,895	0,007 - 0,02	0,0006 - 0,0045
ρ_L/ρ_G	-	n.a.	1 - 900	3,5 - 5.000	3,5 - 343	286 - 1035	3.000 - 23.000
d_i	mm	n.a.	5,02 - 15,8	3 - 32	3 - 32	9,6 und 14,4	11, 17 und 30

Es ist zu erkennen, dass für die Wärmestromdichte \dot{q} , die Massenstromdichte \dot{m} sowie den Strömungsdampfgehalt \dot{x} alle Autoren Bereiche untersucht haben, die auch im Naturumlaufaufstreiber zu erwarten sind. Bei den untersuchten Innendurchmessern der durchströmten Rohre d_i decken manche Autoren nicht vollständig die im Experiment am Naturumlaufaufstreiber verwendeten Durchmesser ab. Die größte Diskrepanz zwischen den verfügbaren Korrelationen und der Anwendung als Naturumlaufaufstreiber besteht aber in der Drucklage. Während die meisten Autoren beim Sieden von Wasser den kleinsten Druck im Bereich des Atmosphärendrucks untersuchten, ist der Druck im HTA stets im subatmosphärischen Bereich (0,1-1 bar). Dies hat unmittelbar Einfluss auf die Gültigkeitsbereiche im Dichteverhältnis der flüssigen zur gasförmigen Phase ρ_L/ρ_g , die in der hier vorliegenden Anwendung als HTA für teilweise um Größenordnungen höher sind als bei den meisten Autoren.

Einfluss des niedrigen Drucks

Der vergleichsweise niedrige Drucklage hat Auswirkungen auf die Dampfdichte ρ_G , die zwei entscheidende Größen für die Wärmeübertragung und Strömungsmechanik im Siederrohr beeinflusst.

Erstens hängt der volumetrische Strömungsdampfanteil $\dot{\epsilon}$ maßgeblich von der Dichte des Dampfes ab, wie in Abbildung 4.7 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der volumetrische Dampfanteil bei gleichem thermodynamischem Strömungsgehalt \dot{x} und steigendem Druck immer kleiner wird. In der Anwendung des HTA werden maximale Dampfgehalte von max. 5 % ($5 \cdot 10^{-2}$) und ein maximaler Druck p_K von ca. 1 bar erwartet. Bereits bei diesen sehr kleinen Massenanteilen ist der korrespondierende volumetrische Anteil dann bei bereits über 60%. Dies hat zwar theoretisch keinen direkten Einfluss auf die Wärmeübergangskoeffizienten, da für deren Berechnung ausschließlich der (Massen-)Dampfgehalt \dot{x} einfließt. Es ist aber nicht auszuschließen, dass der hohe volumetrische Anteil indirekt Einfluss auf die Wärmeübertragung nimmt, z.B. über die resultierende Strömungsform (Ringströmung o.ä.). Das Dichteverhältnis berücksichtigt diesen Einfluss.

Auf die Strömungsmechanik aber haben die hohen volumetrischen Strömungsdampfanteile $\dot{\epsilon}$ explizit Einfluss, speziell auf die Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste.

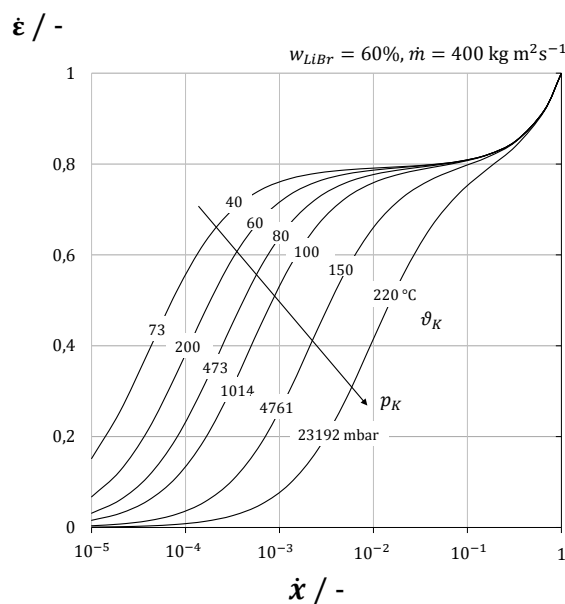


Abbildung 4.7

Abhängigkeit des Strömungsdampfanteils $\dot{\epsilon}$ vom Strömungsdampfgehalt \dot{x} nach Gl. 4.14 für unterschiedliche Drücke p_K bzw. Kondensationstemperaturen ϑ_K für wässrige LiBr-Lösung in halblogarithmischer Darstellung.

Zweitens nehmen der geringe Druck und die resultierende niedrige Dampfdichte Einfluss auf die zu erwartende Form des Wärmeübergangs beim Strömungssieden (und auch beim Behältersieden). In der folgenden Abbildung 4.8 ist dargestellt, wie stark die für das Entstehen von Dampfblasen an der Heizwand erforderliche Wärmestromdichte $\dot{q}_{onb,fb}$ vom Betriebs- bzw. Kondensationsdruck p_K , der als Siededruck bezeichnet werden kann, abhängig ist.

Die von Kind u. a. [2013] vorgeschlagene Berechnungsgleichung für die erforderliche Wärmestromdichte für das Einsetzen von Blasensieden bei Strömung ($\dot{q}_{onb,fb}$, siehe Gl. 4.81) ist im Diagramm in der Abbildung 4.8 ausgewertet. Mit sinkendem Druck nimmt die erforderliche Wärmestromdichte

stark zu. Man sieht zudem, dass umso höhere Wärmestromdichten nötig sind, je höher der Wert des WÜK der einphasigen Phase ist. Je besser der Wärmeübergang in der einphasigen Flüssigkeit, desto höher ist der Widerstand für das Entstehen von Dampfblasen an der Wand. Bei Verwendung von wässriger LiBr-Lösung sind die erforderlichen Wärmestromdichten gegenüber reinem Wasser deutlich höher.

Für die Anwendung im Naturumlaufstreiber sind Heizleistungen von maximal ca. 300 kW m^{-2} zu erwarten, wodurch nach Gl. 4.81 nur in der Nähe des Atmosphärendrucks und bei geringen Durchflusswerten - also niedrigen WÜK im einphasigen Fluid - ein Einsetzen von Blasensieden in der Strömung zu erwarten ist (blauer Bereich im Diagramm).

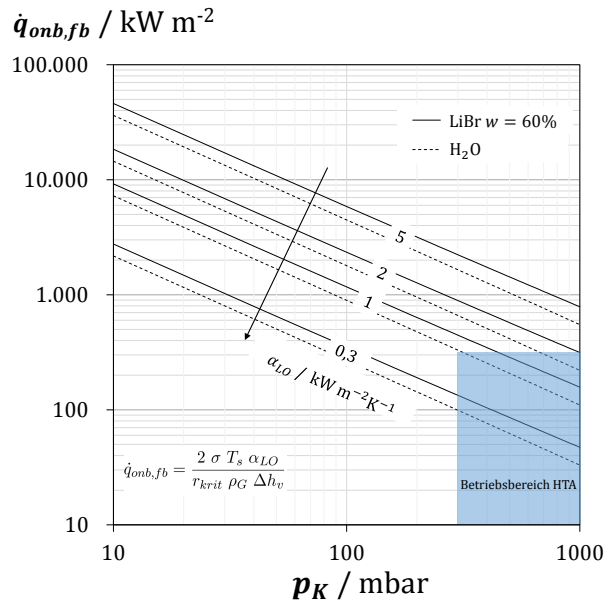


Abbildung 4.8

Erforderliche Wärmestromdichte für Blasensieden bei Strömung $\dot{q}_{omb,fb}$ nach Kind u. a. [2013] (Gl. 4.81) in Abhängigkeit vom Druck p_K sowie unterschiedlichen einphasigen WÜK α_{LO} [Gnielinski 2013a] für wässrige LiBr-Lösung und Wasser in doppeltlogarithmischer Darstellung.

Vergleich der Korrelationen für WÜK für typische Betriebsparameter im Siederohr

Lokale Betrachtung

Die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten Methoden, Korrelationen und Berechnungsgleichungen der verschiedenen Autoren unterscheiden sich teilweise signifikant. Um die unterschiedlichen Ergebnisse bei der Vorhersage der lösungsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten zu veranschaulichen, wurden die Korrelationen für die typischen Anwendungsbereiche im HTA ausgewertet. In Abbildung 4.9 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Auswertungen sind für wässrige LiBr-Lösung (Abb. 4.9a) und Wasser (Abb. 4.9b) durchgeführt worden, um die teils signifikanten Unterschiede zwischen den beiden Fluiden aufzuzeigen.

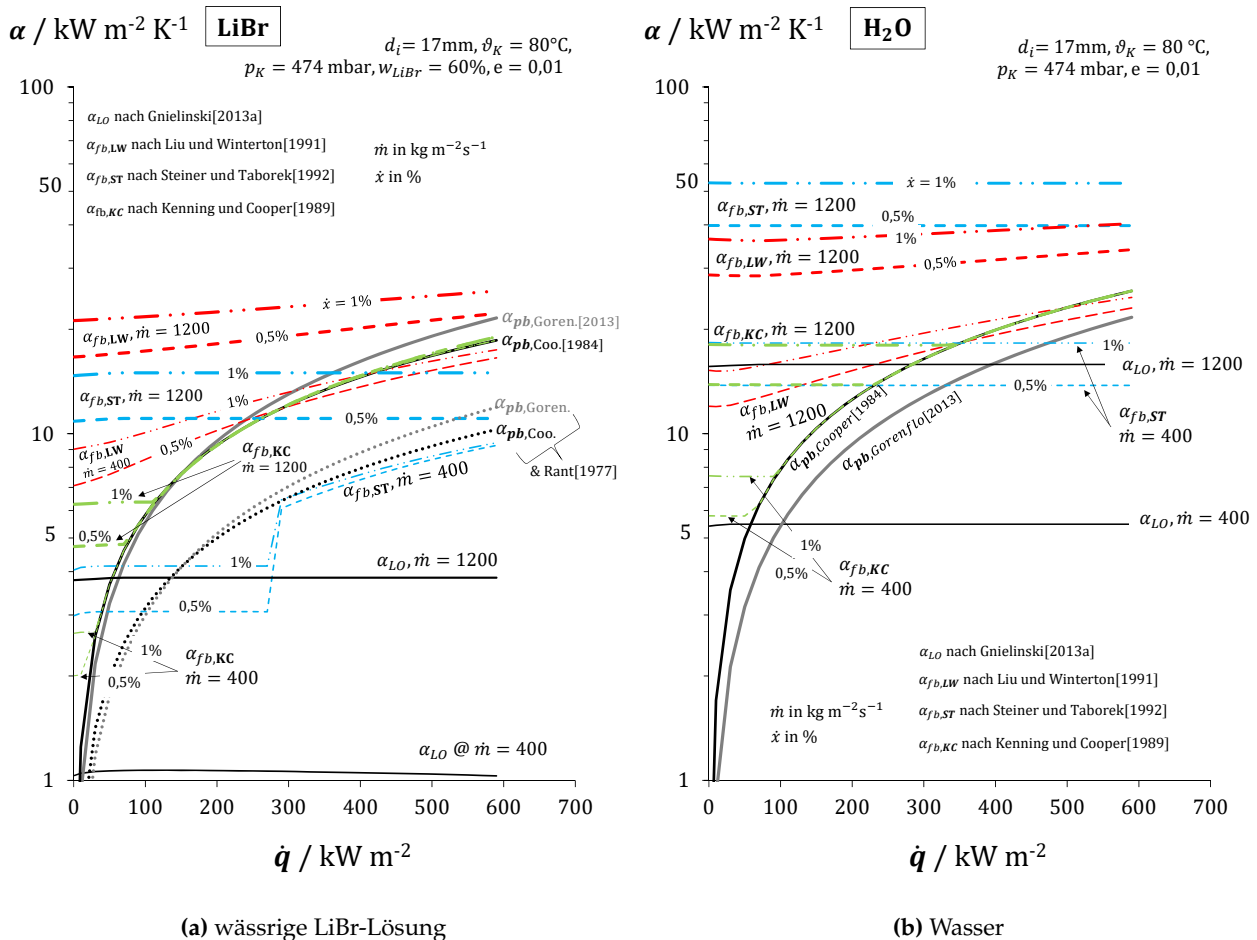


Abbildung 4.9

Erwartete lokale Wärmeübergangskoeffizienten α in einem vertikalen Siederohr durch Anwendung verschiedener Korrelationen für unterschiedliche Massenstromdichten $\dot{m} = 400$ und $1200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und Dampfgehalte $x = 0,5$ und 1% in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} . Wässrige LiBr-Lösung in (a) bzw. Wasser (H_2O) in (b) bei gleichen Druck- und Geometriebedingungen (in halblogarithmischer Darstellung).

In den Darstellungen ist der lokale Wärmeübergangskoeffizient α in halb-logarithmischer Skalierung über der Wärmestromdichte \dot{q} aufgetragen. Die Betriebsbedingungen Druck p_K , Lösungskonzentration w_{LiBr} , Rohrdurchmesser d_i und relative Rohrrauigkeit e sind für alle Fälle identisch. Neben der Wärmestromdichte sind die Massenstromdichte \dot{m} und der lokale Strömungsdampfgehalt x weitere Variationsparameter. Es ist zu erkennen, dass eine höhere Massenstromdichte höhere WÜK in der Strömung zur Folge hat. Das ist für die rein einphasige Strömung (α_{LO}) der Fall (durch

höhere Strömungsgeschwindigkeiten und damit größere Re-Zahlen) und gilt auch für den Wärmeübergang in der zweiphasigen Strömung beim Strömungssieden $\alpha_{fb,XX}$, für den der WÜK bei einphasiger Strömung die Basis ist ⁶.

Der WÜK für das Strömungssieden (fb) steigt bei allen Autoren stark mit höherem Dampfgehalt (1 % gegenüber 0,5 %). Allerdings wird er unterschiedlich stark durch die Wärmestromdichte beeinflusst. Das kann mit den unterschiedlichen Berechnungsmethoden für die Bestimmung des WÜK beim Strömungssieden erklärt werden, wie im Folgenden beschrieben:

[Liu und Winterton \[1991\]](#) (LW) wählen den Ansatz der quadratischen Addition der Anteile *konvektives Sieden* und *Blasensieden* (Gl. 4.82). Der größere der beiden Anteile wird damit stärker gewichtet, was sich darin zeigt, dass der WÜK stetig mit steigender Wärmestromdichte steigt. Mit zunehmender Wärmestromdichte steigt der WÜK beim Behältersieden (pb) zunächst steil, danach flacher an. Der WÜK beim Blasensieden - der explizit von der Wärmestromdichte abhängt - ist der dominierende Anteil. Im Diagramm sind für das Behältersieden α_{pb} beide gängigen Korrelationen von [Cooper \[1984\]](#) und [Gorenflo \[2013\]](#) ausgewertet, die Basis für das Blasensieden bei Strömung sind. Um den Einfluss der Empfehlungen bzgl. der Anwendung beim Sieden von Mehrstoffsystemen von [Rant und Krey \[1977\]](#) (Gl. 4.98) zu veranschaulichen, sind die WÜK beim Behältersieden einmal mit Berücksichtigung des Rant-Faktors gezeigt und einmal ohne. Der Rant-Faktor ist in diesem Fall ca. 0,5 und verschlechtert den WÜK - gegenüber dem reinen Wasser - dementsprechend.

Bei [Steiner und Taborek \[1992\]](#) (ST) ist der Ansatz der kubischen Addition gewählt, was ebenfalls den größeren der beiden Anteile *konvektives Sieden* und *Blasensieden* stärker gewichtet. Allerdings zeigt sich, dass die entsprechenden Werte des WÜK stets unterhalb derer von [Liu und Winterton \[1991\]](#) (LW) liegen und zudem bei ST beim größeren Massenstrom ($\dot{m} = 1200$) keine Abhängigkeit mehr vom Wärmestrom besteht. Dies ist mit der von [Steiner und Taborek \[1992\]](#) angegebenen Mindestwärmestromdichte für das Einsetzen von Blasensieden bei Strömung zu erklären (siehe auch Abb. 4.8). Wird diese Mindestwärmestromdichte nicht erreicht, so ist der WÜK für das Blasensieden Null zu setzen. Sichtbar wird dieser Effekt an den Ergebnissen für den niedrigeren Massenstrom ($\alpha_{fb,ST} @ \dot{m} = 400$). Unterhalb der Mindestwärmestromdichte (hier ca. 270 kW m^{-2}) sorgt lediglich ein höherer Dampfgehalt für einen höheren WÜK (ca. um Faktor 3 bis 4); die Wärmestromdichte nimmt keinen direkten Einfluss. Oberhalb der Mindestwärmestromdichte steigt der WÜK mit zunehmender Wärmestromdichte an. Der Einfluss des Dampfgehalts spielt hier dann eine schwächere Rolle. Beim höheren Massenstrom ist keine Abhängigkeit mehr von der Wärmestromdichte erkennbar, weil bis 600 kW m^{-2} die erforderliche Wärmestromdichte für das Blasensieden nicht erreicht wird.

[Kenning und Cooper \[1989\]](#) (KC) schlagen vor, den größeren der beiden Anteile für den WÜK beim Strömungssieden zu verwenden und für den Blasensiedenanteil den WÜK beim Behältersieden zu verwenden. Dies hat zur Folge, dass der WÜK beim Strömungssieden $\alpha_{fb,KC}$ den Wert des WÜK beim Behälterblasensieden $\alpha_{pb,Cooper}$ annimmt, sobald dieser größer ist als der konvektive Anteil. Dies ist bereits bei Wärmestromdichten unterhalb von 100 kW m^{-2} der Fall.

⁶Das XX in $\alpha_{fb,XX}$ ist Platzhalter für die Abkürzungen der Autoren der jeweiligen Korrelation (z.B. LW, KC, usw)

Zusammenfassend zeigt sich folgendes Ergebnis:

Liu und Winterton [1991] lassen die höchsten WÜK erwarten, gefolgt von Steiner und Taborek [1992] und Kenning und Cooper [1989]. Es fällt auf, dass die erzielbaren WÜK beim Strömungssieden in Wasser stets um mindestens einen Faktor 2 höher liegen als bei wässriger LiBr-Lösung. Bereits der einphasige WÜK ist bei gleicher Massenstromdichte um mindestens einen Faktor 3 höher, was sich dementsprechend auch im zweiphasigen WÜK niederschlägt. Einzig die WÜK beim Behälterblasensieden sind für beide Fluide in einer ähnlichen Größenordnung, lässt man den Rantfaktor außer Acht. Auffallend ist zudem, dass bei Wasser Steiner und Taborek [1992] die höchsten Werte erwarten lässt, gefolgt von Liu und Winterton [1991] und Kenning und Cooper [1989].

Höhenaufgelöste Betrachtung

Um die Verhältnisse im vertikalen Siederohr höhenaufgelöst zu veranschaulichen, wurden die obigen Korrelationen auch für das gesamte Siederohr ausgewertet. Im Gegensatz zur vorigen Betrachtung wird hier nun nicht mehr ein fester Dampfgehalt gesetzt, sondern der über das Siederohr veränderliche Dampfgehalt herangezogen und eine höhenabhängige Berechnung der resultierenden WÜK durchgeführt. Für die Berechnungen wurde das im späteren Kapitel 6.1 vorgestellte Naturumlaufmodell verwendet, das alle lokalen Parameter wie lokale Druck und Temperaturen berücksichtigt. In Abbildung 4.10 sind für ein Siederohr mit typischen Betriebsbedingungen und wässriger LiBr-Lösung die höhenaufgelösten Verläufe der aus den obigen Korrelationen berechneten WÜK und der Dampfgehalte bzw. -anteile für zwei verschiedene (typische) Wärmestromdichten $\dot{q} = 50$ und 200 kW m^{-2} gezeigt, die an jeder Rohrhöhe identisch ist. Zudem wurde eine (typische) Massenstromdichte $\dot{m} = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gesetzt, die für beide Wärmestromdichten gilt. Die lokale Position im Rohr (als relative Position h_{rel}) ist dabei auf der y-Achse aufgetragen, der WÜK bzw. der Dampfgehalt auf der x-Achse. Es soll hierdurch der vertikale Verlauf im Rohr illustriert werden.

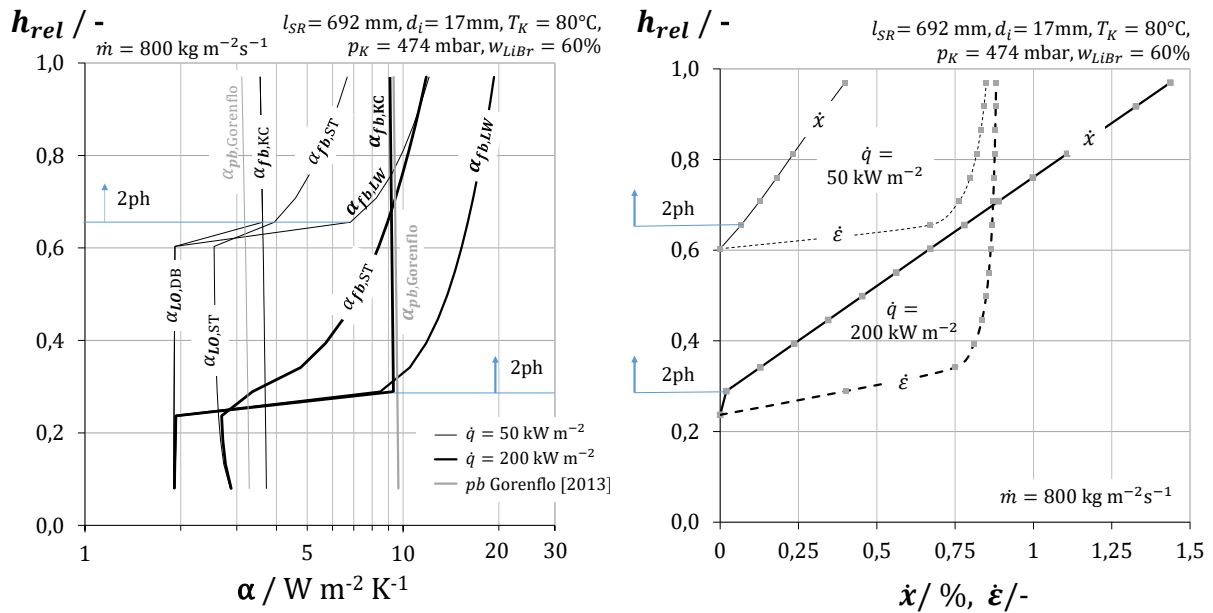
Im Diagramm sind die WÜK für die einphasige Strömung $\alpha_{LO,XX}$, für Strömungssieden $\alpha_{fb,XX}$ und für das Behältersieden $\alpha_{pb,Gorenflo}$ für die beiden Wärmestromdichten gezeigt (50 kW m^{-2} : dünne Linien, 200 kW m^{-2} : dicke Linien). Die Systematik bei der Bezeichnung der WÜK ist identisch im Diagramm in Abbildung 4.9.

Es ist erkennbar, dass die höhere Wärmestromdichte (200 kW m^{-2}) höhere WÜK zur Folge hat. Dies ist durch den Anteil des Blasensiedens (nbf) am WÜK beim Strömungssieden (fb) zu erklären, denn der WÜK durch Blasensieden ist direkt von der Wärmestromdichte abhängig (vgl. WÜK beim Behältersieden $\alpha_{pb,Gorenflo}$ für die beiden Wärmestromdichten). Eine größere Wärmestromdichte hat zudem - bei konstantem Massendurchsatz - insgesamt auch höhere Dampfgehalte zur Folge, weswegen auch hieraus der WÜK beim Strömungssieden (cbf) größer ist. Der WÜK im einphasigen Bereich ist für beide Wärmestromdichten identisch - der Massenstrom ist derselbe.

Es ist auch der Umschlagpunkt zwischen ein- und zweiphasiger Strömung erkennbar (Siedebeginn durch Erreichen der lokalen Sättigungstemperatur), an dem eine schlagartige Verbesserung des WÜK resultiert (im Diagramm mit $2ph$ gekennzeichnet).⁷ Die höhere Wärmestromdichte führt zu einem 'früheren' Siedebeginn im Rohr, da bei gleichem Massenstrom die Sättigungstemperatur bereits weiter unten im Rohr erreicht wird. Der höhere Dampfanteil ist eine Folge (Abb. 4.10b).

Nicht berücksichtigt ist in dieser Betrachtung eventuell eintretendes unterkühltes Strömungssieden

⁷ Der „scharfe Sprung nach rechts“ zwischen ein- und zweiphasigem Bereich ist dem diskreten Rechenmodell geschuldet, das das Rohr in ca. 5-Prozent-Schritten in der Höhe auflöst. Die Verbindung zwischen letztem einphasigem Punkt und erstem zweiphasigem ist linear interpoliert und bildet u.U. nicht den realen Verlauf an dieser Stelle ab.


 (a) WÜK α in halblogarithmischer Darstellung

 (b) Strömungsdampfgehalte \dot{x} und -anteile $\dot{\epsilon}$
Abbildung 4.10

Höhenaufgelöster Verlauf der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α in einem vertikalen Siederohr mit LiBr-Lösung. Berechnet anhand der unterschiedlichen Korrelationen und für die Wärmestromdichten $\dot{q} = 50$ und 200 kW m^{-2} sowie konstanter Massenstromdichte $\dot{m} = 800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a). Höhenaufgelöster Verlauf der entsprechenden Strömungsdampfgehalte \dot{x} bzw. -anteile $\dot{\epsilon}$ (b).

im einphasigen Bereich, was eine Vergrößerung des einphasigen WÜK zur Folge hätte.

Die Tendenzen in der Vorhersage der erzielbaren WÜK entsprechen denen aus der vorherigen Betrachtung: Liu und Winterton [1991] sagen den höchsten WÜK voraus. Es bleibt aber festzuhalten, dass die verschiedenen Berechnungsgleichungen für das Strömungssieden im Naturumlaufauftreiber signifikante Unterschiede untereinander aufweisen und daher nicht zuverlässig angewendet werden können. Eine detaillierte experimentelle Untersuchung für die Ermittlung der realen WÜK in der Anwendung im HTA, die auch zur Prüfung der Eignung der vorhandenen Korrelationen herangezogen werden kann, ist daher zwingend notwendig.

Kapitel 5

Laborteststand

Für die experimentelle Bestimmung der Vorgänge und Größen der Wärmeübertragung und des Strömungsverhaltens in Siederohren für Hochtemperaturnaturumlaufstreiber für Absorptionswärmepumpen wurde ein Laborteststand gebaut. In diesem Kapitel werden die experimentellen Ziele, die mithilfe des Teststands erreicht werden sollen, beschrieben. Die Ziele definierten die Anforderungen an den Teststand, woraus dessen Konzept entstand. Der mechanische Aufbau wird ebenso beschrieben wie das Steuerungs- und Regelungskonzept. Für die Erzielung der experimentellen Ergebnisse ist zudem ein umfangreiches messtechnisches Konzept an den Versuchssiederohren nötig, für die mehrere Varianten untersucht wurden.

5.1 Ziele der Experimente

Die Hauptzielsetzung in dieser Arbeit ist die Ermittlung der Charakteristik der Wärmeübertragung in Siederohren von Hochtemperaturaustreibern (HTA) in Wasser-/LiBr Absorptionswärmepumpen. Wie zuvor in Kapitel 4 beschrieben, beeinflussen zahlreiche Faktoren die thermo- und fluid-dynamischen Vorgänge und damit die Wärmeübertragung in solchen Siederohren. Die Qualität der Wärmeübertragung im vertikalen Siederohr kann sich entlang der Strömungsrichtung im Rohr ändern (siehe erneut Abbildung 4.2 auf S. 42). Eine lediglich integrale bzw. gemittelte Betrachtung der Wärmeübertragung im Rohr hat nicht die Aussagekraft, die für eine betriebssichere Auslegung von HTA notwendig wäre. Ein hoher mittlerer Wärmeübergang könnte zum Schluss führen, dass die resultierende mittlere Rohrwandtemperatur im Rahmen der gesetzten Grenzwerte liegt. Dieser dann scheinbar ausreichend hohe mittlere Wärmeübergangskoeffizient (WÜK) kann sich aber u.U. aus lokal sehr niedrigen und sehr hohen WÜK zusammensetzen. Im Bereich eines sehr niedrigen Wärmeübergangs können dann lokal zu hohe Rohrwandtemperaturen auftreten (Hot-Spots), die das Rohr so stark schädigen können, dass kein dauerhaft sicherer Betrieb des Austreibers gewährleistet ist.

Die Kenntnis der lokalen Wärmeübergänge entlang der internen Prozessseite des Siederohrs - also die lokale Wärmeübertragung von der Innenwand des Siederohrs auf die LiBr-Lösung - ist also von entscheidender Bedeutung und ist das Kernziel dieser Untersuchung. Für die Dimensionierung von Naturumlaufstreibern muss zudem der im Naturumlauf umgesetzte Massenstrom bekannt sein. Deshalb wird neben der Wärmeübertragung auch die fluiddynamische Umlaufcharakteristik, die die Wärmeübertragung ebenfalls beeinflusst, experimentell untersucht.

Die experimentelle Ermittlung der Zielgrößen soll für alle in der Praxis relevanten Betriebsbedingungen möglich sein. Diese umfassen u.a. Beheizungsleistung, Prozessdruck, Lösungstemperatur und -konzentration, sowie geometrische Parameter des Siederohrs wie Innendurchmesser und Rohrlänge. So wurden sechs Siederohre untersucht, um den Einfluss des Rohrdurchmessers und

der Rohrlänge zu untersuchen (Längen 0,4 m und 0,7 m mit jeweils den Innendurchmessern 11, 17 und 30 mm). In abgasbeheizten oder direkt befeuerten Austreibern können hohe Wärmestromdichten auftreten. Daher sollten am Teststand Wärmestromdichten von über 100 kW m^{-2} ermöglicht werden. In zweistufigen AWP treten im Austreiber Prozessdrücke von 100 - 1000 mbar (absolut) sowie Lösungstemperaturen zwischen 110 und 160 °C auf (bei Lösungskonzentrationen zwischen 55 und 63 Gew-%). Der Teststand ermöglicht diese Vielzahl an möglichen Parameterkombinationen. Sie sind in Tabelle 7.3 im Abschnitt 7.2 aufgeführt.

5.2 Konzept des Laborteststands

Das Herzstück des Laborteststands ist das Siederrohr. Es wird von außen beheizt und verbindet in Strömungsrichtung den Sumpf mit dem Kopf. Das unbeheizte Fallrohr verbindet den Kopf mit dem Sumpf und schließt somit den Kreis des Naturumlaufes. In Abbildung 5.1 ist das Prozessschema (R+I-Schema) des Teststands abgebildet.

Die räumliche Anordnung des Teststands vermittelt die Abbildung 5.5 sowie eine Fotografie des Teststands in Abbildung 5.6.

5.2.1 Teststandbeschreibung

Um subatmosphärische Betriebsbedingungen zu ermöglichen, ist der Teststand so ausgeführt, dass eine hohe Dichtheit gegenüber der Umgebung gewährleistet wird. Er kann mithilfe von Vakuumpumpen von sämtlichen Restgasen befreit werden, so dass eine ausschließliche Wasserdampfatmosphäre im Prozess sichergestellt werden kann. Die Korrosivität der LiBr-Lösung, gerade in Verbindung mit Luftsauerstoff, bedingt eine Ausführung des gesamten Teststandes in hochwertigem und molybdänlegiertem Edelstahl. Eine Ausnahme bildet allerdings das Siederrohr selbst, das prozessbedingt aus Aluminium besteht (siehe Abschnitt 5.3). Sämtliche konstruktiven, auslegungs- und herstellungstechnischen Details sind in der Diplomarbeit von [Kausche \[2013\]](#) ausführlich beschrieben.

Der Sumpf, das Siederrohr und das Fallrohr werden komplett mit dem Prozessfluid (wässrige LiBr-Lösung bzw. Wasser) befüllt. Im Kopf wird der gewünschte Flüssigkeitsspiegel (Überfüllung) eingestellt, was mittels eines im Kopfbehälter befindlichen großen Schauglases mit Höhenskala bewerkstelligt werden kann. Aus der Flüssigkeitsoberfläche tritt der durch die Beheizung des Siederrohrs entstehende Wasserdampf aus und gelangt durch eine Dampfleitung mit großem Durchmesser in den Behälter des Kondensators, wo er sich unter Abgabe seiner Kondensationswärme am extern mit Kühlwasser durchströmten Kondensatorwärmeübertrager niederschlägt. Im Regelbetrieb strömt das Kondensat aufgrund der geodätischen Höhendifferenz wieder zurück in den Kopf. Der Füllstand und die Lösungskonzentration können dadurch konstant gehalten werden.

Die Lösungskonzentration muss vor Beginn des Regelbetriebs eingestellt werden. Dabei kann auf die im Lösungsbehälter befindliche Lösung zurückgegriffen werden. Sie kann durch im Kondensatbehälter zurückgehaltenes Kondensat verdünnt werden. Für die Herstellung einer höheren Lösungskonzentration wird die Lösung im Siederrohr beheizt und Dampf generiert. Das kondensierte Wasser wird in den Kondensatbehälter geführt, eine Aufkonzentration der Lösung ist die Folge. Die Lösungskonzentration kann durch das nach dem Prinzip der Corioliskraft arbeitende Massenstrom- und Dichtemessgerät gemessen werden. Es wird mithilfe der LiBr-Pumpe (UP 3.1) durchströmt und

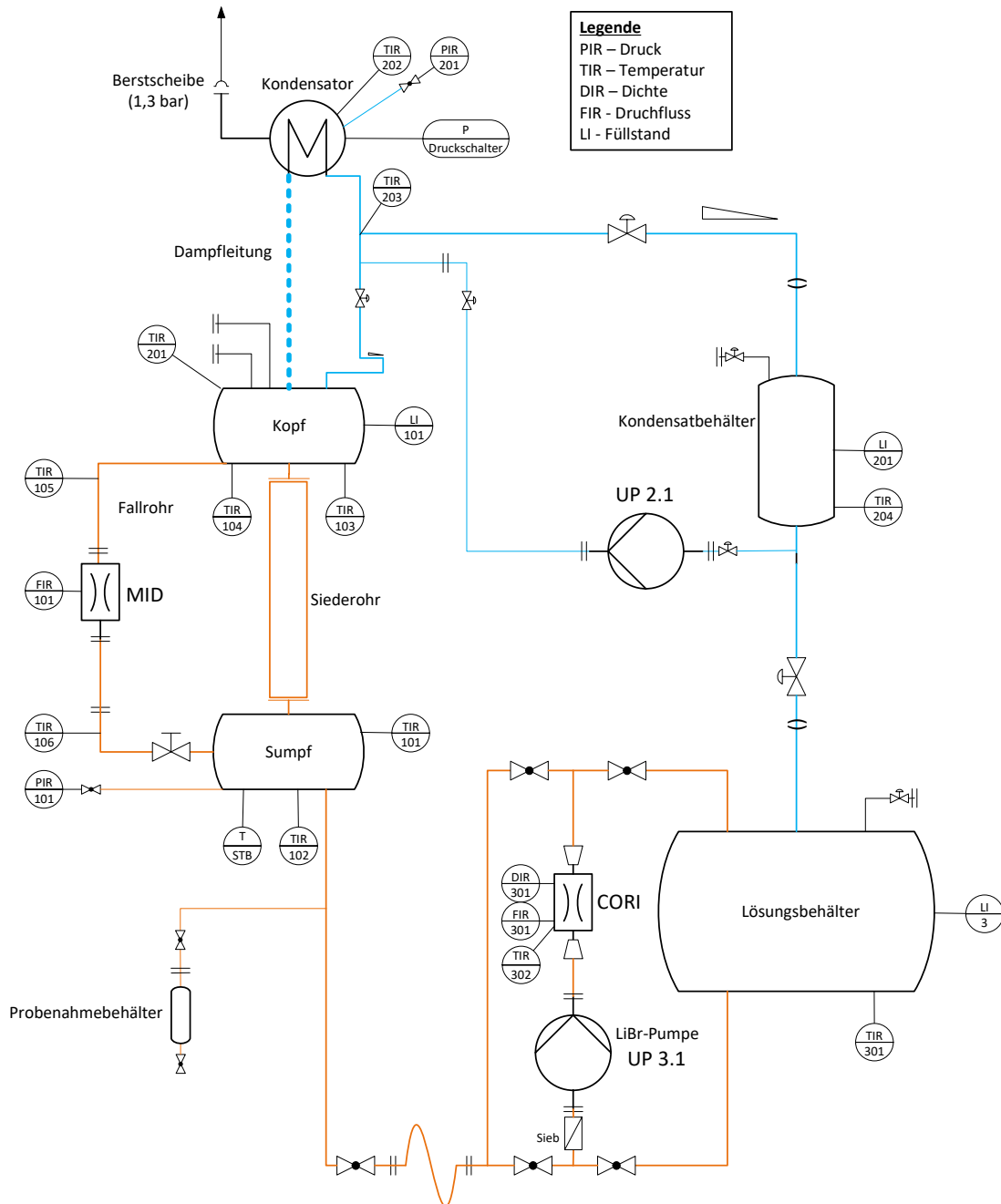


Abbildung 5.1
R+I-Schema des internen Prozesses am Versuchsteststand

ermittelt die aktuell eingestellte Lösungskonzentration. Es wird auch verwendet, um die mithilfe der Pumpe in den oder aus dem Siederohrbereich beförderte Masse bzw. das Volumen an Prozessfluid zu erfassen.

Der gesamte Teststand ist wärmetechnisch isoliert. Erstens, um den Einfluss von Wärmeverlusten zu minimieren, und zweitens aus sicherheitstechnischen Gründen (z.B. Berührschutz bei heißen Oberflächen). Um einen stets sicheren Versuchsbetrieb zu gewährleisten, sind mehrere Sicherheitsmechanismen integriert. Die Behälter und Verrohrungsleitungen sind mechanisch auf einen maximalen Betriebsdruck von 1,5 bar absolut ausgelegt. Damit im Falle einer fehlenden Abfuhr von Wärme am Kondensator bei gleichzeitiger Beheizung des Siederohrs der entstehende Prozessdruck keine Beschädigung der Behälter verursachen kann, ist als mechanisches Sicherheitsinstrument eine Berstscheibe integriert. Diese stellt eine Sollbruchstelle dar, die auslöst, wenn der Prozessdruck 1,3 bar überschreitet, und den Wasserdampf dann sicher ins Freie leitet. Dem vorgeschaltet sind mehrere elektromechanische und softwareseitige Sicherheitsmechanismen. Vor dem Auslösen des ultimativen Sicherheitsmechanismus *Berstscheibe* erfolgt eine Abschaltung der elektrischen Beheizung durch das Auslösen des elektromechanischen Druckschalters bzw. Sicherheitstemperaturbegrenzers (STB). Mess- und softwaretechnisch werden zudem kritische Temperaturen und Konzentrationen erfasst. Im Bedarfsfalle erfolgen dann Maßnahmen, die in einen sicheren Zustand der Anlage zurückführen.

5.2.2 Regelungs- und Bedienkonzept

Der Teststandbetrieb wird mit einer speicherprogrammierbaren Steuerung (SPS) gesteuert und geregelt. Es kommt eine Lösung der Firma *Beckhoff* zum Einsatz, die als Hutschienenbaugruppe im Elektroschaltschrank des Teststands verbaut ist. Diese Baugruppe umfasst einen Industrie-PC für die softwareseitige Programmierung der regelungstechnischen Abläufe (*TwinCAT PLC*) sowie eine Reihe an sogenannten Ein-/Ausgabe-Karten, die als Schnittstelle zwischen den Feldgeräten - z.B. den Messsensoren, den elektrischen Heizungen und anderen Aktoren wie Ventilen und Pumpen - dienen. Die Schnittstellenkarten mit unterschiedlichen Funktionen sind modular aneinanderreihbar und beinhalten Digital-/Analogwandler für die Weitergabe der Informationen. Auf der Softwareebene werden diese digitalen Informationen dann über logische Verknüpfungen und Kontrollen gebündelt. Im Folgenden werden zwei für den Teststandbetrieb wichtige Regelungsabläufe sowie das Bedien- und Automatisierungskonzept beschrieben.

5.2.2.1 Regelung der Beheizungsleistung

Für die Ermittlung der höhen aufgelösten Wärmeübergangskoeffizienten ist die Kenntnis der am jeweiligen Höhenelement eingebrachten Heizleistung essenziell. Die Beheizung des Siederohrs bzw. seiner einzelnen Höhensegmente erfolgt elektrisch. Die elektrische Beheizung weist gegenüber einer thermischen Beheizung, wie z.B. durch heißes Gas oder durch Kondensation von Prozessdampf, entscheidende Vorteile auf. Der apparate- und verfahrenstechnische Aufwand ist wesentlich geringer und die Einstellung der gewünschten Leistung ist präzise möglich.

Der Teststand ist so konzipiert, dass bis zu 20 elektrische Heizelemente unabhängig voneinander geschaltet, geregelt und gemessen werden können. Die maximale Leistungsaufnahme ist mit ca. 1 kW elektrischer Leistung je Heizelement bemessen, so dass eine maximale Beheizungsleistung von ca. 20 kW möglich ist. Für jedes einzelne Heizelement ist eine eigene Leistungsmesskarte (*Beckhoff EL3413*, siehe Tabelle A.1 im Anhang) vorgesehen. An die SPS kann nun die gewünschte elektrische

Leistung des Heizelements übergeben werden. Die aktuelle Leistungsaufnahme wird dann mittels der Leistungsmessklemme alle 10 ms erfasst, über eine Sekunde gemittelt und mit dem Sollwert abgeglichen. Zur Regelung des Leistungswerts kommt eine Kombination aus Vorsteuerung und Pulsweitenmodulation zum Einsatz. Auf elektrotechnischer Seite wird eine Digitalausgangskarte mit einem Halbleiterrelais gekoppelt. Die Digitalausgangskarte empfängt ein Schaltsignal von der SPS und schaltet eine Steuergleichspannung auf die Steuerseite des Relais. Dieses schaltet dann die Leistungsspannung für die Beheizung. Die Frequenz der Schaltspiele wird von der Regelung bestimmt, wobei der aktuelle Mittelwert der Leistungsaufnahme mit dem Sollwert verglichen wird und über die Pulsweitenmodulation die Anzahl der Schaltvorgänge berechnet wird. Mit diesem Konzept lässt sich eine schnelle und sehr schwingungsstabile Regelung der elektrischen Heizleistung erzielen und bietet eine sehr flexible Steuerung der einzelnen Heizelemente. Es lassen sich damit über die Rohrlänge sowohl homogene wie auch lokal verschiedene Heizleistungen realisieren. Auf die Bilanzierung der tatsächlich in das Fluid eingebrachten Heizleistung wird im den Abschnitt 5.3.3 zur Diskussion des Beheizungskonzepts sowie im Abschnitt der experimentellen Bestimmung des Wärmeeintrags 7.1.1 eingegangen.

5.2.2.2 Regelung des internen Prozessdrucks

Für die Schaffung eines stabilen bzw. stationären Prozesszustands ist die Kombination aus der Regelung der Heizleistung und der Regelung des internen Prozessdruck erforderlich. Der interne Prozessdruck resultiert aus dem Dampfdruck der Wasserdampf-atmosphäre. Das System steht im Ruhezustand - also ohne Beheizung - subatmosphärisch im thermischen und thermodynamischen Gleichgewicht. Der Behälterdruck hängt von Temperatur und Lösungskonzentration der Flüssigkeit im Siederohr ab. Wird die Beheizung gestartet, steigen Temperatur und Druck und es wird Dampf generiert. Ist die zugeführte Leistung größer als mittels des Kondensators oder durch Wärmeverluste abgeführte Leistung, so steigt der Druck. Das Ziel ist die Erreichung und Einhaltung eines vorgegebenen Prozessdrucks, der dann über die Gleichgewichtsbedingung (Druck und Lösungskonzentration) zur zugehörigen Siedetemperatur der LiBr-Lösung führt.

Die folgende Beschreibung bezieht sich auf das Verfahrensschema des Kühlkreises in Abbildung 5.2. Der Druck wird über den im Dampfraum platzierten, kapazitiven Drucksensor PIC201 erfasst. Sobald der Druck größer wird als der Gleichgewichtsdruck, der annähernd zur Temperatur des Kühlwasseraustritts TIR 403 am Kondensatorwärmeübertrager korrespondiert, kondensiert der Dampf und gibt seine latente Wärme an den Kühlwasserkreis ab. Um die in das System eingebrachte Heizleistung wieder abführen zu können - dies entspricht dem Gleichgewichtszustand - müssen die externen Kühlwassertemperaturen entsprechend eingestellt werden. Und zwar derart, dass die für die Leistungsübertragung am Kondensator mit seiner Übertragungsfläche und -fähigkeit (Wärmedurchgangskoeffizient) notwendige Temperaturdifferenz zur Verfügung steht. Diese ist die logarithmische mittlere Differenz aus interner Gleichgewichtsdampf-temperatur und den Ein- und Austrittstemperaturen des Kühlwassers. Die Kühlwassertemperaturen werden über die Zugabe von Kühlwasser aus der Laborversorgungsinfrastruktur über die Regelkugelhähne MRV 4.1 bzw. MRV 4.2 so geregelt, dass sich der gewünschte Behälterdruck - und damit die interne Gleichgewichtstemperatur - einstellt. Die Regelung erfolgt durch die SPS mittels eines PI-Reglers und einer leistungsabhängigen Vorsteuerung. Die optimierte Einstellung der Reglerparameter ermöglicht über einen breiten Leistungs- und Druckbereich eine stabile Regelung des Prozessdrucks.

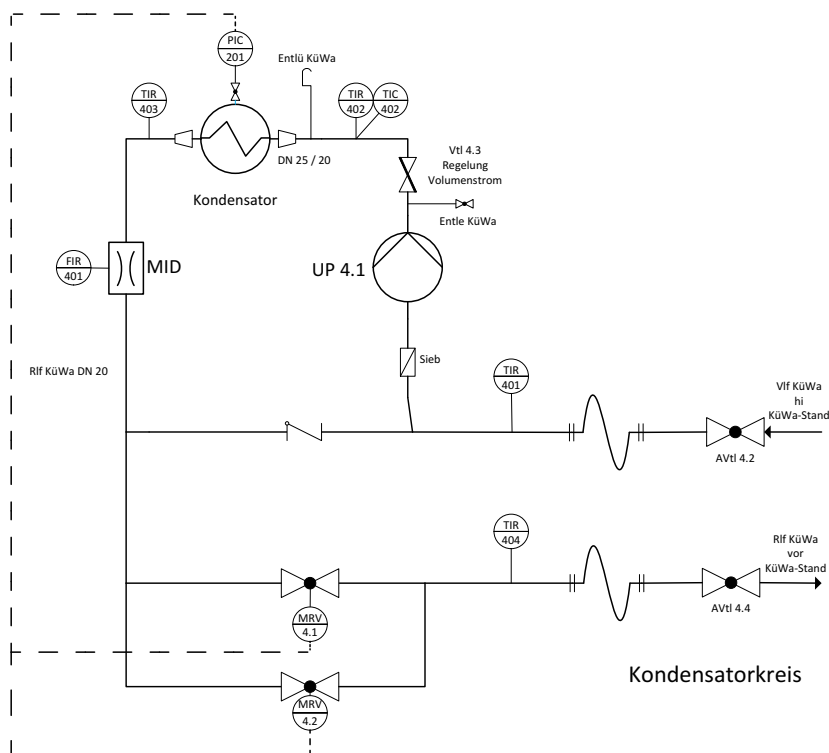


Abbildung 5.2
R+I-Schema des Kühlkreises am Versuchsteststand

5.2.3 Messtechnisches Konzept

Neben der Erfassung der für die Steuerung, Überwachung und Regelung erforderlichen Prozessgrößen wird zusätzlich eine Vielzahl an Prozessgrößen erfasst, die für die wissenschaftliche Analyse des Experiments notwendig sind. Es werden hohe Anforderungen an die Präzision - oder auch Unsicherheit - der Messwerte gestellt. Hierbei sind folgende Aspekte maßgeblich: Der erste Aspekt ist die Unsicherheit des Messensors selbst, die vom Hersteller angegeben ist. Zweitens wird die Unsicherheit im Messergebnis von der Erfassungsqualität des analogen Messsignals und die Präzision des Analog-/Digitalwandlers des Messdatenerfassungssystems beeinflusst. Um die Gesamtunsicherheit - den Gesamtmessfehler - der Ergebnisgrößen möglichst gering zu halten, werden hochpräzise Sensoren und Wandler verwendet. Für die Erfassung der Temperaturen kommen 100-Ohm-Platin-Widerstandsthermometer in 4-Draht-Ausführung zum Einsatz. Die höchste vom Hersteller garantierte Genauigkeitsklasse $1/10\text{ DIN B}$ wurde gewählt. Diese definiert die Unsicherheit in der Temperatur ϑ als $\pm \frac{1}{10} \cdot \left(\frac{3}{10} + \frac{5}{1000\text{K}} \cdot \vartheta \right) \text{K}$. Bei zu erwartenden Temperaturen von max. 200 °C ist die maximale Sensorunsicherheit ca. $0,15\text{ K}$. Für die Druck- und Durchflusssensoren wurden Geräte gewählt, die eine maximale Unsicherheit von 1% vom Messwert aufweisen.

Für die Erfassung des Umlaufvolumenstroms kommt im Fallrohr ein magnetisch-induktives Durchflussmessgerät (MID) zum Einsatz. Die detaillierten Spezifikationen der verwendeten Messsensoren können der Tabelle A.1 im Anhang entnommen werden.

Zusätzlich beeinflusst die Präzision des Messwandlers, der das analoge Messsignal in ein digitales Signal umwandelt, die Gesamtunsicherheit der Messgröße. Sowohl die Datentiefe als auch die Präzision bei der Erfassung des analogen Signals der Schnittstellenkarten der *Beckhoff*-Lösung bieten für die Erfassung der Temperaturen, Drücke und Durchflüsse für eine fundierte wissenschaftliche

Aussagekraft eine nur unzureichende Genauigkeit von bestenfalls 5 %. Daher kommt für die Erfassung der Signale dieser Sensoren das Datenlogger- / Schaltsystem 34980A der Firma *Agilent* bzw. *Keysight Technologies* zum Einsatz. Es besteht aus einem Digitalmultimeter für verschiedene analoge elektrische Messsignale (hier: Widerstand und Gleichspannung) und Relaischaltkarten 34921A und 34922A, an die jeweils ca. 50 Messsensoren angeschlossen sind. Das System garantiert die hochpräzise Erfassung und Wandlung der analogen Signale mit einem Gesamtfehler von kleiner 0,1 % [Keysight Technologies 2018]. Die Präzision steigt dabei mit der Integrationszeit an.

Als Kompromisslösung zwischen Genauigkeit und Funktionalität kommt das oben beschriebene *Beckhoff*-System für die Messung der elektrischen Leistung der Rohrheizungen zum Einsatz. Eine Genauigkeit besser als 3 % ist hier gewährleistet [Beckhoff 2017]. Alle einzelnen Messfehler führen dann zu einer Gesamtunsicherheit der jeweiligen Mess- bzw. Ergebnisgröße (siehe Abschnitte 6.2.2.1 und Anhang A.3).

5.2.3.1 Bedien- und Automationskonzept

Für den Betrieb des Teststandes wurde eine Steuerungssoftware erstellt, die in der Programmierumgebung *National Instruments LabVIEW* realisiert ist. Die Software dient dem Benutzer als Oberfläche für die Bedienung des Teststandes und zur Überwachung des Betriebs. In dem Programm sind alle datentechnischen Verbindungen zu SPS und Messdatenerfassungssystem realisiert, es werden alle relevanten Mess- und Steuerungsdaten gebündelt, weiterverarbeitet, visualisiert und für die weitere Verwendung gespeichert. Grafische Benutzeroberflächen ermöglichen die Steuerung der Komponenten des Teststandes, die Vorgabe von Sollwerten sowie grafische Darstellung der relevanten Parameter.

Aufgrund der hohen Anzahl an Parametervariationen, wie Heizleistung, Prozessdruck und Konzentration, wurde in der Software ein Ablauf implementiert, der einen weitgehend automatischen Betrieb des Teststands ermöglicht. Es können die gewünschten Parametersätze in der Bedienoberfläche vorgegeben werden. Die Daten eines Parametersatzes werden an die SPS übermittelt und diese übernimmt die Regelung und Steuerung. Das primäre Ziel ist die Erfassung der Daten im stationären und stabilen Betrieb. Nach der Änderung eines Parameters wird stets ein stationärer und stabiler Betriebspunkt abgewartet, bevor der nächste Parameterwert eingestellt wird. Die Definition des stationären und stabilen Betriebspunktes lautet: Sämtliche relevante Messwerte, die alle 20 Sekunden erfasst werden, müssen innerhalb eines Intervalls von 10 Minuten zwei Kriterien erfüllen: Das erste Kriterium definiert die Schwingungsstabilität des Betriebspunktes. Dieser ist *schwingungsstabil*, wenn die relative Standardabweichung des aktuellen Messwerts vom Mittelwert im 10-min-zeitintervall kleiner als 3 % ist. Dies gilt für alle Messgrößen mit Ausnahme der Temperaturen. Hier wird geprüft, ob die maximal zulässige Amplitude vom Mittelwert nicht größer ist als 0,1 K.

Das zweite Kriterium prüft die *Stationarität* des Betriebspunktes. Die absolute Änderung des jeweiligen Messwert-Mittelwerts darf über das Zeitintervall nicht mehr als 1 % vom Mittelwert bzw. 0,1 K betragen.

Sind beide Kriterien für alle Messwerte erfüllt, werden die Mittelwerte aller Mess- und Rechengrößen in diesem Intervall gespeichert und für die spätere Analyse verwendet.

5.3 Das Siederrohr

Die höhen aufgelösten Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Rohrrinnenwand und Fluid $\alpha[h]$ lassen sich nur indirekt über die Berechnung aus messbaren Größen ermitteln:

$$\alpha[h] = \frac{\dot{q}_{FI}[h]}{\vartheta_{W,i}[h] - \vartheta_{FI}[h]} \quad (5.1)$$

Es müssen also folgende lokale, also höhenbezogene Größen (Index [h]) bekannt sein:

- Fluidtemperaturen $\vartheta_{FI}[h]$
- Rohrrinnenwandtemperaturen $\vartheta_{W,i}[h]$
- Von der Wand in das Fluid eingebrachte Wärmestromdichte $\dot{q}_{FI}[h]$

Mit den Untersuchungen sollen möglichst alle relevanten Bedingungen in und an den Siederohren für HTA abgebildet werden können. Daraus ergeben sich zusätzliche folgende Anforderungen an den Teststand und die Versuchssiederohre. Es sollen unterschiedliche Innendurchmesser und Rohrlängen untersucht werden, daher ist der Teststand so ausgeführt, dass das Versuchssiederrohr ausgetauscht werden kann. Es sollen unterschiedlich lange Siederohre untersucht werden, wofür die Länge des Fallrohrs angepasst werden kann und der Sumpfbehälter frei beweglich ausgeführt ist, um die erforderliche Längen Anpassung zu ermöglichen. Die auf die Rohrrinnenfläche bezogene Heizleistung \dot{q}_{FI} soll für alle Rohre zwischen 5 und 100 kW m⁻² möglich sein, was bei Rohrlängen l_{SR} zwischen 0,4 und 0,7 m und jeweiligen Innendurchmessern d_i von 11 bis 30 mm eine maximale Heizleistung von ca. 10 kW erfordert.

Im Folgenden wird nun aufgezeigt, wie das Konzept des Versuchssiederohrs aus den gezeigten Anforderungen heraus entwickelt wurde.

5.3.1 Ermittlung der lokalen Fluidtemperaturen

Die Messung der lokalen Fluidtemperaturen $\vartheta_{FI}[h]$ im Siederrohr ist nicht möglich, da die Temperatursensoren die Strömungsverhältnisse derart stark beeinflussen würden, dass keine allgemeingültige Aussage über die Verhältnisse in einem realen Siederrohr möglich wäre. Daher ist man für die Ermittlung dieser Temperaturen auf Modellrechnungen angewiesen. Die Kenntnis der gemessenen Eintrittstemperatur in das Siederrohr (Sumpftemperatur TIR101) in Kombination mit dem im Fallrohr gemessenen Umlaufmassenstrom (FIR101) und der eingebrachten Heizleistung ermöglicht die Ermittlung. Hierfür kommen beide im Kapitel 6 ausführlich beschriebenen Modelle zum Einsatz.

5.3.2 Erfassung der Rohrrinnenwandtemperaturen

Eine Messung der Rohrrinnenwandtemperaturen $\vartheta_{W,i}[h]$ wäre ebenfalls nicht ohne Störung der Strömung möglich. Die Erfassung einer Temperatur innerhalb des Rohrmantels oder außen am Rohrmantel hingegen ist technisch einfach möglich, erfordert dann aber wiederum den Einsatz von Rechenmodellen, die die Wärmeleitung vom Mantelfühler bis hin zur Rohrrinnenwand berücksichtigen. Für diesen Zweck wird das - in Abschnitt 6.2 vorgestellte - FEM-Modell des Versuchssiederohrs

eingesetzt.

Die Option, durch die Erfassung der Rohrwandaußentemperaturen auf die Rohrrinnenwandtemperatur zu schließen, birgt Unsicherheiten. Wird die Temperatur einer mit der Umgebung in Kontakt befindlichen Oberfläche gemessen, so ist es schwierig, die Qualität der Ankopplung des Temperaturfühlers an diese Oberfläche sicherzustellen um damit zu verhindern, dass der Fühler eine Mischtemperatur aus Oberflächen- und Umgebungstemperatur erfasst. Da das Siederohr zudem von außen beheizt wird, stellen sich große Temperaturgradienten zwischen Umgebung, Heizung und Rohraußenfläche ein. Diese Gründe führten zur Entscheidung, die Rohrmanteltemperatur nicht über die Außenoberfläche zu erfassen.

Um also weder die Strömung durch Temperatursensoren auf der Rohrrinnenseite zu stören noch den Einfluss der Umgebung auf die Erfassung der Rohrmanteltemperatur zuzulassen, wurde ein Konzept entwickelt, das beide Einflüsse ausschließt. Das Konzept sieht die Erfassung des axialen Rohrwandtemperaturprofils mittels im Rohrmantel versenkter Pt100-Mantelwiderstandsthermometer vor. Die axiale Auflösung des Rohrwandtemperaturprofils wurde mit ca. 37 mm Länge pro Element festgelegt. Dies erfolgte anhand der Abmessungen der im folgenden Abschnitt 5.3.3 vorgestellten Heizelemente. Für die beiden untersuchten Siederohre mit 480 bzw. 692 mm Länge ergeben sich damit 12 bzw. 18 Höhenelemente und damit Messstellen für die Rohrwandtemperatur. Folgende Abbildung 5.3 zeigt das Konzept der Einbringung der Rohrwandfühler schematisch.¹

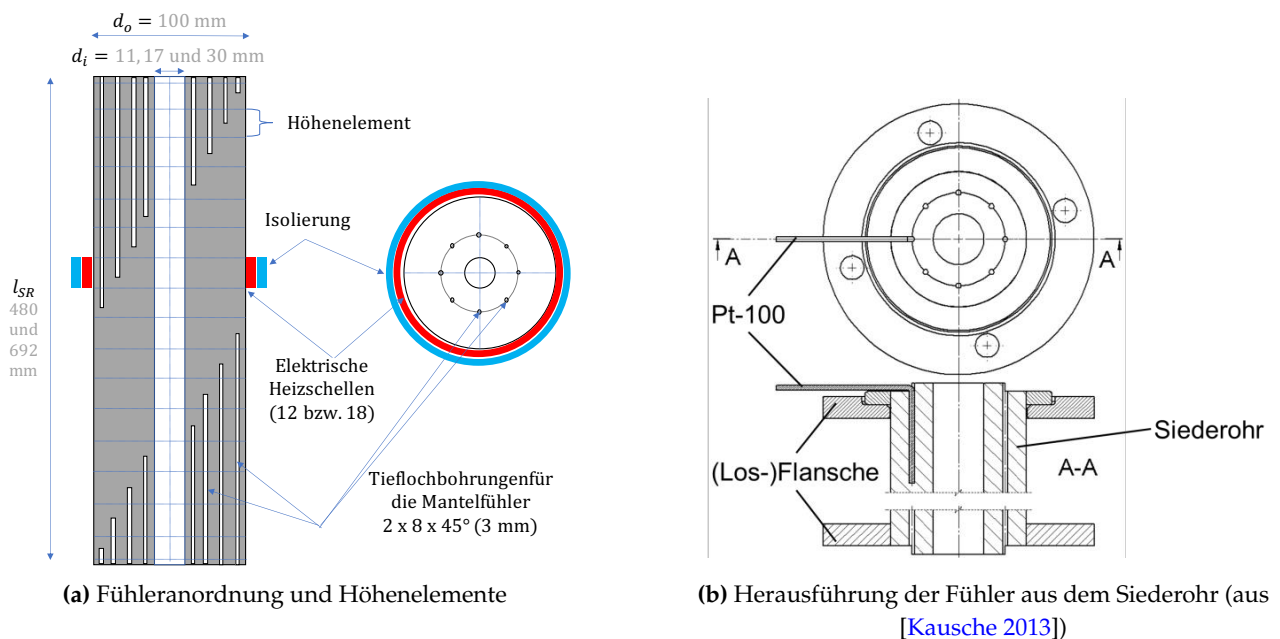


Abbildung 5.3

Schematische Darstellung eines Versuchssiederohrs

Das Siederohr enthält unterschiedlich lange Tieflochbohrungen, die jeweils von der oberen und unteren Stirnseite ausgehend parallel zur Rohrachse in den Rohrmantel eingebracht sind. Die axiale Positionierung der Fühler erfolgt äquidistant zueinander, sie weisen einen Abstand von 37 mm auf. Diese Länge entspricht damit auch der Höhe eines Höhenelements im Siederohr. Um die Mantelthermometer mechanisch in bis zu 400 mm Tiefe stabil und knickfrei einbringen zu können, wurde

¹Die Schnittansicht dient zur Verdeutlichung des Konzepts, die im Längsschnitt dargestellten Tieflochbohrungen weisen nicht die korrekte Schnittperspektive auf.

ein Manteldurchmesser von 3 mm gewählt. Die Bohrungen weisen ein Übermaß von 0,03 mm auf, was einerseits eine gute Ankopplung des Fühlers an die Rohrwand und andererseits ein leichtes Ein- und Ausbringen des Fühlers ermöglicht. Die Bohrungen sind um 45° im Umfang versetzt. Die spiralförmige Anordnung der Fühler im Umfang des Rohrs ermöglicht die Einbringung der Fühler an den unterschiedlichen Höhenpositionen. Es muss bei diesem Konzept aber beachtet werden, dass jedes 45°-Segment den ganzen Umfang des Höhenelements repräsentiert. Dies erfordert eine homogene Verteilung der von außen eingebrachten Heizleistung in Umfangsrichtung. Die Heizleistung darf bzw. kann von Höhenelement zu Höhenelement variieren, nicht aber bezüglich des Umfangs. Dies wird durch eine systematische Anordnung der Heizschellen gewährleistet, siehe auch folgender Abschnitt 5.3.3.

Die vertikal in Achsrichtung in das Siederohr eingebrachten Temperaturfühler müssen an den Enden des Rohrs herausgeführt werden. In Abbildung 5.3b ist dies dargestellt. Die Fühler werden direkt nach dem Austritt um 90° abgewinkelt und dann im Zwischenraum zwischen dem Flansch des Siederohrs und dem Gegenflansch am Behälter nach außen geführt. Um das Siederohr (Außendurchmesser $d_a=100$ mm) druck- bzw. vakuumdicht mit den Behältern des Teststandes verbinden zu können, wird eine Auflagefläche am Siederohr benötigt, auf der eine ringförmige EPDM-Dichtung aufliegt. Diese Auflagefläche ist unten und oben jeweils durch einen stirnseitigen Wellenabsatz mit einem Außendurchmesser von 50 mm realisiert. Beim maximalen Innendurchmesser d_i des Rohrs von 30 mm ist eine Breite dieses ringförmigen Absatzes von 10 mm das Minimum für die Gewährleistung der Dichtheit. Details sind in einer technischen Zeichnung eines Versuchssiederohrs in Abbildung A.3 im Anhang zu finden.

Damit ist auch die radiale Position der Fühlerbohrungen festgelegt, die nicht weiter innen als die Außenkante des eben beschriebenen Wellenabsatzes liegen kann. Im Hinblick auf die Erfassung - also der rechnerischen Ermittlung - der Rohrrinnenwandtemperatur sollte die radiale Position die Mantelfühler möglichst nah an der Innenwand liegen; die zuvor beschriebene konstruktive Bedingung ermöglicht aber bestenfalls die Position an der Außenkante des Absatzes. Die Perforierung des Rohrmantels und das Material der Fühler stellen Störstellen dar, die bei der Berechnung der Wärmeleitung berücksichtigt werden müssen. Dies ist ausführlich im Abschnitt 6.2.2 mit dem Thema Modellprüfung beschrieben.

5.3.3 Beheizungskonzept

Wie zuvor beschrieben, ist eine elektrische Beheizung des Siederohrs gegenüber allen anderen Beheizungsmöglichkeiten vorteilhaft. Als Beheizungselemente werden die keramischen Düsenheizbänder KERAPLAST der Fa. Freek eingesetzt, siehe nebenstehende Abbildung 5.4.

Diese sind ringförmige Heizelemente, die um das Rohr gelegt und mittels einer Verschraubung fest an das Rohr gepresst werden können. Der keramische Werkstoff, der mit Drähten zur Widerstandsheizung durchzogen ist, erlaubt Einsatztemperaturen von bis zu 300 °C. Die maximale Leistungsdichte bezogen auf die Fläche des Heizelements ist vom Hersteller mit 50 kW m^{-2} angegeben. Es ist gefordert, dass beim Versuchssiederohr mit dem größten Innendurchmesser ($d_i=30 \text{ mm}$) eine Leistungsdichte - bezogen auf die Innenfläche des Rohrs - bis zu 100 kW m^{-2} eingebracht werden kann. Damit diese Leistungsdichte mit der maximalen Leistungsdichte der Heizbänder möglich ist, wurde ein Außendurchmesser der Siederohre von 100 mm festgelegt. Die Höhe der Heizelemente wurde gemäß der Höhenauflösung des Siederohrs zu 35 mm gewählt.

Die damit vergleichsweise große Wandstärke der Siederohre (je nach Innendurchmesser zwischen 35 und 45 mm) verlangt eine genaue Betrachtung der Mechanismen, die damit einhergehen. Da die Heizbänder nicht dauerhaft Temperaturen von größer als 300 °C ausgesetzt sein sollen und die maximale Fluidtemperatur ca. 160 °C beträgt, ist der leistungsabhängige Temperaturgradient über den Rohrmantel zu betrachten, der dann die Rohraußenwandtemperatur bestimmt. Nur mit einem gut wärmeleitenden Rohrmantelwerkstoff mit einer Wärmeleitfähigkeit von mind. $\lambda = 60 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ lässt diese Obergrenze der Rohraußenwandtemperatur einhalten. Stähle oder gar Edelstähle weisen geringere Leitfähigkeiten auf und sind damit nicht geeignet. Deshalb wurde Aluminium als Werkstoff mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda = 175 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ gewählt, da hier ein guter Kompromiss zwischen Kosten und Wärmeleitfähigkeit besteht. Durch die sehr gute Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums bleibt die Rohraußenwandtemperatur auch bei hohen Fluidtemperaturen und Leistungsdichten unterhalb von 250 °C. Damit lassen sich für die Wärmeisolierung des Siederohrs Standardisolierungsmaterialien wie z.B. Glas- oder Steinwolle verwenden. Diese sind kostengünstig, leicht zu montieren und weisen sehr gute Dämmeigenschaften auf. Dies hält die thermischen Verluste nach außen sehr gering und vereinfacht die energetische Bilanzierung des Teststandes entscheidend (siehe Abschnitt 7.1.1).

Die gute Wärmeleitfähigkeit ist auch hinsichtlich der Homogenisierung der Heizleistung bis hin zur radialen Position der Rohrmantelfühler vorteilhaft. Die Heizschellen weisen zwar eine prinzipiell gute Umfangsverteilung der Leistung auf, jedoch bestehen Inhomogenitäten im Bereich der Verschraubung und Leitungszuführung. Da der im Rohrmantel versenkte Fühler die Temperatur des gesamten Höhenelements repräsentiert, ist eine möglichst homogene Temperaturverteilung in Um-

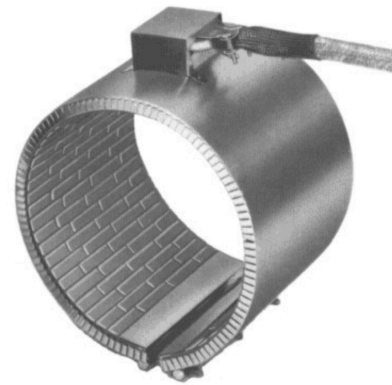


Abbildung 5.4

Heizband mit keramischen Heizelementen zur elektrischen Beheizung der Versuchssiederohre (aus Freek [2018])

fangsrichtung erforderlich. Eine lokale Inhomogenität der Leistung in der Heizschelle verfälscht die entsprechende Rohrmanteltemperatur und damit auch die Berechnung des lokalen WÜK. In der Modellierung, siehe Abschnitt 6.2.2, muss eine homogene Leistungsverteilung angenommen werden. Mit der Verwendung von Aluminium und der hohen Wandstärke des Rohrs wird diese Homogenität erreicht. Mertel [2014] hat in seiner Masterarbeit eine ausführliche Betrachtung der Verteilung des Wärmeeintrags für unterschiedliche Werkstoffe und Beheizungskonzepte durchgeführt und kommt zum Schluss, dass die Verwendung von Aluminium die optimale Lösung ist.

Darüber hinaus lässt sich Aluminium sehr gut spanend bearbeiten. Gerade für die Herstellung der dünnen Tieflochbohrungen ist dieser Umstand sehr vorteilhaft. Auch die Innenbohrung, durch die das Fluid strömt, lässt sich durch Bohren mit einer sehr glatten Oberfläche herstellen. Die Oberflächengüte ist mit Edelstahl, wie er in Siederohren in HTA verwendet wird, gleichzusetzen. Allerdings wird Aluminium in Kontakt mit wässriger LiBr-Lösung durch Korrosion angegriffen. Für die vergleichsweise kurze Einsatzzeit ist dieser Umstand aber akzeptabel.²

Die Kombination aus den elektrischen Heizschellen und Aluminium als Rohrwerkstoff ermöglicht eine zuverlässige Ermittlung der fluidseitigen WÜK. Die zur Berechnung dieser WÜK verwendeten Modelle werden nun im folgenden Kapitel vorgestellt.

Anmerkung zur Wahl des Beheizungskonzepts:

Es wurden in den vergangenen Jahrzehnten viele Untersuchungen zum Strömungssieden unterschiedlichster Fluide durchgeführt. Oftmals war auch die Ermittlung der Wärmeübergänge Ziel der Untersuchungen. Dabei war immer die Kenntnis der in das Siede-/Verdampferrohr eingebrachten Heizleistung erforderlich. Es wurden unterschiedliche Konzepte zur Beheizung und zur Erfassung der für die Ermittlung der Wärmeübergänge zusätzlich erforderlichen Wandtemperaturen umgesetzt. Es lassen sich grundsätzlich zwei verschiedene Ansätze finden.

Erstens, die bereits erwähnte Methode der Beheizung der Rohre durch kondensierenden Prozessdampf, die den Wärmetransport als von außen *aufgeprägte Temperatur* beschreibt (siehe Seite 58). Die Temperatur des Prozessdampfes ist leicht zu bestimmen (siehe z.B. Dialer [1983] oder Arneht [1999]). Somit ist die Temperaturdifferenz zwischen Prozessdampf und internem Fluid bekannt. Die Temperaturdifferenz hat dann über die einzelnen Wärmewiderstände - außen durch Kondensation, Wärmeleitwiderstand im Rohrmantel und Wärmewiderstand innen - einen Wärmestrom zum Resultat. Nachteilig hierbei ist die nur rechnerisch zu ermittelnde Wärmeübertragung durch Kondensation auf der Außenseite, die zusätzliche Unsicherheiten in der Bestimmung der internen Wärmeübergänge mit sich bringt. Auch ist es mit dieser Methode nicht möglich, das Rohr in unterschiedlichen Höhenabschnitten mit unterschiedlichen Heizleistungen zu beaufschlagen. Zudem ist - wie bereits oben beschrieben - der apparative und verfahrenstechnische Aufwand hoch.

Eine zweite sehr komfortable Möglichkeit der Beheizung von Verdampferrohren stellt die Möglichkeit der Nutzung des Rohrmantels selbst als ohmschen elektrischen Widerstand dar. Hierbei wird das - meist dünnwandige - Rohr mit Gleichspannung und hohen Stromstärken beaufschlagt. Man kann hierdurch einfach eine stufenlose Leistungsregelung und eine über das gesamte Rohr sehr homogene Leistungsverteilung realisieren (siehe z.B. Cheah [1996]). Allerdings ist bei dieser Methode

²Um einen möglichen Einfluss einer nach mehreren Versuchen u.U. veränderten Oberfläche des Innenwand auszu-schließen, wurden zu Beginn und Ende der Untersuchungen an einem Siederohr identische Versuchsreihen gefahren. Hierbei zeigte sich kein messbarer Unterschied in Durchfluss oder WÜK.

eine wichtige Grundvoraussetzung zu erfüllen: Das verwendete Fluid darf selbst nicht oder nur vernachlässigbar elektrisch leitend sein. Es stellt sonst einen zur Rohrwandung parallel geschalteten Widerstand dar, über den dann ebenfalls Gleichstrom fließen kann. Dies verfälscht entsprechend die integral ermittelte Heizleistung. Diese kann nur mit genauer Kenntnis der elektrischen Eigenschaften des Fluids korrigiert werden. Elektrisch nichtleitende Flüssigkeiten sind die meisten Kohlenwasserstoffe (Kältemittel) und vollständig deionisiertes Wasser. Ein u.U. entscheidenderer Nachteil dieser Methode liegt in der Gefahr der Wasserstoffbildung bei elektrisch leitenden Fluiden, die Wasser enthalten. Durch die Gleichspannung kann Elektrolyse stattfinden, es kann u.U. zur Bildung von Knallgas kommen. Wässrige LiBr-Lösung ist aufgrund der Ionen des LiBr-Salzes leitfähig. Daher scheidet die ohmsche Beheizungs-methode aus.

Das hier verwendete Beheizungskonzept - elektrische Beheizung von außen mittels Heizschellen - führt zur Charakteristik eines *aufgeprägten Wärmestroms*. Die gewünschte Leistung wird - wenn die maximal zulässige Temperatur der Heizschelle bzw. des Rohrs nicht überschritten wird - in jedem Fall in das Fluid eingebracht. Der Wärmestrom ist vorgegeben und die Wandtemperatur ist dann Resultat. Diese Beheizungs-methode bildet den Mechanismus in abgasbeheizten Siederohren am besten ab. Der Wärmeübergang auf der Abgasseite ist um mindestens eine Größenordnung kleiner als der auf der internen Prozessseite und die Temperaturdifferenz zwischen Gas und Prozessfluid in der Regel hoch (> 100 K). Damit hat der interne Wärmeübergang einen nur sehr kleinen Einfluss auf den gesamten Wärmedurchgang. Der Wärmestrom ist damit letztlich Resultat der Parameter auf der Abgasseite, er kann als *aufgeprägt* charakterisiert werden.

5.3.4 Das Fallrohr

Das Fallrohr, in dem auch das magnetisch-induktive Volumenstrommessgerät (MID, FIR301) zur Erfassung des Umlaufvolumenstroms integriert ist, ist so ausgelegt, dass in ihm kein signifikanter Druckverlust entsteht. Es weist einen Innendurchmesser von ca. 50 mm auf und dieser ist damit stets größer als der Innendurchmesser der untersuchten Siederohre (max. 30 mm). Zur Simulation eines Fallrohrs mit kleinerem Innendurchmesser ist im Fallrohrtrakt ein Drosselventil integriert.

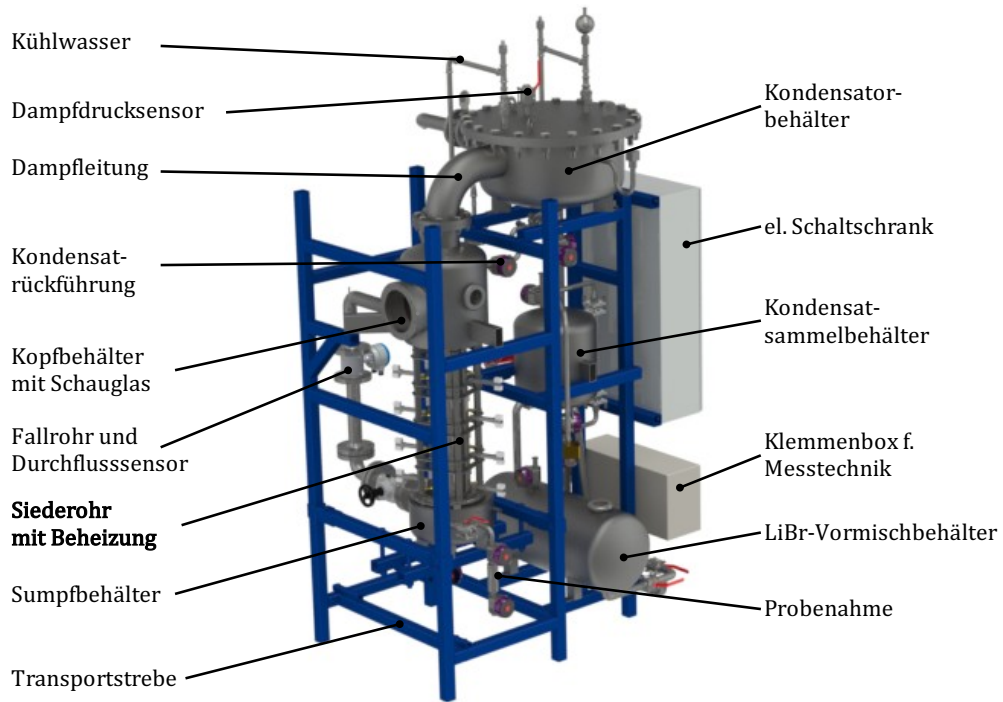


Abbildung 5.5
3D-CAD-Modell des Versuchsteststandes nach [Kausche \[2013\]](#)



Abbildung 5.6
Fotografie des Versuchsteststandes aus [Kausche \[2013\]](#)

Kapitel 6

Numerische Modelle für das Naturumlaufsiederrohr

Die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) im Siederrohr lassen sich - wie bereits beschrieben - nicht direkt messen sondern müssen aus gemessenen und berechneten Größen abgeleitet werden. Um den höhendiskreten WÜK $\alpha[h]$ berechnen zu können, müssen - gemäß Gl. 5.1 - folgende Größen bekannt sein: die lokale Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$, die lokale Wandinnentemperatur $\vartheta_{W,i}[h]$ sowie die in das Fluid eingebrachte lokale Heizleistung $\dot{Q}_{Fl}[h]$. Diese Größen können nicht direkt gemessen werden, sondern müssen aus folgenden messbaren Größen errechnet werden: Eintrittstemperatur und Massenstrom des umlaufenden Fluids in Kombination mit der eingebrachten Heizleistung, der höhendiskreten Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$ sowie der von außen in das dickwandige Siederrohr eingebrachten (elektrischen) Heizleistung $\dot{Q}[h]$.

Für diese Berechnungen sind zwei Rechenmodelle notwendig, die im Folgenden beschrieben werden.

Das erste Modell wird mit *Naturumlaufmodell* (im Folgenden auch *NU-Modell*) bezeichnet. Es liefert das höhenaufgelöste Profil der im Rohr nicht messbaren Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$. Dieses resultiert aus der Eintrittstemperatur, dem Massenstrom, der zugeführten Heizleistung und den lokalen Drücken und Gleichgewichtsbedingungen. Dieses Modell bildet also die Fluidmechanik des Naturumlaufs ab und koppelt dabei Fluidmechanik mit Thermodynamik und Wärmeübertragung. Die ausführliche Beschreibung erfolgt in Abschnitt 6.1.

Im zweiten Modell ist das dickwandige Experimentalsiederrohr abgebildet. Es wird im Folgenden mit *FEM-Modell* bezeichnet und ist im Abschnitt 6.2 ausführlich beschrieben. Das Modell hat die Aufgabe, aus der gemessenen lokalen Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$, der - aus dem *NU-Modell* kommenden - lokalen Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ und der von außen in das Rohr eingebrachten Heizleistung $\dot{Q}[h]$ den lokalen WÜK zwischen Rohrrinnenwand und Fluid $\alpha[h]$ zu berechnen. Hierbei ist das Rohr in Volumenelemente diskretisiert und die Wärmeleitung in allen Raumrichtungen des Rohrmantels abgebildet. Es kann somit von der gemessenen Rohrmanteltemperatur auf die zugehörige Wandinnentemperatur geschlossen werden. Hierbei wird die axiale Wärmeleitung im Rohrmantel berücksichtigt, die aufgrund unterschiedlicher lokaler WÜK auf der Fluidseite, in der Höhe unterschiedlicher Fluidtemperaturen und ggf. durch in der Höhe unterschiedliche Heizleistungen hervorgerufen wird. Das FEM-Modell liefert dann letztlich den Höhenverlauf der im Experiment aufgetretenen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha[h]$ im Siederrohr.

Beide Modellteile sind aufgrund der Modellierungsanforderung und der verschiedenen Lösungsmethoden in unterschiedlichen Software-Entwicklungsumgebungen programmiert. Sie sind über eine definierte Datenschnittstelle gekoppelt und werden iterativ im Wechsel angewendet, um eine konsistente Lösung zu finden. Der Ablauf der Modellanwendung ist in Kapitel 6.3 beschrieben.

6.1 Modell des Naturumlaufs: NU-Modell

6.1.1 Generelle Modellbeschreibung

Das *Naturumlaufmodell* (NU-Modell) hat die Aufgabe, sämtliche lokale und globale Größen des Naturumlaufs zu berechnen. Wichtigstes Ergebnis aus diesem Modell ist - für die experimentelle Bestimmung der lokalen WÜK - das höhenaufgelöste Fluidtemperaturprofil, das nicht messtechnisch erfassbar ist. Wie bereits oben beschrieben, ist der Massenstrom im Naturumlaufsystem *a priori* nicht bekannt und kann nur durch Messung - wie im Experiment - oder durch numerische iterative Berechnung bestimmt werden. Die Fluidmechanik des Umlaufsystems ist daher unter Berücksichtigung der geschlossenen Druckbilanz im Modell abgebildet.

Die Grundproblematik besteht darin, dass der sich einstellende Naturumlaufmassenstrom von der zugeführten Heizleistung, der daraus resultierenden Dampfbildung und der aus Druckverlusten resultierenden Fluidmechanik bestimmt wird. Es liegt eine Kopplung von Wärmeeinbringung und Fluidmechanik vor, die sich gegenseitig beeinflussen. Dabei werden alle Vorgänge im Umlaufverhalten und der Wärmeübertragung von den Prozessparametern globaler und v.a. lokaler Prozessdruck, Lösungstemperaturen, Lösungskonzentration, Rohrgeometrie, Wärmeverluste u.ä. beeinflusst.

6.1.2 Modellierung und Berechnungsablauf

Das Naturumlaufmodell koppelt die voneinander abhängigen fluid- und thermodynamischen Vorgänge. Das Fluid im Siederrohr ist in diskrete Höhenelemente unterteilt, wobei die Länge eines Höhenelements dem Abstand der entsprechenden Rohrmanteltemperaturfühler im Experimentalsiederrohr entspricht. Zusätzlich sind weitere Höhenelemente abgebildet, wie z.B. unbeheizte Abschnitte im Rohr, Ein- und Auslaufelemente sowie die Lösungsüberfüllung im Siederrohrkopf. In jedem dieser Elemente werden alle relevanten lokalen Prozess- und Zustandsgrößen des Fluids berechnet. Das sind im Wesentlichen: Druck, Fluidtemperatur und Dampfgehalt sowie resultierende Druckverluste. Diese Größen ergeben sich mit dem zunächst angenommenen oder im Experiment gemessenen Fluidmassenstrom, aus der lokal zugeführten Wärmeleistung und aus den gemessenen und vorgegebenen festen globalen Prozessgrößen. Letztere sind: Rohrgeometrie und -rauigkeit, globaler Prozessdruck, Lösungskonzentration, Überfüllungshöhe sowie Kopf- und Sumpftemperatur. Für jedes Höhenelement werden nun folgende Berechnungsschritte durchgeführt.¹

1. Ermittlung der lokalen Fluidenthalpie

Die lokale Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ wird wie folgt ermittelt: aus dem Enthalpiestrom $\dot{H}[h - 1]$ - kommend aus dem vorherigen unteren Element - wird in Kombination mit dem im aktuellen Element zugeführten Wärmestrom $\dot{Q}_{Fl}[h]$ der Enthalpiestrom im aktuellen Element $\dot{H}_{Fl}[h]$ ermittelt.

¹Für die Berechnung der thermodynamischen Stoffeigenschaften des Fluides wie z.B. Sättigungstemperatur, Dampfdruck, Enthalpie, Viskosität, Dichte, usw. wird auf Stoffdatenbanken zurückgegriffen. Diese basieren für Wasser bzw. Wasserdampf auf den Korrelationen der *Industrial Formulation for the Thermodynamic Properties of Water and Steam* [IAPWS 1997] und für wässrige Lithiumbromidlösung auf den Formulierungen von Kim und Ferreira [2006] sowie Pátek und Klomfar [2006]

$$\dot{H}_{Fl}[\mathbf{h}] = \dot{H}_{Fl}[\mathbf{h} - 1] + \dot{Q}_{Fl}[\mathbf{h}]$$

Der Enthalpiestrom \dot{H}_{Fl} ist das Produkt aus Massenstrom \dot{M} und spezifischer Enthalpie h_{Fl} ($\dot{H}_{Fl} = \dot{M} \cdot h_{Fl}$). Die spezifische Enthalpie hängt von der Fluidtemperatur ϑ_{Fl} und der spezifischen Wärmekapazität des Fluids $c_{p,Fl}$ ab ($c_p = \frac{dh}{d\vartheta}$) und sie lässt sich berechnen aus:

$$h_{Fl}[\mathbf{h}] = \frac{\dot{H}_{Fl}[\mathbf{h}]}{\dot{M}}$$

Über die Beziehung $c_p = \frac{dh}{d\vartheta}$ lässt sich aus der spezifischen Enthalpie unter Zugriff auf die Stoffdatenfunktionen die zugehörige scheinbare Fluidtemperatur $\tilde{\vartheta}_{Fl}[\mathbf{h}]$ ermitteln und zwar zunächst noch unter der Annahme, dass das Fluid vollständig flüssig ist.

2. Ermittlung der lokalen Fluidtemperatur des lokalen Dampfgehalts

In diesem Schritt wird geprüft, ob sich durch die zugeführte Leistung bereits Dampf gebildet hat oder ob die Wärmezufuhr lediglich eine Erhöhung der Fluidtemperatur verursacht hat. D.h., es wird geprüft, ob die aus der vorherigen Energiebilanz ermittelte scheinbare Fluidtemperatur $\tilde{\vartheta}_{Fl}[\mathbf{h}]$ unterhalb oder oberhalb der lokalen Sättigungstemperatur $\vartheta_{Fl,sat}[\mathbf{h}]$ liegt. Diese ist vom lokalen Druck abhängig. Wenn die ermittelte scheinbare lokale Temperatur unterhalb der Sättigungstemperatur liegt, so wird die lokale Temperatur gleich der ermittelten Temperatur gesetzt. Übersteigt die aus der spezifischen Enthalpie ermittelte scheinbare Temperatur die lokale Sättigungstemperatur, so wird diese als lokale Temperatur gesetzt.

$$\vartheta_{Fl}[\mathbf{h}] = \begin{cases} \tilde{\vartheta}_{Fl}[\mathbf{h}] & \text{wenn } \tilde{\vartheta}_{Fl}[\mathbf{h}] \leq \vartheta_{Fl,sat}[\mathbf{h}] \\ \vartheta_{Fl,sat}[\mathbf{h}] & \text{wenn } \tilde{\vartheta}_{Fl}[\mathbf{h}] > \vartheta_{Fl,sat}[\mathbf{h}] \end{cases}$$

Der Teil der lokal zugeführten Wärmeleistung, der zur Erwärmung auf die Sättigungstemperatur geführt hat ($\dot{Q}_{1ph}[\mathbf{h}]$), wird von der Gesamtleistung $\dot{Q}_{Fl}[\mathbf{h}]$ abgezogen. Wenn das Fluid bereits zweiphasig vorliegt, so ist $\dot{Q}_{1ph}[\mathbf{h}]$ gleich Null und die gesamte Heizleistung führt zur Bildung von Dampf.

$$\dot{Q}_{2ph}[\mathbf{h}] = \dot{Q}[\mathbf{h}] - \dot{Q}_{1ph}[\mathbf{h}]$$

Der Wärmestrom $\dot{Q}_{2ph}[\mathbf{h}]$ führt zur Bildung von Dampf. Die Energiebilanz am aktuellen Element liefert aus dem Enthalpiestrom des Dampfes aus dem vorherigen Element $\dot{H}_G[\mathbf{h}-1]$ den lokalen Enthalpiestrom des Dampfes im aktuellen Element $\dot{H}_G[\mathbf{h}]$:

$$\dot{H}_G[\mathbf{h}] = \dot{H}_G[\mathbf{h}-1] + \dot{Q}_{2ph}[\mathbf{h}] = \dot{M}_G[\mathbf{h}] h_G[\mathbf{h}]$$

Die spezifische Wasserdampfenthalpie $h_G[\mathbf{h}]$ wird aus der lokalen Sättigungstemperatur und dem lokalen Druck berechnet. Im Falle von wässriger LiBr-Lösung entsteht überhitzter Dampf mit Lösungs-

temperatur, im Fall von Wasser Sattedampf. Damit lässt sich der im aktuellen Element strömende Dampfmassenstrom $\dot{M}_G[h]$ berechnen und daraus der thermodynamische Strömungsdampfgehalt $\dot{x}_{th}[h] = \frac{\dot{M}_G[h]}{\dot{M}}$. Für den Bereich des Sättigungssiedens bzw. Strömungssiedens wird der thermodynamische Strömungsdampfgehalt gleich dem wahren Strömungsdampfgehalt gesetzt (siehe Gl. 4.7).

$$\dot{x}_{th}[h] = \dot{x}[h] = \begin{cases} 0 & \text{wenn } \tilde{\vartheta}_{Fl}[h] \leq \vartheta_{Fl,sat}[h] \\ \frac{\dot{M}_G[h]}{\dot{M}} & \text{wenn } \tilde{\vartheta}_{Fl}[h] > \vartheta_{Fl,sat}[h] \end{cases}$$

Durch den Druckabfall längs des Siederohrs nach oben findet im Bereich des gesättigten Zustands expansive Verdampfung statt, d.h. es bildet sich Dampf, ohne dass dafür eigens Wärme zugeführt werden müsste. Die Sättigungstemperatur sinkt mit fallendem Druck. Die Enthalpie des Fluids bleibt hierbei unter Vernachlässigung der kinetischen Energieänderung näherungsweise konstant. Die Absenkung der Fluidtemperatur erfolgt durch die Verdampfung von Flüssigkeit, wobei der Flüssigkeit dabei die Wärme für die Verdampfung entzogen wird. Dies ist im Modell aufgrund des Einbezugs der Stoffdaten und Fluidenthalpien abgebildet. Aus dem thermodynamischen Dampfgehalt wird schließlich der volumetrische Strömungsdampfanteil $\dot{\epsilon}[h]$ berechnet, der vom lokalen Druck und der druckabhängigen Dichte des Dampfes abhängt und weitere Größen beeinflusst.

3. Ermittlung des lokalen Drucks

Der für alle Stoffeigenschaften und thermodynamischen Größen entscheidende Parameter ist der lokale statische Druck $p[h]$. Dieser ist, wie oben bereits beschrieben, ein Ergebnis aus dem globalen Kondensationsdruck p_k und dem lokalen Druck des tiefer liegenden Elements $p[h - 1]$ abzüglich des Druckverlusts im aktuellen Höhenelement $\Delta p[h]$.

$$p[h] = p[h - 1] - \Delta p[h](p[h])$$

Der Druckverlust setzt sich aus den drei Einzeltermen für hydrostatische Druckabnahme $\Delta p_H[h]$, Reibungsdruckabfall $\Delta p_R[h]$ sowie Beschleunigungsdruckdifferenz $\Delta p_B[h]$ zusammen (siehe Gl. 4.17). Die einzelnen Druckverlustanteile werden entsprechend der in Abschnitt 4.4.2 gezeigten empirischen Formulierungen errechnet. Neben der Abhängigkeit der einzelnen Anteile vom Massenstrom weisen diese eine Abhängigkeit vom lokalen Druck selbst auf. Der lokale Druck beeinflusst die physikalischen Eigenschaften, wie u.a. die Dampfdichte, Viskosität, usw. Es liegt hier erneut eine implizite Fragestellung vor, die innerhalb des überlagerten iterativen Problems der Bestimmung des Massenstroms ebenfalls nur iterativ lösbar ist.

Anmerkung:

Diese Problemstellung war der Hauptgrund, das *Naturumlaufmodell* in *Microsoft Excel / Visual Basic for Applications (VBA)* zu modellieren. Um in der Sprache der Software zu bleiben, lässt sich dieses iterative Problem mit *Zirkelbezug* anschaulich beschreiben: Das Ergebnis der Berechnung hängt auch vom Ergebnis selbst ab. *Excel* erlaubt eine komfortable Lösung, die bereits im Standardfunktionsumfang der Software enthalten ist. Das Problem wird gelöst, indem eine iterative Berechnung der Ergebnisse zugelassen wird.

Ein weiterer Grund für die Verwendung von *Excel* war das Vorhandensein von ebenfalls zum Standardfunktionsumfang der Software gehörenden numerischen Lösern (Solvem), von denen ein spezieller zum Lösen des übergeordneten iterativen Massenstromproblems verwendet wird. Der verwendete Solver-Algorithmus arbeitet nach der Methode

der generalisierten reduzierten Gradienten (GRG-Nicht-Linear) und eignet sich zum Lösen nicht-linearer und z.T. auch nicht-kontinuierlicher Problemformulierungen, wie hier zur Findung eines (lokalen) Minimums. Die konkrete Problemstellung ist insofern nicht-linearer Art, als die Kopplung aller z.T. auch nicht-linearer Berechnungsfunktionen ein nicht-lineares Gesamtproblem darstellt. Die Nicht-Kontinuität des Problems liegt im konkreten Fall durch das Vorhandensein von *wenn/dann-Entscheidungen* vor. Dieser Solver arbeitet für das vorliegende Problem stabil, präzise und mit einer akzeptablen Rechengeschwindigkeit. Weitere Gründe für die Verwendung von *Excel und VBA* waren: Sämtliche notwendigen Stoffdateneigenschaften standen bereits über vorhandene *Add-Ins* in Form einfach zu verwendender Funktionen zur Verfügung. Über die Programmieroberfläche *VBA* lassen sich komfortable automatisierte Routinen zur Parametervariation und Versuchsauswertung erstellen. Deren Ergebnisse lassen sich dann ebenfalls über definierte Routinen weiterverarbeiten und für die Datenübergabe formatieren.

4. Ermittlung aller resultierenden lokalen Prozess- und Zustandsgrößen

Nach Durchlaufen der vorherigen Berechnungsschritte stehen für jedes Höhenelement alle Zustandsgrößen fest, aus denen sich dann alle relevanten Prozessgrößen ableiten lassen. Diese sind vor allem: Fluidtemperatur-, Dampfgehalt- und Druckprofil. Das Fluidtemperaturprofil wird - wie vorher beschrieben - für die Berechnung der experimentellen WÜK im *FEM-Modell* benötigt.

Die ermittelten lokalen Zustände erlauben die Berechnung lokaler WÜK mithilfe der verschiedenen einschlägigen empirischen Korrelationen $\alpha_{lit} [h]$ (siehe Abschnitt 4.5), die sich dann mit den am Teststand experimentell bestimmten WÜK $\alpha [h]$ vergleichen lassen (siehe Abschnitt 7.4.10).

5. Überlagerte Iterationsschleife zur Lösung der Druckbilanz

Das Gesamtproblem ist derart formuliert, dass das globale Druckbilanzkriterium $\kappa_p \stackrel{!}{=} 0$ erfüllt sein muss. Konkret heißt das, dass die Summe aller Druckverluste und u.U. -gewinne im Siederohr Δp_{SR} gleich derer im Fallrohr Δp_{FR} sein muss (vgl. auch Abschnitt 4.4.1 und Abbildung 4.1).

$$\Delta p_{FR} \stackrel{!}{=} \Delta p_{SR} \quad \text{bzw.} \quad \Delta p_{FR} - \Delta p_{SR} = \kappa_p \stackrel{!}{=} 0$$

Der Umlaufmassenstrom bzw. die Umlaufmassenstromdichte \dot{m} ist zu Beginn der Rechnungen nicht bekannt, es sei denn, es wird der aus den Messungen ermittelte Wert vorgegeben. Das Rechenmodell muss daher zwei verschiedene Aufgabenstellungen lösen können und kann in zwei Modi betrieben werden.

Die erste Aufgabenstellung ist die Vorhersage des unter den angelegten Randbedingungen resultierenden Umlaufmassenstroms und aller daraus resultierenden weiteren Prozessgrößen (detailliertere Beschreibung des *Prädiktions-Modus* weiter unten in Abschnitt 6.1.2.1).

Die zweite Aufgabenstellung ist die Anpassung des Modells bei Vorgabe eines (gemessenen) Massenstroms. Da mit dem gemessenen Massenstrom die globale Druckbilanz nicht zwingend eingehalten wird, werden die mittels empirischen Korrelationen berechneten Druckgradienten in der 2-Phasen-Strömung ($\Delta p_{R,2ph}$, $\Delta p_{B,2ph}$, Kap. 4.4.2) mithilfe eines Zweiphasenskalierungsfaktors f_{2ph} so skaliert, dass die globale Druckbilanz erfüllt ist (*Experimental-Modus*: Abschnitt 6.1.2.2).

Der Massenstrom bzw. der Zweiphasenskalierungsfaktor werden nun mithilfe des Solvers solange iteriert, bis das Druckbilanzkriterium erfüllt wird.

Anmerkung:

Aufgrund der gewünschten endlichen Berechnungszeit und der numerischen Präzisionsanforderung ist das Problem im Programm allerdings so formuliert, dass die betragsmäßige globale Druckdifferenz - das Konvergenzkriterium - minimiert werden muss. Das Konvergenzkriterium ist im Modell wie folgt definiert: $(\Delta p_{FR} - \Delta p_{SR})^2 \stackrel{!}{\leq} 5Pa^2$

6.1.2.1 Naturumlaufmodell im *Prädiktions*-Modus: Vorhersage des Massenstroms

In diesem Modus soll der Umlaufmassenstrom \dot{m} ermittelt werden. Im nebenstehenden Schema ist der Berechnungsablauf als Flussdiagramm dargestellt. Nach Vorgabe aller bekannten Prozessparameter und eines angenommenen Massenstroms erfolgt die Berechnung aller Prozessgrößen. Da der anfänglich angenommene Massenstrom \dot{m}_0 u.U. zu physikalisch unplausiblen Werten führen kann (wie z.B. negative Drücke), wird das Druckprofil im Steigrohr zunächst linearisiert, d.h. die lokalen Drücke zwischen Sumpf und Kopf werden als lineare Funktion der Höhe gesetzt. Lokale Druckverlustterme werden zunächst ignoriert. Dann wird der Massenstrom \dot{m}_0 solange iteriert, bis das Druckbilanzkriterium erfüllt ist. Diese Methode generiert plausible Startwerte für alle lokalen Prozessgrößen. Die folgende rechenintensivere Iterationsschleife kann damit beschleunigt werden und eine verlässliche Konvergenz erzielt werden. Gerade bei vergleichsweise starken Veränderungen von globalen Prozessparametern, die bei Parametervariationsrechnungen auftreten können (z.B. sprunghafte Änderung des Rohrrinnendurchmessers), liefert diese Methode einen stabilen Satz an Startwerten. Der ermittelte Massenstrom \dot{m}_0 wird gesetzt und die iterative Berechnung der druckabhängigen Druckverlustterme aktiviert. Somit wird nun für jedes Höhelement der Druck als Resultierende aus den Druckverlusten und dem Druck des vorherigen Elements errechnet. Erneut wird der Massenstrom \dot{m} solange iteriert, bis die Druckbilanz erfüllt wird. Abschließend erfolgt die Ausgabe aller lokalen und globalen Prozessgrößen.

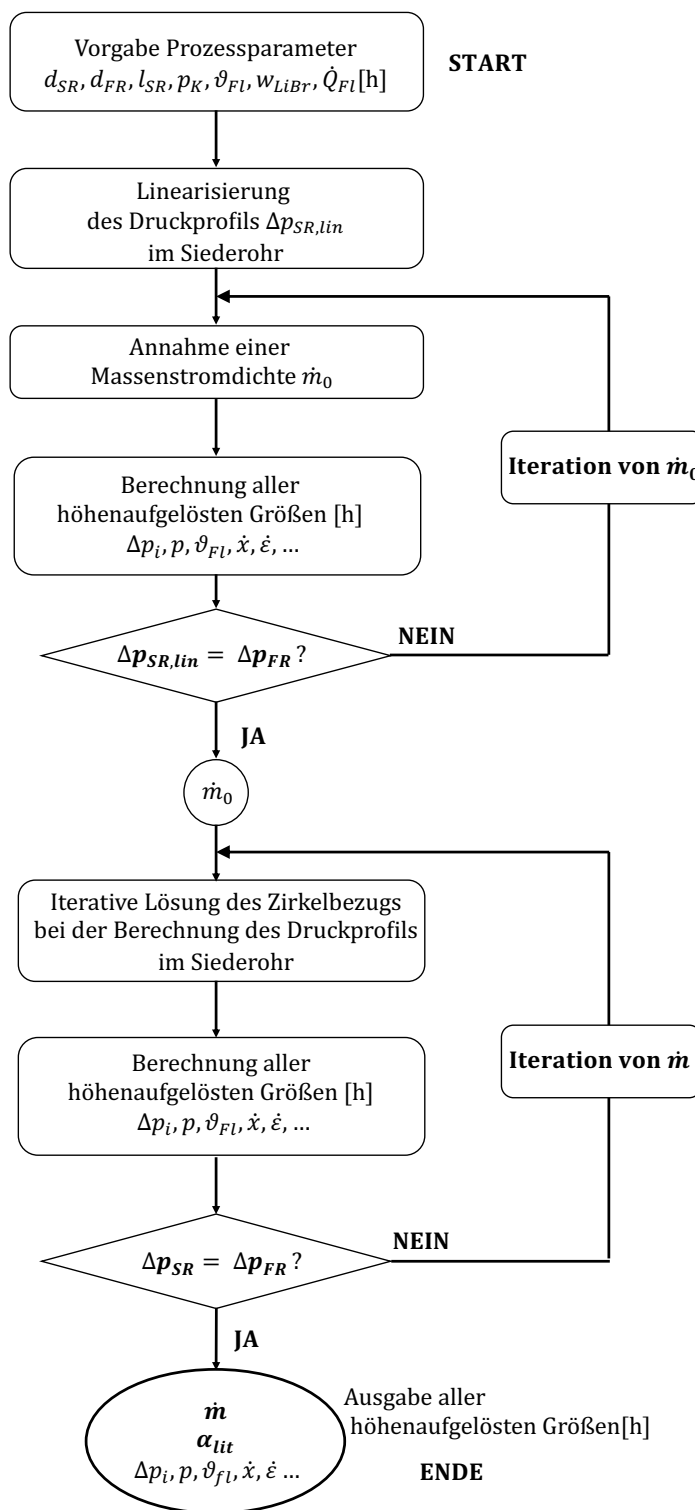


Abbildung 6.1 Berechnungsablauf des Naturumlaufmodells im *Prädiktions*-Modus

6.1.2.2 Naturumlaufmodell im *Experimental*-Modus: Vorgabe des Massenstroms

Zur Ermittlung der im Experiment auftretenden höhenaufgelösten WÜK α [h] ist das *Naturumlaufmodell* im *Experimental*-Modus zu verwenden. Im nebenstehenden Schema ist der Berechnungsablauf wiederum veranschaulicht. Analog zum *Prädiktions*-Modus werden auch hier alle gemessenen Randbedingungen und zudem auch explizit der im Experiment gemessene Massenstrom \dot{m}_{exp} vorgegeben. Der vorgegebene Massenstrom führt aber nicht zwingend zur Erfüllung des Druckbilanzkriteriums. Es kann zu Abweichungen im Druckverlauf im Siederohr kommen, da die im Modell hinterlegten Berechnungsformeln für die Druckverlustterme auf empirischen Korrelationen basieren und u.U. nicht für sämtliche Prozessrandbedingungen (z.B. subatmosphärischer Prozessdruck oder LiBr-Lösung als Prozessfluid) uneingeschränkt gültig sind. Um diesen möglichen Abweichungen Rechnung zu tragen und trotzdem die fluid-dynamisch zwingend einzuhaltende Druckbilanzbedingung zu erfüllen,

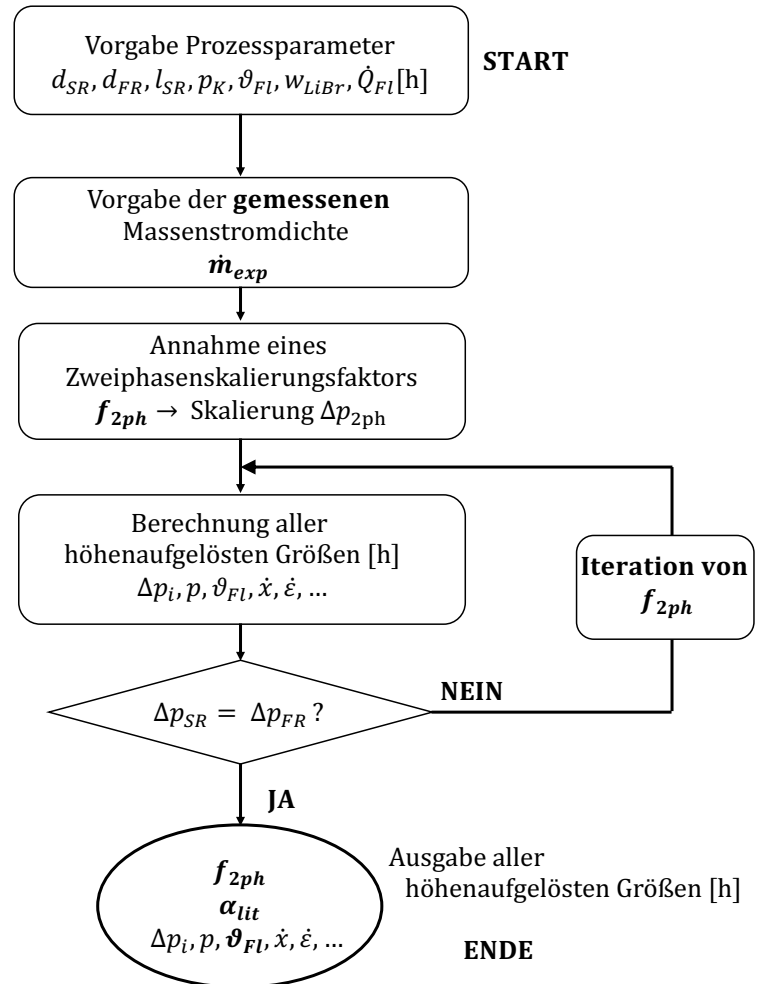


Abbildung 6.2
Berechnungsablauf des Naturumlaufmodells im *Experimental*-Modus

werden die Druckverlustterme im Bereich der zweiphasigen Strömung - Reibungs- und Beschleunigungsdruckdifferenzen (vgl. Gln 4.36 und 4.27) - mit dem Zweiphasenskalierungsfaktor f_{2ph} skaliert. Die Druckverlustterme in der 2-Phasen-Strömung üben den größten Einfluss auf den gesamten Druckverlauf aus und sind obendrein diejenigen mit der größten empirischen Unsicherheit, während alle anderen Druckverlustterme (hydrostatische und 1-Phasen-Terme) von untergeordneter Rolle sind. Der Skalierungsfaktor wird nun solange variiert, bis die Druckbilanzbedingung mit dem vorgegebenen Massenstrom erfüllt ist. Es werden zusätzlich sämtliche lokalen WÜK gemäß der einschlägigen in der Literatur angegebenen Korrelationen der verschiedenen Autoren α_{lit} [h] (vgl. Abschnitt 4.5) berechnet und stehen für den Vergleich mit den experimentellen WÜK zur Verfügung (siehe Abschnitt siehe Abschnitt 7.4.10). Von entscheidender Bedeutung für die Ermittlung der WÜK ist der vom *NU-Modell* ermittelte Fluidtemperaturverlauf ϑ_{FL} [h], der dann an das *FEM-Modell* übergeben wird (siehe Kombination der beiden Modelle in Abschnitt 6.3).

6.2 Modell zur Bestimmung der lokalen Wärmeübertragung: FEM-Modell

6.2.1 Diskretisierung des Wärmedurchgangsproblems

Das wichtigste Ziel der experimentellen Untersuchung ist die Ermittlung der fluidseitigen lokalen, höhenaufgelösten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha[h]$. Die Ermittlung der WÜK kann - wie bereits beschrieben - nur indirekt erfolgen, d.h. sie müssen aus der Kombination mehrerer Mess- und Rechengrößen berechnet werden. Die grundlegende Gleichung für den Wärmestrom bei Wärmeübergang zwischen der Rohrwand W,i und dem Prozessfluid Fl ist noch einmal aufgeführt:

$$\dot{Q}_{Fl}[h] = A\alpha[h] (\vartheta_{W,i}[h] - \vartheta_{Fl}[h]) \quad (6.1)$$

Es muss also neben dem durch die Innenwand in das Fluid fließenden Wärmestrom \dot{Q}_{Fl} und der lokalen Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ (ermittelt aus dem Naturumlaufmodell im *Experimental*-Modus) auch die Temperatur der Rohrwand $\vartheta_{W,i}[h]$ bekannt sein, um daraus den lokalen WÜK $\alpha[h]$ ermitteln zu können. Im oben gezeigten Messkonzept wird allerdings nicht direkt die Rohrwandtemperatur gemessen, sondern eine konkrete Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$ an definierter Position im Rohrmantel. Die Kenntnis dieser Manteltemperatur erlaubt eine Rückrechnung auf die Rohrwandtemperatur und daraus die Ermittlung des WÜK. Die Rückrechnung erfolgt über das *FEM-Modell*, durch welches das Wärmedurchgangsproblem im dickwandigen Rohr abgebildet wird. Die Diskretisierung des Rohrs in definierte Elemente erfolgt in alle 3 Raumrichtungen. Die Diskretisierung ist erforderlich um zum einen den Einfluss der Messstelle (MS), also des Temperaturfühlers im Rohrmantel, der eine Störstelle darstellt, und zum zweiten die axiale Wärmeleitung zwischen den Höhenelementen präzise abbilden zu können. Die folgende Abbildung 6.3 illustriert die Methodik.

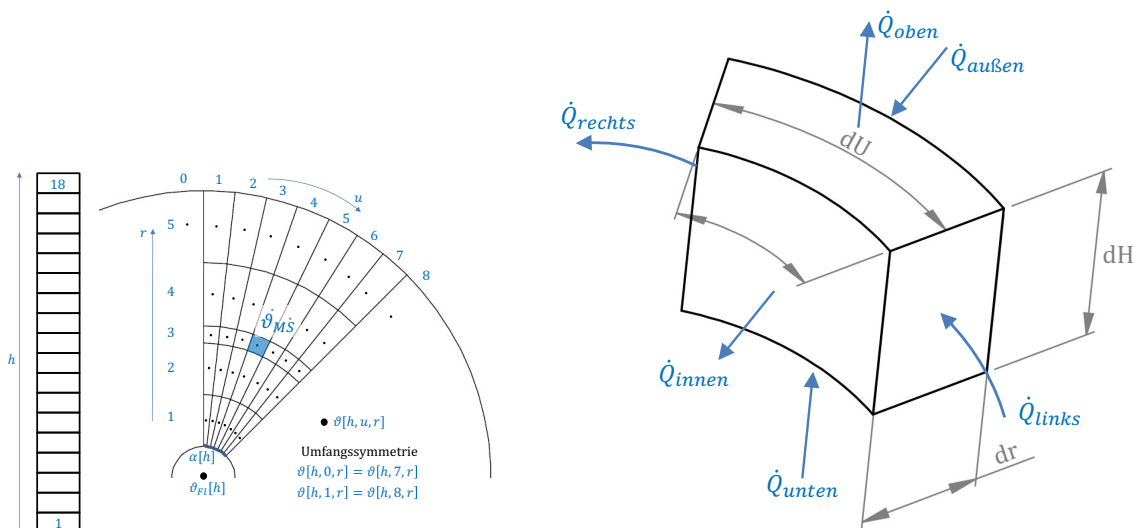


Abbildung 6.3

Diskretisierung des Siederohrs und Leistungsbilanz am einzelnen Element

Die im Experiment untersuchten Siederohre sind in Achsrichtung, also in Richtung der Strömung des Prozessfluides in 18 Höhenelemente unterteilt (bzw. in 12 Elemente bei kürzeren Rohren). Jedes Höhenelement (Index h) hat im Experiment zwei gemessene Stützstellen: die lokale Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$ - im Folgenden als Messstelle MS bezeichnet - und die an diesem Element an der Rohraussenwand eingebrachte elektrische Heizleistung $\dot{Q}[h]$. Die lokale Fluidtemperatur $\vartheta_{FI}[h]$ ergibt sich rechnerisch aus der Rohreintrittstemperatur des Fluids, dem gemessenen Fluidmassenstrom und der bis dorthin kumulierten eingebrachten Wärmeleistung (siehe *NU-Modell* in Abschnitt 6.1). Die Erfassung der Rohrmanteltemperatur erfolgt mit den in den Rohrmantel eingebrachten zylindrischen Pt100-Manteltemperaturfühlern, deren Geometrie durch das in der Abbildung 6.3 markierte zentrale Element hinreichend genau angenähert ist (siehe Mertel [2014]). Aus diesem Element leitet sich die Geometrie der Elementaufteilung in Umfangsrichtung (Index u) und in radialer Richtung (Index r) ab. Wärmeströme werden in allen 6 Raumrichtungen berücksichtigt und jedes Element erhält in der geometrischen Mitte die Elementtemperatur $\vartheta[h;u;r]$, einen Wärmedurchgangskoeffizient $U_k[h;u;r]$ und die für die jeweilige Raumrichtung maßgebliche Übertragungsfläche $A_{\perp}[h;u;r]$ senkrecht zum Wärmestrom. Jedes Element ist mit seinem in der jeweiligen Raumrichtung k benachbarten Element mit der Wärmeleitungsgleichung (vgl. Gln. A.14 - A.16 im Anhang) bzw. für Randelemente mit Randbedingungen verknüpft. Das Gleichungssystem für jedes Element lautet dann folgendermaßen (vgl. Abb. 6.3 rechts):

$$\dot{Q}_{rechts}[h;u;r] = U_u[h;u;r] A_u[r;u] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h;u+1;r]) \quad (6.2)$$

$$\dot{Q}_{links}[h;u;r] = U_u[h;u;r] A_u[r;u] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h;u-1;r]) \quad (6.3)$$

$$\dot{Q}_{unten}[h;u;r] = U_h[h;u;r] A_h[h;u;r] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h+1;u;r]) \quad (6.4)$$

$$\dot{Q}_{oben}[h;u;r] = U_h[h;u;r] A_h[h;u;r] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h-1;u;r]) \quad (6.5)$$

$$\dot{Q}_{aussen}[h;u;r] = U_r[h;u;r] A_r[h;u;r] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h;u;r+1]) \quad (6.6)$$

$$\dot{Q}_{innen}[h;u;r] = U_r[h;u;r] A_r[h;u;r] (\vartheta[h;u;r] - \vartheta[h;u;r-1]) \quad (6.7)$$

Das System wird im stationären Fall, also ohne zeitliche Änderung des thermodynamischen Zustandes, betrachtet; das Gleichungssystem ist dann durch die folgende Leistungsbilanz geschlossen und bestimmt.

$$\sum_{k=1}^6 \dot{Q}_k[h;u;r] = 0 \quad (6.8)$$

Die Bedingungen an den Rändern und sonstige Randbedingungen sind wie folgt gesetzt:

Von außen aufgeprägter Wärmestrom

Der durch die Heizelemente von außen aufgeprägte Wärmestrom wird in Umfangsrichtung als homogen angenommen. Etwaige in der Realität auftretende Inhomogenitäten in Umfangsrichtung werden durch die Dickwandigkeit des Rohres und die gute Wärmeleitfähigkeit des Rohrmaterials auf dem Weg in das Innere des Rohres ausgeglichen, so dass bereits in der radialen Mantelfläche der

Messstelle nahezu perfekte Homogenität in der Wärmestromdichte in Umfangsrichtung herrscht². Selbiges gilt dann für die Homogenität der Wärmestromdichte an der Rohrrinnenwand. Damit ist die sich ergebende Rohrrinnenwandtemperatur in Umfangsrichtung homogen angenommen. Im Gleichungssystem wird an den radialen Randelementen (Indizes $[h;u;5]$) der von außen aufgeprägte Wärmestrom $\dot{Q}[h;u]$ als $\dot{Q}_{innen}[h;u;5]$ gesetzt.

Fluidtemperatur und fluidseitiger WÜK

Die Annahme der Homogenität der Rohrrinnenwandtemperatur erlaubt die Annahme homogener Fluidtemperaturen und WÜK in Umfangsrichtung. Die im Gleichungssystem an dieser Stelle relevante Gleichung $\dot{Q}_{innen}[h;u;1] = \dot{Q}_{Fl}[h]$ beinhaltet dann die Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ anstelle der Elementtemperatur $\vartheta[h;u;0]$. Analog dazu ist der fluidseitige WÜK $\alpha[h]$ im Wärmedurchgangskoeffizient $U_r[h;u;1]$ eingebettet.

Wärmeleitfähigkeit der Messstelle

Dem Element, das den Temperaturfühler repräsentiert, wird eine vom umgebenden Rohrmantel abweichende Wärmeleitfähigkeit zugewiesen. Der Fühler agiert im System als Störstelle gegenüber dem ansonsten homogenen Rohrwandmaterial. Durch die Zuweisung einer dem realen Fühlerelement angenäherten Wärmeleitfähigkeit wird diese Störstelle und die daraus gegenüber dem ungestörten Rohrmantel abweichende Temperatur berücksichtigt. Der Einfluss der angenommenen Wärmeleitfähigkeit des Fühlerelementes auf den Ergebniswert wird weiter unten in Abschnitt 6.2.2.3 diskutiert.

Stirnseitige Verknüpfungsbedingung

Die Elemente, die die Stirnseiten des Siederohrs abbilden (Indizes $[0;u;r]$ und $[19;u;r]$, bzw. $[13;u;r]$ bei kurzen Rohren), weisen gegenüber der Umgebung Adiabasie auf.

Das Modell bildende Gleichungssystem wurde in dem Softwareprogramm *Engineering Equation Solver (EES)* der Firma *F-Chart Software* abgebildet.³ Die Software erlaubt die Aufstellung von bestimmten (auch unterbestimmten) Gleichungssystemen mit bis zu 12.000 Variablen bzw. Gleichungen in impliziter Schreibweise. Dies ermöglicht, das Gleichungssystem nach beliebigen (unabhängigen) Variablen freizustellen und unter Vorgabe der notwendigen Variablen zu lösen. Für den Fall eines bestimmten algebraischen Gleichungssystems, das auch, wie in diesem Modell, nichtlinear sein darf, nutzt die Software eine abgewandelte Variante des Newton-Verfahrens [F-CHART 2017].

Durch die Beschränkung in der maximalen Anzahl der im Programm verwendbaren Variablen kann nicht das gesamte Siederrohr in Höhen-, Radial- und Umfangsrichtung abgebildet werden. Es bedarf der Reduzierung eines Höhenelements auf ein Achtel des Vollkreises. Wie in Abbildung 6.3 links dargestellt, wird das Wärmeleitungsproblem innerhalb des Achtelsegmentes (45°) gelöst. Das Achtel repräsentiert den gesamten Umfang mit hinreichender Genauigkeit. Zwar wird hierbei angenommen, dass auch die restlichen sieben Kreissegmente eine Störstelle aufweisen, was im realen experimentellen Aufbau je nach Höhenelement nicht immer der Fall ist. Jedoch führt diese Annahme nicht zu einer signifikanten Beeinflussung des Ergebnisses, wie bereits oben zur Thematik der

²Mithilfe von Modellrechnungen, in denen Inhomogenitäten, die den zu erwartenden der Heizschellen entsprachen oder diese übertrafen, auf der Rohraussenseite vorgegeben. Es wurden Abweichungen vom Idealzustand kleiner $<0,1\%$ in der Homogenität der Wärmestromdichte ermittelt

³32-bit-Professional Version 10.285

Homogenität der Wärmestromdichte erläutert (siehe auch Mertel [2014]).

Umfangssymmetrie

Die Randbedingungen für die Erfüllung dieser Umfangssymmetrie sind wie folgt abgebildet. Die Variablen der (virtuellen) Elemente in Umfangsrichtung links des Achtelsegments (Indizes [h;0;r]) werden mit den Werten des rechten äußeren Segments beschrieben (Indizes [h;7;r]). Analog verhält es sich mit den Variablen der rechts vom Achtelsegment befindlichen Elemente (Indizes [h;8;r]); diesen werden die Werte der ersten linken Elemente im Achtelsegment zugewiesen (Indizes [h;1;r]).

Bei der Anwendung des Modells werden die höhenaufgelösten, gemessenen Heizleistungen $\dot{Q}[h]$, die gemessenen Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$, die lokalen Fluidtemperaturen $\vartheta_{FI}[h]$ (aus dem *NU-Modell*) sowie die globalen Größen, wie Rohrgeometrie und Wärmeleitfähigkeiten, vorgegeben. Damit werden die höhenaufgelösten, fluidseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha[h]$ berechnet.

6.2.2 Modellprüfung

Die Ermittlung der fluidseitigen WÜK kann - wie oben beschrieben - nur indirekt erfolgen, indem die WÜK über die gemessenen Größen mithilfe des Modells berechnet werden. Folglich hängt die Ergebnisunsicherheit von der Unsicherheit der einzelnen Messgrößen und ihrer funktionalen Abhängigkeit untereinander ab. Im Folgenden sollen die wesentlichen Einflussfaktoren radialer Wärmedurchgang, dreidimensionale Wärmeleitung und Messstelle als Störstelle separat betrachtet werden. Abschließend wird der Einfluss lokaler Messgrößen auf die Unsicherheit bei der Bestimmung der lokalen WÜK („Messfehler“) zusammengefasst.

6.2.2.1 Bewertung der Ergebnisunsicherheit für den radialen Wärmedurchgang

Methodik

Zunächst wird aufgezeigt, wodurch die Ergebnisunsicherheit $\Delta\alpha$ in der Zielgröße lokaler Wärmeübergangskoeffizient α bei Betrachtung eines ausschließlich radialen Wärmedurchgangs durch das Siederohr maßgeblich beeinflusst ist. Um die Nachvollziehbarkeit zu verbessern, wurden parallele Effekte, wie die axiale Wärmeleitung im Siederohr und der Einfluss der Messstelle selbst, zunächst außer Acht gelassen. Es wird also nur ein Höhenelement mit adiabaten Stirnseiten und homogenem ungestörtem Mantel betrachtet.

Es fließt ein konstanter Wärmestrom \dot{Q}_r von der Messstelle radial in Richtung Fluid. Dieser ist eine der mit Unsicherheiten behafteten Messgrößen. Es gilt:

$$\dot{Q}_r = A_{W,i} U_{W,i} (\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI}) \quad \text{bzw.} \quad \dot{q} = U_{W,i} (\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI})$$

$$\text{mit } U_{W,i} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + \frac{r_{W,i} \ln\left(\frac{r_{MS}}{r_{W,i}}\right)}{\lambda}} \quad \text{und} \quad A_{W,i} = 2 r_{W,i} \pi l \quad (6.9)$$

Die gemessenen bzw. vorgegebenen Temperaturen der Messstelle und des Fluides (ϑ_{MS} und ϑ_{FI}) sind ebenfalls Variablen mit Messunsicherheiten. Der auf die Rohrinnenfläche $A_{W,i}$ mit Radius $r_{W,i}$ bezogene Wärmedurchgangskoeffizient $U_{W,i}$ beinhaltet weitere auf die Unsicherheit im fluidseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α Einfluss nehmende Größen: Nämlich die Wärmeleitfähigkeit

des Rohrmantels λ , die radiale Position der Messstelle r_{MS} und den Zielwert selbst, den Wärmeübergangskoeffizient α . Gl. 6.9 freigestellt nach α in Abhängigkeit von allen vorgegebenen bzw. gemessenen Größen ergibt folgenden Zusammenhang:

$$\alpha = \frac{\tilde{Q}}{1 - U_\lambda \tilde{Q}}$$

$$\text{mit } \tilde{Q} = \frac{\dot{Q}_r}{A_{W,i} (\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI})} \quad \text{und} \quad U_\lambda = \frac{r_{W,i} \ln\left(\frac{r_{MS}}{r_{W,i}}\right)}{\lambda} \quad (6.10)$$

Der Übersichtlichkeit halber wurden die den Wärmestrom und die Temperaturen enthaltenden Terme durch die Hilfsvariable \tilde{Q} und die die Wärmeleitfähigkeit und die Position des Messfühlers beinhaltenden Terme durch U_λ substituiert. Man kann erkennen, dass α von allen Variablen nicht proportional abhängt. Die Sensitivität des Ergebniswerts $\Delta\alpha$ durch die mit Unsicherheiten behafteten Variablen y_i lässt sich durch die Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsrechnung ermitteln (siehe auch Abschnitt A.3.1):

$$\Delta\alpha = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial\alpha}{\partial y_i} \Delta y_i \right)^2}$$

Die partiellen Ableitungen $\partial\alpha/\partial y_i$ der Ergebnisgröße α nach der jeweiligen Messgröße lauten:

$$\frac{\partial\alpha}{\partial \dot{Q}_r} = \frac{A_{W,i} (\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI})}{(U_\lambda \dot{Q}_r - A_{W,i} (\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI}))^2} \quad (6.11)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial r_{MS}} = \frac{\lambda \tilde{Q}^2 r_{W,i}}{r_{MS} \left(\tilde{Q} r_{W,i} \ln\left(\frac{r_{MS}}{r_{W,i}}\right) - \lambda \right)^2} \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial \lambda} = - \frac{\tilde{Q}^2 \ln\left(\frac{r_{MS}}{r_{W,i}}\right) r_{W,i}}{\left(\lambda - \tilde{Q} \ln\left(\frac{r_{MS}}{r_{W,i}}\right) r_{W,i} \right)^2} \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial \vartheta_{MS}} = \frac{-\dot{Q}_r}{\left(\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI} - \frac{\dot{Q}_r U_\lambda}{A_{W,i}} \right)^2} \quad (6.14)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial \vartheta_{FI}} = \frac{\dot{Q}_r}{\left(\vartheta_{MS} - \vartheta_{FI} + \frac{\dot{Q}_r U_\lambda}{A_{W,i}} \right)^2} \quad (6.15)$$

Analyse

Hieraus lässt sich nun der Einfluss der Unsicherheit der einzelnen Messgröße y_i auf die Unsicherheit des lokalen fluidseitigen WÜK $\Delta\alpha$ berechnen und analysieren. Für die Analyse werden Extremfälle experimentell zu erwartender Fluidtemperaturen gewählt, da sie die minimalen bzw. maximalen Grenzen der zu erwartenden Unsicherheit im WÜK darstellen. Auch für den WÜK selbst ($\alpha = 1 - 10 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) und die Heizleistung ($\dot{q} = 5 - 300 \text{ kW m}^{-2}$) wurden diesbezüglich realistische Wertebereiche gewählt. Es wurde die reale Rohrgeometrie ($d_i = 11 \text{ mm}$, $d_a = 100 \text{ mm}$, $l_{SR} = 692 \text{ mm}$) und die Wärmeleitfähigkeit ($\lambda = 175 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) des ersten Experimentalrohrs - wie es auch für die Validierung des Messkonzepts zum Einsatz kommt (siehe Abschnitt 7.1) - angesetzt. Die Unsicherheiten in der jeweiligen Einflussgröße sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Tabelle 6.1

Unsicherheiten der Mess- und Vorgabevariablen für die Ermittlung von α

Mess- / Vorgabegröße	Unsicherheit Δy_i	Bemerkung, Hersteller
Heizleistung \dot{Q}	$\pm 3 \%$ vom Messwert	$\pm 1 \%$ Leistungsmessklemme Herstellerangabe ⁴ , $\pm 3 \%$ wg. Unsicherheit in der Verlustleistungsbestimmung (siehe Abschn. 7.1.1)
Radiale Position ⁵ des Messfühlers r_{MS}	$\pm 1 \text{ mm}$	Toleranzangabe Hersteller ⁶
Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantels λ	$175 \pm 10 \%$ $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	eigene Messung ⁷
Lokale Temp. der Messstelle ϑ_{MS} und des Fluids ϑ_{Fl}	$\pm \frac{1}{10} \left(\frac{3}{10} + \frac{5}{1000^\circ\text{C}} \cdot \vartheta_{MS} \right) \text{ K}$	1/10 DIN B Pt100, Herstellerangabe ⁸ , eigene Kalibration

⁴Beckhoff [2017]

⁵Die Toleranz der axialen Position der Messelemente ist vom Hersteller mit 0,1 mm angegeben. Diese Unsicherheit bringt eine nur vernachlässigbare Unsicherheit im lokalen WÜK mit sich (<0,1 %, eigene Nachrechnung, analog zum Vorgehen in Abschnitt 6.2.2.3.)

⁶Loch Präzisions-Bohrtechnik GmbH

⁷ZAE Bayern e.V., Würzburg - Bereich Energieeffizienz, Arbeitsgruppe *Thermische Analyse*

⁸TMH - Temperatur Messelemente Hettstedt GmbH

In Abbildung 6.4 sind die Ergebnisse der Unsicherheitsanalyse dargestellt. Wie oben bereits erwähnt, betrachtet diese erste Analyse ausschließlich den radialen Wärmedurchgang durch das Rohr. Axiale und die Umfangsrichtung betreffende Effekte sind vernachlässigt. Die Graphen zeigen die relative Unsicherheit im fluidseitigen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ in Abhängigkeit von der Größe des Ergebniswerts WÜK α selbst sowie von der an der Rohrrinnenseite in das Fluid eingebrachten Wärmestromdichte \dot{q} . Das linke Diagramm repräsentiert eine niedrige Fluidtemperatur von $\vartheta_{Fl} = 20\text{ °C}$, das rechte eine hohe Fluidtemperatur von 160 °C .

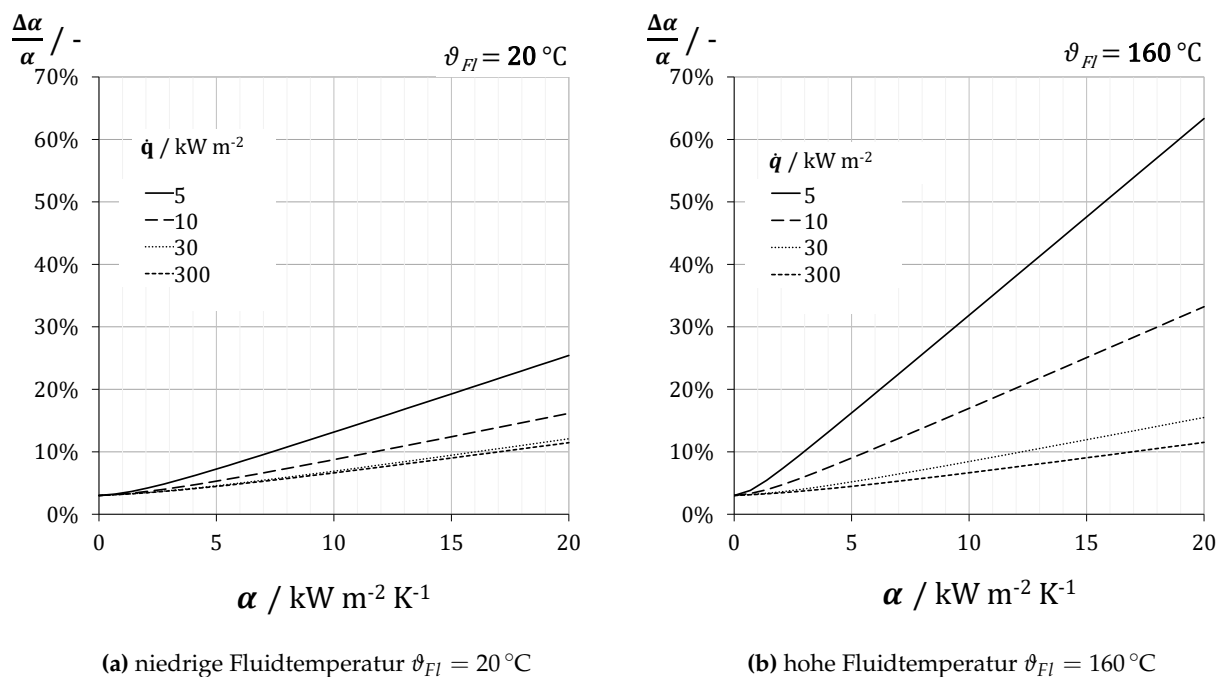
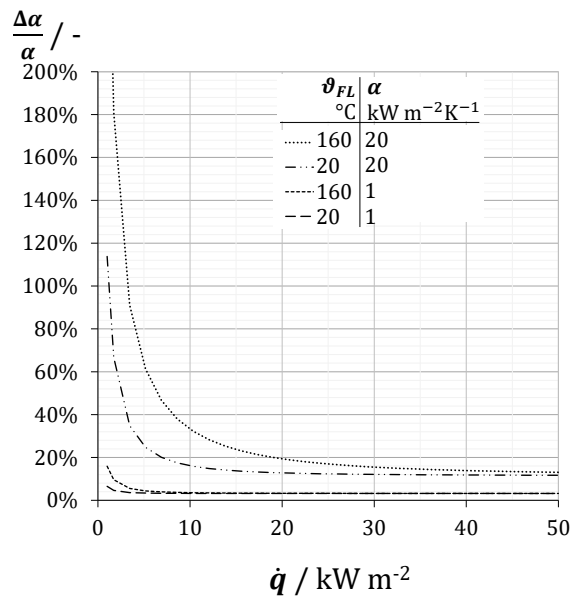


Abbildung 6.4

Relative Ergebnisunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK α selbst und von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} bei **niedriger** Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 20\text{ °C}$ (a) und **hoher** Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 160\text{ °C}$ (b). Unsicherheiten der Vorgabegrößen lt. Tabelle 6.1.

Man sieht, dass die (relative) Gesamtunsicherheit im WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ generell mit Zunahme des WÜK α selbst steigt. Dies liegt darin begründet, dass bei steigendem WÜK und ansonsten konstanten Werten die Rohrwandtemperatur sinkt, wodurch auch die Temperaturdifferenz zur Fluidtemperatur sinkt. Die Auswertung der partiellen Ableitungen (Gln. 6.11 bis 6.15) zeigt dies: Ihre Werte steigen. Die sinkende Unsicherheit in der Rohrmanteltemperatur selbst wird durch den steigenden Einfluss der sinkenden Temperaturdifferenz überkompensiert.

Die Gesamtunsicherheit steigt zudem überproportional mit abnehmender Heizleistung, wie auch Abbildung 6.5 illustriert. Die Begründung liegt in der reziproken Proportionalität der partiellen Ableitungen zur Heizleistung. Der Einfluss wird wiederum umso größer, je höher der WÜK selbst ist. Ein weiterer entscheidender Einflussfaktor auf die Gesamtunsicherheit ist die Fluidtemperatur. Sie bestimmt bei ansonsten gleichen Randbedingungen explizit die Rohrwandtemperatur. Damit wächst mit steigenden Temperaturen die Unsicherheit in der Messung bzw. Berechnung der beiden Temperaturen, die wiederum von der Höhe der Temperatur selbst abhängt. Die Unsicherheit im WÜK steigt im relevanten Fluidtemperaturbereich um bis zu Faktor 3.

**Abbildung 6.5**

Abhängigkeit der relativen Ergebnisunsicherheit im fluidseitigen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} und von unterschiedlichen WÜK α und Fluidtemperaturen ϑ_{FL} .

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die größten Unsicherheiten im WÜK bei hohen WÜK selbst, bei hohen Fluidtemperaturen und kleinen Heizleistungen auftreten.

Messunsicherheit und Gesamtunsicherheit

Der Einfluss einer Messgröße auf die Gesamtunsicherheit lässt sich anhand des anteiligen Gewichts der einzelnen Größe auf die Gesamtunsicherheit bewerten. Der relative Einfluss der Unsicherheit der einen Messgröße $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ auf die Gesamtunsicherheit $\Delta\alpha$ ist wie folgt definiert und bewegt sich zwischen 0 und 1:

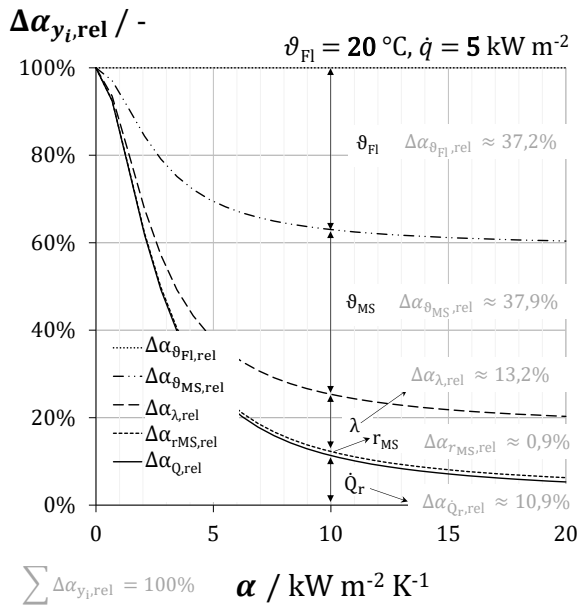
$$\Delta\alpha_{y_i,rel} = \frac{\left(\frac{\partial\alpha}{\partial y_i} \Delta y_i\right)^2}{\Delta\alpha^2} \implies \sum_{i=1}^N \Delta\alpha_{y_i,rel} \stackrel{!}{=} 1 \quad \text{bzw.} \quad 100\% \quad (6.16)$$

Der Anteil der Unsicherheit der einzelnen Größe an der Gesamtunsicherheit ist wiederum stark abhängig von den Randbedingungen. Die Analyse der Einflüsse wurde für die oben bereits beschriebenen Extremfälle durchgeführt. Es wurden vier exemplarische Fälle gewählt und analysiert. Die einzelnen Beiträge sind in den folgenden Abbildungen dargestellt, wobei eine gestapelte Darstellungsform gewählt wird. Sie kumuliert die einzelnen Beiträge zur Gesamtunsicherheit. Die Systematik in den Abbildungen ist: In der oberen Abbildung 6.6 wird die minimal zu erwartende Wärmestromdichte $\dot{q} = 5 \text{ kW m}^{-2}$ bei niedrigen (Abb. 6.6a 20 °C) und hohen Fluidtemperaturen (Abb. 6.6b 160 °C) angesetzt und in Abhängigkeit des WÜK α dargestellt. Die untere Abbildung 6.7 zeigt das Ergebnis der analogen Analyse für hohe Wärmestromdichten $\dot{q} = 300 \text{ kW m}^{-2}$ und ansonsten gleiche Parameter.

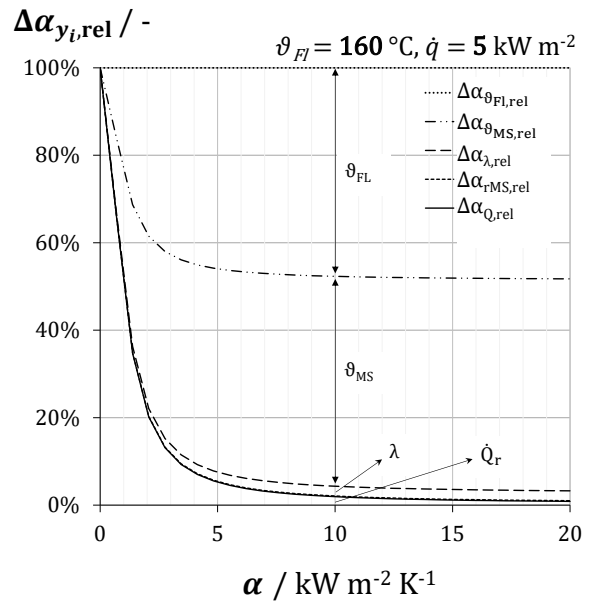
Grundsätzlich gilt für alle betrachteten Fälle, dass bei sehr kleinen fluidseitigen WÜK α die Gesamtunsicherheit fast ausschließlich von der Unsicherheit in der Heizleistung (\dot{Q}_r bzw. \dot{q}) bestimmt wird. Mit zunehmendem WÜK sinkt dieser Einfluss. Die Ursache dafür ist bereits oben beschrieben: Die starke indirekte Proportionalität der Unsicherheit zur Wärmestromdichte. Die Unsicherheit in der radialen Position des Messfühlers an der Messstelle Δr_{MS} ist vorhanden, jedoch von untergeordnetem Gewicht. Für zunehmende WÜK spielen nun folgende Randbedingungen eine starke Rolle.

Bei **niedrigen Wärmestromdichten** (Abb. 6.6) dominieren zunehmend die Unsicherheiten der beiden Temperaturen ϑ_{MS} und ϑ_{Fl} , die im Extremfall über 90 % des Gesamtfehlers ausmachen. Je höher die Fluidtemperatur, desto höher ist auch die Unsicherheit durch die Temperaturmessung. Die Heizleistung und auch die Unsicherheit in der Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantels λ spielen eine untergeordnete Rolle. Die zunehmende Dominanz in der Unsicherheit der Temperaturen bei hohen WÜK liegt wiederum darin begründet, dass die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid sinkt.

Bei **hohen Wärmestromdichten** (Abb. 6.7) spielen die Unsicherheiten in den Temperaturen hingegen überhaupt keine Rolle mehr. Zwar sind bei hohen Wärmeströmen auch die Wandtemperaturen höher, jedoch ist der Einfluss der Wärmestromdichte dominierend. Dies ist mit der absoluten Größe des Wärmestroms und dessen direktem Einfluss auf die Unsicherheit bei ansonsten gleichen Randbedingungen zu erklären. Auch die Wärmeleitfähigkeit spielt eine zunehmende Rolle bei hohen Wärmestromdichten. Sie wird allerdings nur deshalb signifikant, da der Einfluss der Temperaturen stark zurückgeht.



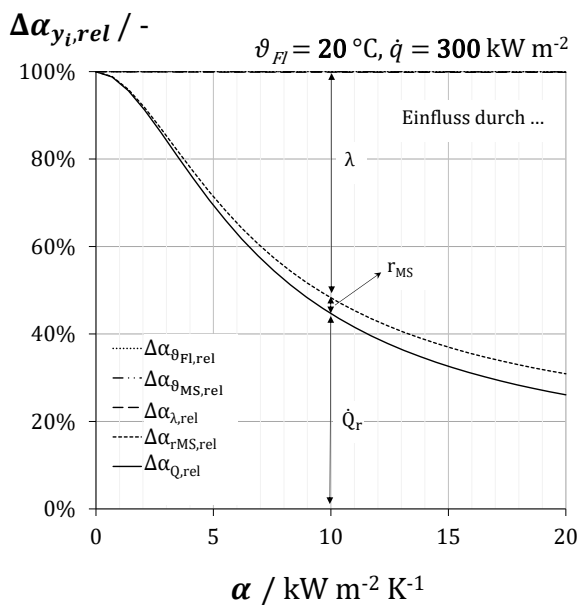
(a) niedrige Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$



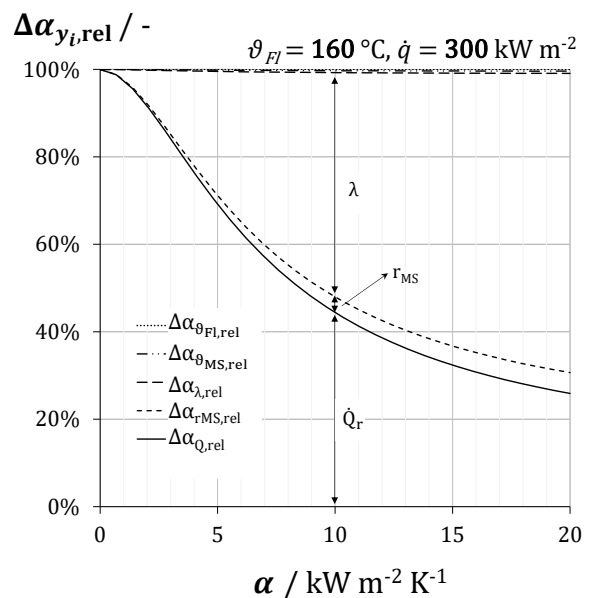
(b) hohe Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 160\text{ }^{\circ}\text{C}$

Abbildung 6.6

Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK selbst und von den einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen (Tabelle 6.1) in gestapelter Darstellung. Lokale **niedrige Wärmestromdichte** $\dot{q} = 5\text{ kW m}^{-2}$.



(a) niedrige Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$



(b) hohe Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 160\text{ }^{\circ}\text{C}$

Abbildung 6.7

Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK selbst und von den einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen (Tabelle 6.1) in gestapelter Darstellung. Lokale **hohe Wärmestromdichte** $\dot{q} = 300\text{ kW m}^{-2}$.

6.2.2.2 Einfluss lokaler Messunsicherheiten auf den lokalen Wärmeübergang

In den bisherigen Betrachtungen wurde - um die generellen Zusammenhänge in der Ergebnisunsicherheit zu veranschaulichen - lediglich die rein radiale Wärmedurchgangsproblematik untersucht. In den Experimenten soll aber ein in Fluidströmungsrichtung höhenaufgelöstes Profil der fluidseitigen WÜK $\alpha[h]$ ermittelt werden. Daher ist auch die Berücksichtigung der axialen Ausgleichseffekte im dickwandigen Experimentalrohr essenziell. Im Folgenden werden unter Anwendung einer zu vorher analogen Methodik die Einflüsse auf die Ergebnisunsicherheit der lokalen WÜK im Kontext des gesamten Siederohrs erläutert. Für die Analyse wurde das oben beschriebene *FEM-Modell* verwendet. Die Software *EES* bietet die Funktionalität einer numerischen, automatisierbaren Unsicherheitsfortpflanzungsrechnung. Hierbei kann für jede Ergebnisvariable, hier die höhenaufgelösten WÜK $\alpha[h]$, die Unsicherheit $\Delta\alpha[h]$ gemäß Gauß'scher Fehlerfortpflanzungsrechnung durchgeführt werden. Durch die axiale Verknüpfung aller Höhenelemente $[h]$ hängt nun jeder einzelne WÜK mehr oder weniger stark von allen anderen Einfluss nehmenden Variablen ab. Diese sind: sämtliche Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$, Fluidtemperaturen $\vartheta_{Fl}[h]$, elektrische Heizleistungen $\dot{Q}[h]$ bzw. $\dot{q}[h]$ und die Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantels λ . Der Einfluss der Unsicherheit in der radialen Position der Messstelle r_{MS} ist - wie die rein radiale Untersuchung gezeigt hat - von untergeordneter Bedeutung und wird daher in dieser Analyse vernachlässigt. Für die Berechnungen wird folgende Methodik durchgeführt. Die Variable y_i repräsentiert hier wiederum die einzelne Einfluss nehmende Variable. Auch die anteilige relative Unsicherheit jeder Variable an der Unsicherheit eines lokalen WÜK $\alpha_{Fl,y_i,rel}[h]$ wird analog zu Gl. 6.17 durchgeführt.

$$\Delta\alpha[h] = \sqrt{\sum_{h=1}^{18} \sum_i \left(\frac{\partial\alpha[h]}{\partial y_i[h]} \Delta y_i[h] \right)^2} \quad (6.17)$$

Es wurden im Folgenden Randbedingungen, die die höchste Unsicherheit im WÜK erwarten lassen, gewählt. Es gilt, wie bereits bei der rein radialen Betrachtung, dass die größten Unsicherheiten bei hohen Fluidtemperaturen, damit hohen Wandtemperaturen, und hohen fluidseitigen WÜK auftreten. Für die Analysen gilt:

- Temperaturabhängiges Profil des lokalen WÜK $\alpha[h]$ so, dass sich ein mittlerer WÜK $\bar{\alpha} = 10 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ergibt.
- Lineares, von der eingebrachten Heizleistung abhängiges Temperaturprofil des Fluides $\vartheta_{Fl}[h]$, so dass sich eine mittlere Fluidtemperatur $\bar{\vartheta}_{Fl} = 160 \text{ °C}$ ergibt.
- Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantels $\lambda = 175 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, Wärmeleitfähigkeit des Messfühlers $\lambda_{MS} = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (siehe auch folgender Abschnitt 6.2.2.3)
- Für alle Betrachtungen wurde das Höhenelement 9 und die Unsicherheit im dortigen WÜK $\Delta\alpha[9]$ bzw. die relative Unsicherheit $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}[9]$ analysiert. Dieses Element befindet sich auf halber Höhe des Siederohrs $[h=9]$ und repräsentiert in qualitativer Hinsicht alle anderen Elemente.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt gezeigt werden konnte, steigt die Gesamtunsicherheit des WÜK mit sinkender Wärmestromdichte. Bei der Berücksichtigung axialer Effekte ist der Einfluss signifikanter, siehe Abbildung 6.8. Insbesondere bei niedrigen Wärmestromdichten ($\dot{q} < 30 \text{ kW m}^{-2}$) ist die Unsicherheit des WÜK um bis zu 4 mal höher als bei rein radialer Betrachtung.

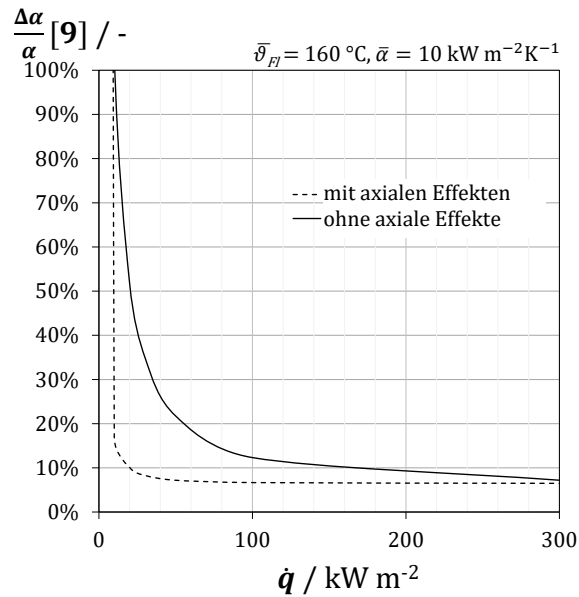


Abbildung 6.8

Einfluss der axialen Wärmeleiteffekte im gesamten Siederrohr auf die relative Gesamtunsicherheit des WÜK an der axialen Position $h=9$ $\Delta\alpha_{rel}$ [9] in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für hohe Fluidtemperaturen und hohe WÜK.

Im Gegensatz zur rein radialen Betrachtung ändert sich auch der Einfluss der einzelnen Variablen auf den lokalen WÜK, wie die obere **Abbildung 6.9** zeigt. Es ist der anteilige Einfluss der jeweiligen Variable am Höhenelement 9 $y_i[9]$ auf die Gesamtunsicherheit im WÜK $\Delta\alpha_{rel}[9]$ bei Vernachlässigung axialer Effekte (Abb. 6.9a) dem Fall mit axialen Effekten gegenübergestellt (6.9b). Für gleiche Randbedingungen ist der Anteil der jeweiligen Einfluss nehmenden Variable $y_i[9]$ auf die Gesamtunsicherheit im WÜK $\Delta\alpha_{rel}[9]$ an der Position 9 dargestellt. Man erkennt, dass bei Berücksichtigung der axialen Effekte der Einfluss der Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$ eine nicht mehr zu vernachlässigende Rolle spielt, während diese bei rein radialer Betrachtung nur bei geringen Wärmestromdichten das Ergebnis beeinflusst. Während die lokale Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ bei rein radialer Betrachtung noch einen zur Rohrmanteltemperatur gleichwertigen Einfluss ausübt (vgl. Abb. 6.7a), spielt sie bei Berücksichtigung axialer Effekte über den gesamten Bereich der möglichen Wärmestromdichten keine Rolle mehr. Dies liegt daran, dass der Einfluss der lokalen Rohrmanteltemperatur stark an Gewicht zunimmt und die Einflüsse durch Unsicherheiten in der Heizleistung und Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantels anteilig hoch bleiben. Neben dem Einfluss der lokalen Rohrmanteltemperatur $\vartheta_{MS}[h]$ beeinflussen nun auch die Unsicherheiten der axial benachbarten Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h \pm 1]$ den WÜK $\alpha[h]$. Diese Effekte sind durch die Verhältnisse in den dickwandigen Siederohren zu erklären, wo das Verhältnis der Wärmewiderstände in axialer Richtung zu denen in radialer Richtung eine wesentliche Rolle spielt.

Die untere **Abbildung 6.10** zeigt, wie stark die sich die Unsicherheiten aller einzelnen Variablen auf die Unsicherheit eines lokalen WÜK - wiederum an der Position 9 - auswirken. Hier werden wieder zwei unterschiedliche Wärmestromdichten bei ansonsten identischen Bedingungen für den Vergleich herangezogen \dot{q} (Abb. 6.10a niedrig, 30 kW m^{-2} , Abb. 6.10b hoch: 300 kW m^{-2}). Im Grunde zeigt sich hier ein ähnliches Bild wie bei der rein radialen Betrachtung: Mit zunehmender Wärmestromdichte steigt der Einfluss der Unsicherheit in der Wärmestromdichte selbst und der Einfluss der Unsicherheit in der Wärmeleitfähigkeit wird kleiner. Die Fluidtemperatur ist vernachlässigbar, der Einfluss der Manteltemperatur sinkt mit zunehmender Wärmestromdichte. Des Weiteren ist gut zu erkennen, dass die Unsicherheiten von Variablen, die sich weiter als ein Höhenelement ober- bzw. unterhalb des betrachteten Elements befinden, keinerlei Einfluss mehr auf das betrachtete Element ausüben. Dies ist insofern von Bedeutung, als die schwer erfassbaren Randeffekte am Ein- und Auslauf des Rohres, die mit hohen Unsicherheiten behaftet sind, keinen Einfluss auf die Ergebnisgenauigkeit der zentralen Elementen im Rohr nach sich ziehen.

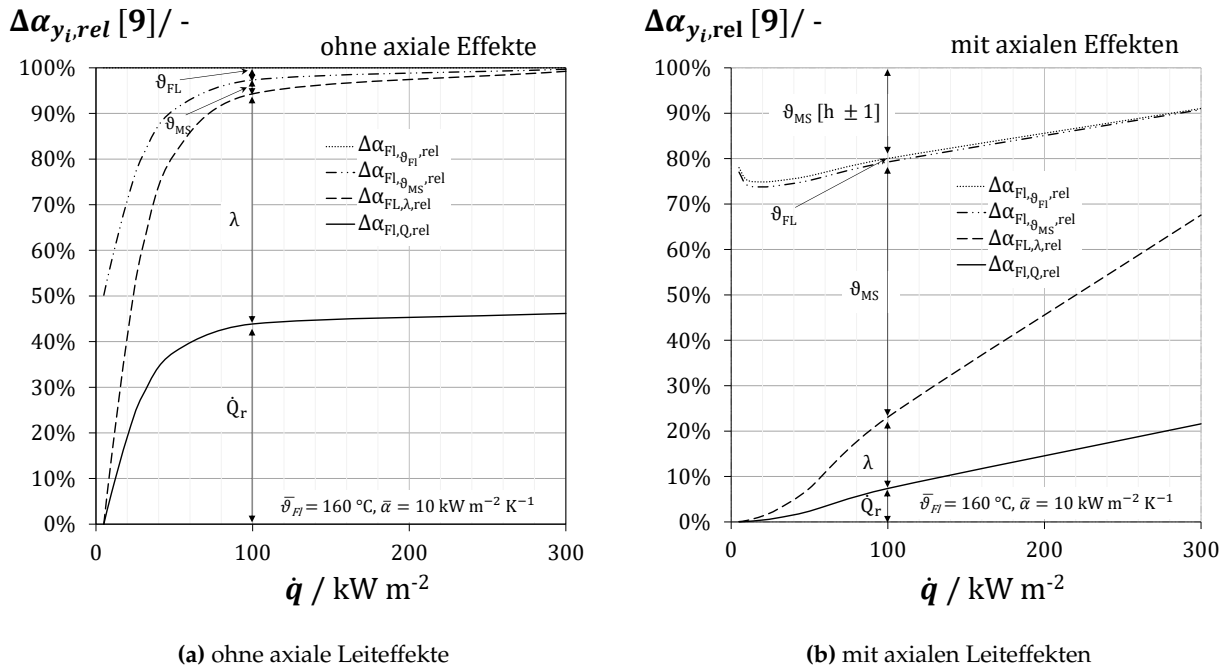


Abbildung 6.9

Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK an der axialen Position [h=9] $\Delta\alpha_{y,i,rel}$ [9] in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte und der einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen für hohe Fluidtemperaturen und hohe WÜK. Gestapelte Darstellung

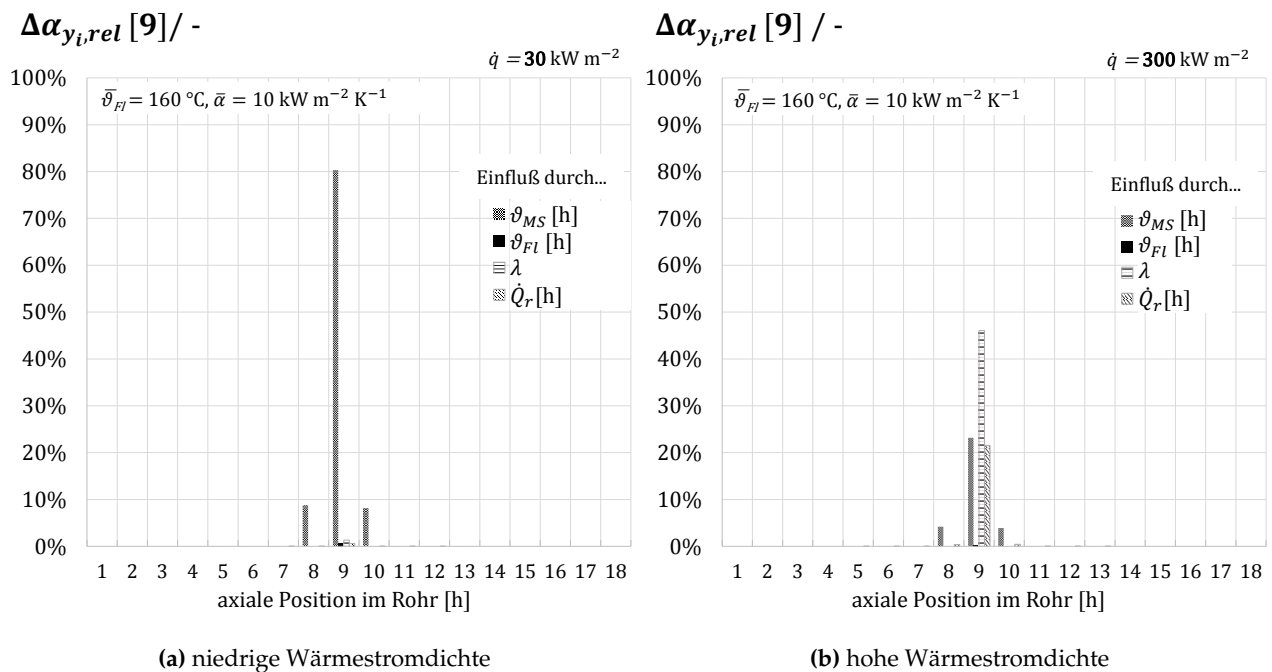


Abbildung 6.10

Relativer Beitrag aller relevanten Variablen im Siederrohr $\Delta\alpha_{y,i,rel}$ zur Unsicherheit des lokalen fluidseitigen WÜK an der axialen Position [h=9] $\Delta\alpha_{[h=9]}$ für **niedrige** Wärmestromdichten $\dot{q} = 30 \text{ kW m}^{-2}$ (a) und **hohe** Wärmestromdichten $\dot{q} = 300 \text{ kW m}^{-2}$ (b). Die Summe aller einzelnen Unsicherheiten ergibt 100%.

6.2.2.3 Einfluss der Netzgeometrie und der Wärmeleitfähigkeit des Wandsensors auf die Ergebnisunsicherheit

Die Modellierung des Wärmedurchgangsproblems des gesamten Siederohrs unterliegt der Grenze der Anzahl maximal im Softwareprogramm verwendbaren Gleichungen bzw. Variablen (siehe S. 109). Diese Beschränkung führt dazu, dass die Störstelle, die durch den Messfühler erzeugt wird, nicht gänzlich realitätsgetreu abgebildet werden kann. Der Einfluss der Störstelle, die eine gegenüber dem Rohrmantel ($\lambda = 175 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) geringere Wärmeleitfähigkeit besitzt, auf die im Fühler-element herrschende Temperatur wird im Folgenden analysiert und ein Korrekturterm abgeleitet. Es wird ein Höhenelement wiederum als Achtelsegment modelliert, mit unterschiedlicher Netzfeinheit abgebildet und die Wärmeleitfähigkeit der Störstelle λ_{MS} variiert. Die im Gesamtrohrmodell verwendete Auflösung (5 radiale Elemente R=5, 7 Umfangselemente U=7 und 1 Höhenelement H=1, R5|U7|H1) wird mit drei feiner aufgelösten Varianten mit unterschiedlicher Anzahl an Elementen in den Raumrichtungen verglichen. Für die Untersuchung des Einflusses der detaillierteren Höhenauflösung der Störstelle in einem Höhenelement wurde das eigentliche Höhenelement in 5 Subelemente aufgeteilt und die Störstelle möglichst realitätsgetreu durch Zuweisung der Wärmeleitfähigkeit der Störstelle abgebildet (siehe Abb. 6.11).

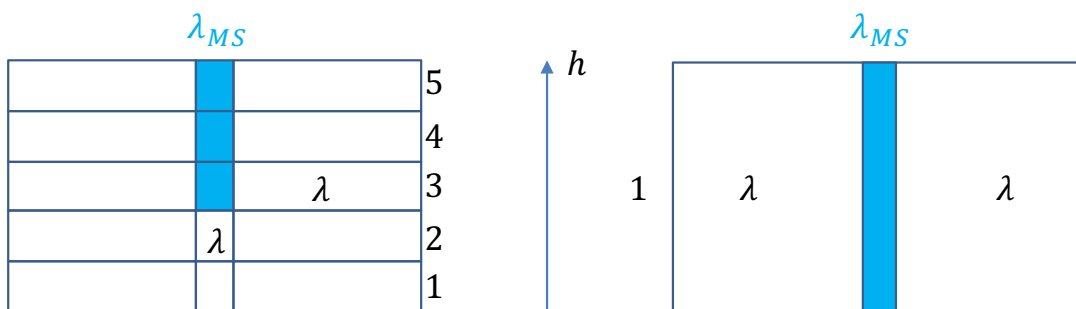


Abbildung 6.11

Schematische Darstellung der unterschiedlich feinen Höhenauflösung eines Rohr-FEM-Elements und Adressierung der Wärmeleitfähigkeit des Manteltemperaturfühlers MS. Links: 5 Höhenelemente (H5), anteilige Höhenelemente durch Fühler MS besetzt. Rechts: 1 Höhenelement (1H), gesamte Höhe durch Fühler MS besetzt.

In der Abbildung 6.12 ist dargestellt, wie die Abweichung der berechneten Rohrmanteltemperatur von der Wahl der Wärmeleitfähigkeit der Störstelle λ_{MS} und der Netzgeometrie abhängt. Diese Abweichung $\Delta\vartheta_{MS}$ ist als Differenz aus der berechneten Rohrmanteltemperatur mit variiertem Wärmeleitfähigkeit $\vartheta_{MS\lambda=var.}$ und der berechneten Rohrmanteltemperatur im ungestörten Fall definiert $\vartheta_{MS\lambda=175}$, d.h., die Störstelle besitzt die gleiche Wärmeleitfähigkeit wie der umgebende Rohrmantel (vgl. Gl. 6.18). Je kleiner dabei die Wärmeleitfähigkeit des Fühlers angenommen wird, desto größer ist die Temperaturabweichung $\Delta\vartheta_{MS}$, die immer positiv ist. Für diese Analyse wurden für alle Fälle dieselbe Fluidtemperatur, derselbe fluidseitige WÜK und dieselbe Wärmestromdichte angesetzt. Jedoch übt lediglich die Wärmestromdichte einen Einfluss auf die Abweichung aus, wie in Abb. 6.13 gezeigt. Es ist zu sehen, dass die bei gleichen Bedingungen errechnete Rohrwandtemperatur mit der größten Auflösung des Netzes (R5|U7|H1) am größten ist und mit zunehmender Verfeinerung absinkt. Die Wahl der Wärmeleitfähigkeit des Sensors beeinflusst die Überhöhung der Temperatur zusätzlich. Den im Experiment verwendeten Fühlern wird - nach detaillierter Abschätzung - eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{MS} = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ zugewiesen (siehe [Mertel 2014]) und ins Gesamtmodell eingesetzt.

Das Modell mit der Auflösung R23|U7|H5 (23 radiale Elemente R=23, 7 Umfangselemente U=7 und 5 Höhenelemente H=5) ist das mit der maximal möglichen Auflösung. Daher wird dieses als das „beste Abbild der Realität“ verwendet und mit der im Gesamtmodell verwendeten Auflösung verglichen. Die Überhöhung der Temperatur gegenüber der Annahme einer ungestörten Messstelle bei variiertem Wärmestromdichte und grobem bzw. feinem Netz ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Demnach steigt die Erhöhung der Temperatur $\Delta\vartheta_{MS}$ linear mit der aufgebrauchten Wärmestromdichte und steiler mit größerem Netz. Um nun die verfälschte Abbildung der Realität durch das grobe Netz zu korrigieren, wird ein von der Wärmestromdichte abhängiger Korrekturterm $\Delta\vartheta_{MS,korr}(\dot{q})$ eingeführt, der die im Experiment gemessene Rohrwandtemperatur $\vartheta_{MS,exp}$ für die Verwendung im grobem Modell korrigiert (Gln. 6.19 und 6.20).

$$\Delta\vartheta_{MS} = \vartheta_{MS,\lambda=var.} - \vartheta_{MS,\lambda=175} \quad (6.18)$$

$$\Delta\vartheta_{MS,korr}(\dot{q}) = \Delta\vartheta_{MS,R5|U7|H1} - \Delta\vartheta_{MS,R23|U7|H5} \quad (6.19)$$

$$\vartheta_{MS,korr} = \vartheta_{MS,exp.} + \Delta\vartheta_{MS,korr} \quad (6.20)$$

Es bleibt festzuhalten, dass die bei gleichen Randbedingungen berechnete Temperatur bei größerer Netzauflösung stets höher ist als bei feinerem Netz. Die maximal zu erwartende Abweichung $\Delta\vartheta_{MS,korr}$ beträgt ca. 0,35 K bei der höchsten Wärmestromdichte.

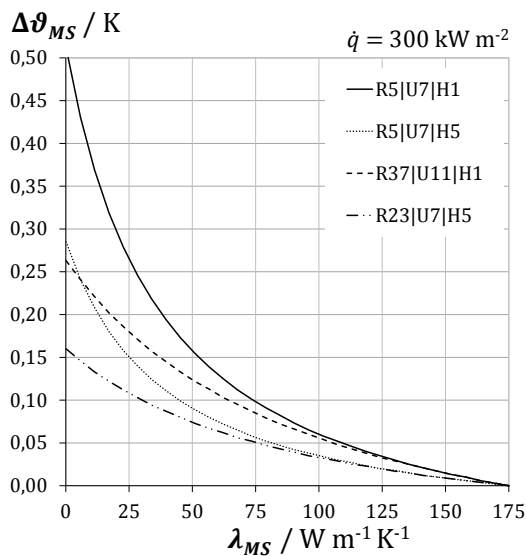


Abbildung 6.12

Abweichung der zu erwartenden Rohrwandtemperatur $\Delta\vartheta_{MS}$ in Abhängigkeit von der gewählten Wärmeleitfähigkeit des Rohrwandfühlers λ_{MS} und von verschiedenen feinen Auflösungen des Modellnetzes bei hoher lokaler Wärmestromdichte $\dot{q} = 300 \text{ kW m}^{-2}$.

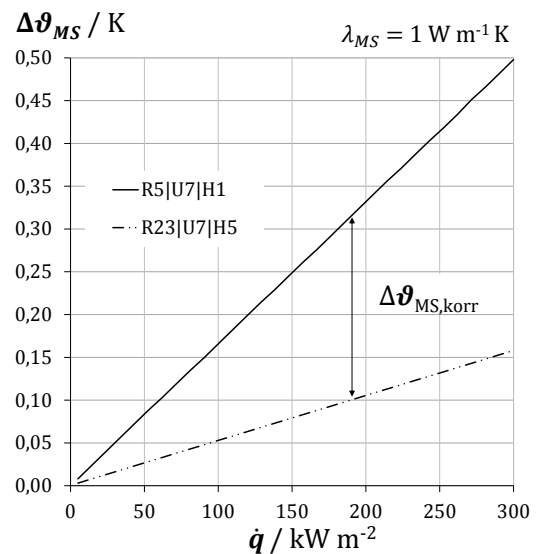


Abbildung 6.13

Abweichung der zu erwartenden Rohrwandtemperatur $\Delta\vartheta_{MS}$ in Abhängigkeit von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} und von der Netzauflösung mit der Wärmeleitfähigkeit des Rohrwandfühlers $\lambda_{MS} = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

6.2.2.4 Bewertung der Modellprüfung

Das Modell kann alle Effekte, die für die Ermittlung der lokalen WÜK von Bedeutung sind, abbilden. Bei Berücksichtigung aller oben aufgezeigten Einflüsse lässt sich zusammenfassend festhalten, dass sich durch den experimentellen Aufbau und dessen messtechnische Ausstattung in Kombination mit dem Rechenmodell die lokalen WÜK in den zu erwartenden Randbedingungenbereichen mit einer Unsicherheit von max. $\pm 30\%$ ermitteln lassen, wobei gerade die höheren Wärmestromdichten von größerem Interesse sind und die Unsicherheiten im WÜK hier sogar noch deutlich kleiner werden (ca. $\pm 12\%$). Die zu erwartenden Unsicherheiten sind klein und im Vergleich zu in der Literatur zu findenden Unsicherheiten für WÜK in Zweiphasenströmungen vergleichbar oder besser.

6.3 Kombination der Modelle für die experimentelle Versuchsauswertung

Für die Quantifizierung der in den experimentellen Versuchen auftretenden höhen aufgelösten Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha[h]$ müssen beide oben beschriebenen Modelle (NU- und FEM-Modell) kombiniert werden. Im Folgenden werden die Berechnungsschritte und der modellübergreifende Datenaustausch anhand des Schemas in Abbildung 6.14 beschrieben.

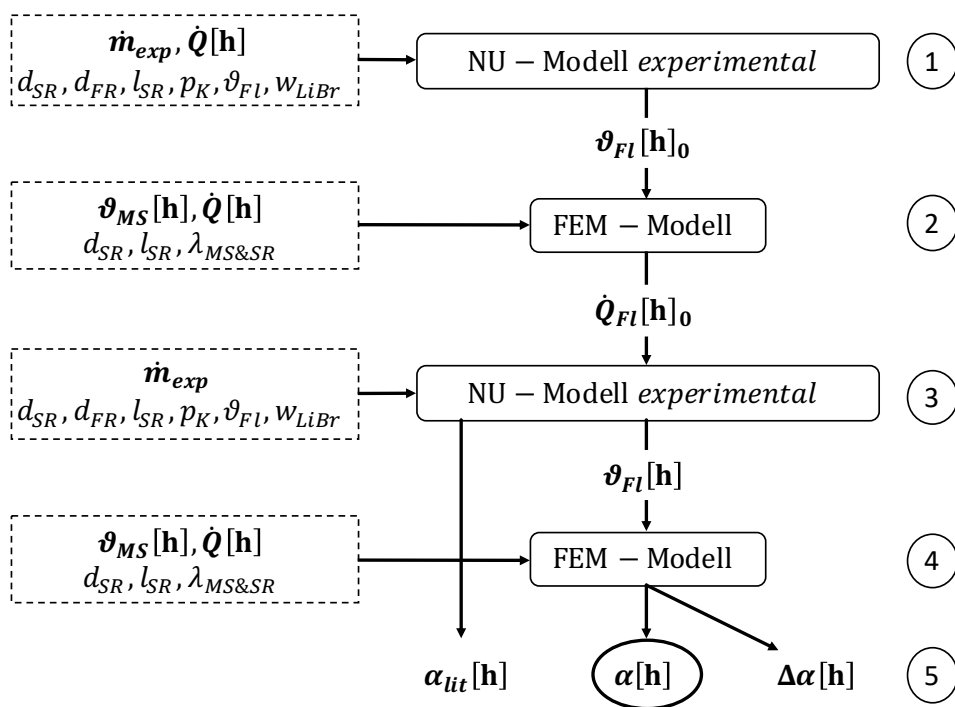


Abbildung 6.14

Berechnungsablauf und Modellkombination zur Ermittlung der lokalen WÜK $\alpha[h]$ aus den experimentellen Ergebnissen

① Neben den geometrischen Daten der jeweiligen Siederrohrkonfiguration werden die experimentellen Messwerte - auch der gemessene Umlaufmassenstrom \dot{m}_{exp} - als 10-Minuten-Mittelwerte des stabilen Versuches an das *Naturumlaufmodell im Experimental-Modus* übergeben (siehe Abschnitt 7.2 für eine detaillierte Beschreibung der Versuchsdurchführung). Als höhen aufgelöste Beheizungsleistung wird zunächst die elektrische Heizleistung der jeweiligen Heizschelle $\dot{Q}[h]$ verwendet. Diese

unterscheidet sich jedoch von der tatsächlich an dieser Höhenposition in das Fluid eingebrachten Wärmeleistung $\dot{Q}_{FI}[h]$. Sie wird von den lokalen Fluidtemperaturen und Wärmeübergängen und damit von der axialen Wärmeleitung im Siederohrmantel beeinflusst (berücksichtigt im *FEM-Modell* im nächsten Schritt). Zusätzlich existiert ein Wärmeverlust über die nicht perfekte Wärmeisolierung des Siederohrs nach außen, d.h. nicht die gesamte elektrische Leistung geht als Heizleistung in das Fluid über. Die Wärmeverluste liegen je nach Betriebsbedingung bei unter 5 % der elektrischen Leistung. Doch für eine erste Iteration für die Bestimmung der lokalen Fluidtemperaturen ist die Annahme der elektrischen Leistung als Heizleistung zunächst zulässig. Das *NU-Modell* löst dann im *Experimental-Modus* das Druckbilanzproblem über die Iteration des Zweiphasenskalierungsfaktors und als Ergebnis wird das erste höhenaufgelöste Fluidtemperaturprofil $\vartheta_{FI}[h]_0$ ausgegeben.

② Das Fluidtemperaturprofil wird dann zusammen mit den gemessenen Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$ und sämtlichen anderen für die Wärmeleitung im Siederohr relevanten Werten an das *FEM-Modell* übergeben. Dieses löst nun, wiederum mit den vorgegebenen elektrischen Heizleistungen $\dot{Q}[h]$ das Wärmeleitungsgleichungssystem und errechnet die Verlustleistung nach außen (über einen experimentell ermittelten temperaturabhängigen Verlustterm, siehe Abschnitt 7.1.1). Das Ergebnis dieser ersten Rechnung im *FEM-Modell* ist ein erstes höhenaufgelöstes Profil der in das Fluid eingebrachten Heizleistung $\dot{Q}_{FI}[h]_0$, das aus dem ersten Fluidtemperaturprofil $\vartheta_{FI}[h]_0$ in Kombination mit den gemessenen Rohrwandtemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$ resultiert.

③ Das *Naturumlaufmodell* wird zum zweiten Mal aufgerufen und es wird nun anstelle des elektrischen Heizprofils das zuvor ermittelte Fluidheizprofil $\dot{Q}_{FI}[h]_0$ eingesetzt. Alle anderen vorgegebenen Werte sind denen aus Ablaufschritt 1 identisch. Erneut wird das Druckbilanzproblem gelöst. Das Fluidtemperaturprofil $\vartheta_{FI}[h]$ ist nun aufgrund der neuen Verteilung der eingebrachten Heizleistung verfeinert. Diese modellübergreifende Iteration zwischen Leistung und daraus resultierendem Fluidtemperaturprofil muss nur einmal durchlaufen werden; bereits nach der zweiten Iteration resultiert kein signifikanter Unterschied mehr im Fluidtemperaturprofil (mittl. Unterschied $<0,02\text{ K}$)⁹.

④ Der letzte und letztlich aber entscheidende Schritt ist die Berechnung des wahren höhenaufgelösten Verlaufs der Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha[h]$. Dafür werden in das *FEM-Modell* analog zu Schritt 2 wiederum die gemessenen Leistungen $\dot{Q}[h]$, Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$ und das aktualisierte Fluidtemperaturprofil $\vartheta_{FI}[h]$ vorgegeben.

⑤ Neben der Ermittlung der experimentellen WÜK $\alpha[h]$ wird im *FEM-Modell* auch die gesamte Fehlerfortpflanzungsrechnung für die Unsicherheit der WÜK durchgeführt ($\Delta\alpha[h]$). Sämtliche Prozessgrößen werden anschließend in eine Datenbank abgelegt, die dann zur Analyse der Ergebnisse herangezogen wird. Darunter fällt auch der Vergleich der experimentellen WÜK $\alpha[h]$ mit denen, die in Schritt 3 aus den einschlägigen Korrelationen aus der Literatur berechnet wurden $\alpha_{lit}[h]$ (siehe Abschnitt 7.4.10).

⁹Dieser Unterschied wurde anhand von mehreren numerischen Iterationen ermittelt.

Kapitel 7

Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die am Versuchsteststand gewonnenen experimentellen Ergebnisse präsentiert. Zunächst wurden Vorversuche mit Wasser als Prozessfluid im rein flüssigen einphasigen Zustand zur Validierung des Messkonzepts durchgeführt. Anschließend erfolgten die Hauptversuche im eigentlichen Untersuchungsfeld: Zweiphasige Strömung (Wasser und v.a. wässrige LiBr-Lösung) im Naturumlauf und die experimentelle Ermittlung der relevanten Größen zu Wärmeübertragung und Strömungsverhalten im Siederrohr sowie deren Vergleich mit den aus der Literatur bekannten und verfügbaren Berechnungskorrelationen.

7.1 Validierung des Messkonzepts durch Betrieb mit erzwungener einphasiger Strömung

Das in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Setup - bestehend aus dem Laborteststand und den für die experimentelle Ermittlung der lokalen fluidseitigen Wärmeübergangskoeffizienten notwendigen Softwaremodellen - wurde überprüft, bevor die eigentlichen Hauptversuche durchgeführt werden konnten. Drei Ziele waren bei den Vorversuchen von Interesse.

1. Die Quantifizierung der Wärmeverluste am Versuchsrohr und entsprechende Kalibrierung des FEM-Modells
2. Die Experimentelle Bestimmung der Rohrrauheit der Versuchsrohre mittels Strömungsdruckverlustmessung
3. Die Ermittlung der lokal aufgelösten Wärmeübergangskoeffizienten im Rohr bei definierten und bekannten Bedingungen

Diese Größen lassen sich im Naturumlaufbetrieb nicht zuverlässig ermitteln, denn die Bilanzierung der in das Fluid eingebrachten Heizleistung ist hier nicht exakt möglich. Im Naturumlaufbetrieb unter realen Prozessbedingungen (subatmosphärischer Druckbereich, Phasenwechsel bzw. Dampfgeneration) führt - im stationären Betrieb - die Zufuhr von Wärme stets zur Bildung von Dampf, dieser wird im Kondensator unter Abgabe seiner Kondensationswärme an den Kühlwasserkreis kondensiert, wie ausführlich in Abschnitt 5.2 beschrieben. Die im Kühlwasserkreis aufgenommene Wärme bzw. Wärmeleistung wird zwar messtechnisch präzise erfasst, jedoch lässt sich nicht exakt bestimmen, wie viel der elektrisch aufgebrauchten Heizleistung tatsächlich im Fluid angekommen ist, da aufgrund der nicht perfekten Isolierung am Siederrohr selbst und am Behälter des Laborteststands Wärmeverluste nach außen auftreten. Der Verlust am Siederrohr und der Verlust durch Kondensation des erzeugten Dampfes an den Behälterwänden des Teststands ergeben den Gesamtverlust. Die Differenz zwischen der elektrischen Leistung und der Kondensatorleistung ergibt zwar

die Gesamtverlustleistung, sagt aber nichts darüber aus, wie sich diese zusammensetzt. Zur Bestimmung der lokalen WÜK ist jedoch die genaue Kenntnis der in das Fluid eingebrachten Leistung erforderlich.

Daher wurde der Versuchsteststand zur Durchführung der Vorversuche modifiziert (vgl. Abbildung 7.1). Das Rohr wurde dazu an einen Wasserkreis angeschlossen, in dem das stets flüssige Wasser mithilfe der Umwälzpumpe UP 4.1 durch das Rohr gepumpt werden kann. Der magnetisch-induktive Volumenstromsensor FIR 401 erfasst den Volumenstrom. Am Ein- bzw. Austritt des Siederohrs sind kalibrierte PT100-Temperatursensoren (TIR 407 und 408) zur Erfassung der Ein- bzw. Austrittstemperaturen des Wassers angebracht. Das Siederrohr (Daten in Tab. 7.1) ist mit 18 Heizschellen ausgestattet. 16 Rohrmantelfühler messen die Rohrwandtemperaturen an den verschiedenen Längenpositionen und das Siederrohr ist wärmetechnisch so isoliert wie auch in den späteren Naturumlaufversuchen. Das Siederrohr wird mit einem definierten Durchfluss durchströmt und gleichförmig beheizt. Die im Wasser aufgenommene Leistung lässt sich leicht erfassen und auch die Verlustleistung des Siederohrs ist damit zu bestimmen (**Abschnitt 7.1.1**).

Zusätzlich wird der Druckverlust zwischen Ein- und Austritt des Rohrs durch einen kapazitiven Differenzdrucksensor (PIC301) erfasst. Über den Druckverlust kann auf die Rauheit des Rohres geschlossen werden (**Abschnitt 7.1.2**). Das eigentlich für den Naturumlauf senkrecht im Teststand eingebaute Siederrohr ist in eine waagrechte Position gebracht, um den Einfluss des hydrostatischen Druckes der Wassersäule auf den Druckverlust zu eliminieren. Für die Messung des Druckverlustes wurde ein Aufbau gemäß der DIN-EN-Norm DIN1267 [2012] gewählt. Sie definiert Ein- und Auslaufstrecken am Versuchsrohr und macht Vorgaben zum Anschluss des Differenzdruckmessgeräts.

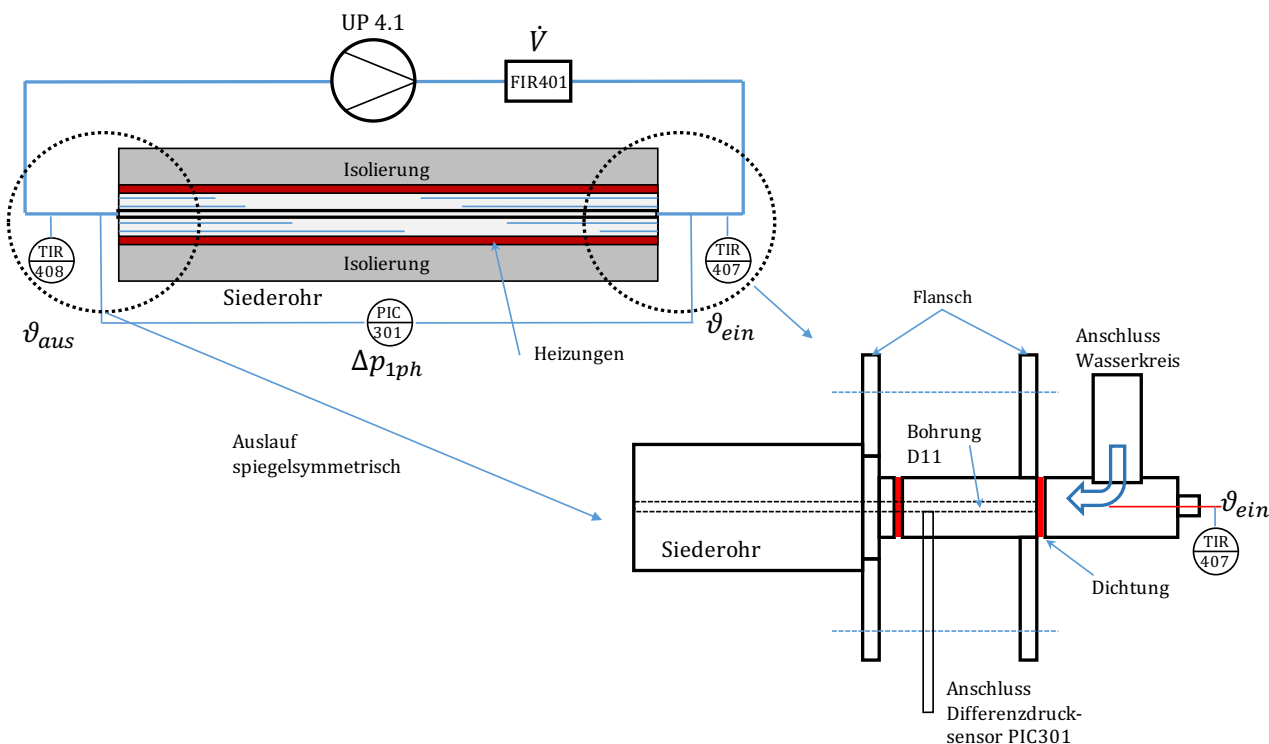


Abbildung 7.1
Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die einphasigen Vorversuche

Es wurden insgesamt $n=50$ Versuchspunkte gemessen, wobei Volumenstrom, Heizleistung sowie die Fluidtemperaturen variiert wurden. Bei allen Versuchen wurden stets auch die Rohrwandtemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$ erfasst, über die dann - nach Berechnung der lokalen Rohrwandtemperaturen - die lokalen WÜK $\alpha[h]$ ermittelt werden. Die Zielsetzung lautet, die Wärmeübertragung bei bekanntem Fluiddurchsatz und Fluideigenschaften zu ermitteln und mit Werten aus gängigen Berechnungskorrelationen zu vergleichen, um das Versuchssetup zu validieren (**Abschnitt 7.1.3**).

In der nachstehenden Tabelle 7.1 sind alle Parameter dieser Vorversuchsreihen zusammengefasst. Es wurde - wie auch später in den Hauptversuchen - unter stationären Betriebsbedingungen gemessen. Das heißt, der Versuchspunkt musste über einen Zeitraum von 5 Minuten schwingungsstabil und stationär sein, bevor zum nächsten Parameter gewechselt werden konnte. Das Messintervall betrug 20 Sekunden (siehe auch Abschnitt 5.2.3.1).

Tabelle 7.1

Übersicht der Versuchsparameter bei den einphasigen Vorversuchen

	Größe	Wert / Bereich	Einheit
Innendurchmesser des Rohrs	d_i	11	mm
Länge des Rohrs	l_{SR}	692	mm
Anzahl Versuchsreihen	n	50	-
Anzahl Heizelemente / Höhelemente	n_{MS}	18	-
Anzahl Rohrwandfühler	$\vartheta_{MS,i}$	16	-
elektrische Heizleistung	$P_{el,tot}$	800 - 7.200	W
Wärmestromdichte in das Fluid	\dot{q}	38 - 350	kW m^{-2}
Massenstromdichte	\dot{m}	200 - 1.600	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
Fluidtemperatur	ϑ_{Fl}	20 - 55	$^{\circ}\text{C}$
Reynolds-Zahl	Re	2.380 - 22.260	-
Pr-Zahl	Pr	3,3 - 7	-

7.1.1 Bestimmung der Wärmeverluste

Für die Ermittlung der tatsächlich im Siederohr in das Fluid eingebrachten Gesamtheizleistung $\dot{Q}_{Fl,tot}$ wurden insgesamt $n=50$ stabile Versuchspunkte ausgewertet. Variiert wurden die o.g. Parameter Wasser-Volumenstrom \dot{V}_{Fl} , elektrische Heizleistung $P_{el,tot}$ und Fluideintrittstemperatur $\vartheta_{Fl,ein}$. Es ist in Abbildung 7.2a zu sehen, dass die absolute Verlustleistung $\dot{Q}_V = P_{el,tot} - \dot{Q}_{Fl,tot}$ (Gl. 7.1) mit steigender elektrischer Heizleistung $P_{el,tot}$ zunimmt (Abweichung von der Winkelhalbierenden in Abb. 7.2a). Die Begründung liegt darin, dass aus größerer Heizleistung - und ähnlichen Fluidtemperaturen sowie ähnlichen fluidseitigen WÜK - höhere Rohrwandtemperaturen resultieren. Damit steigt der absolute Verlust in die nahezu konstant temperierte Umgebung.

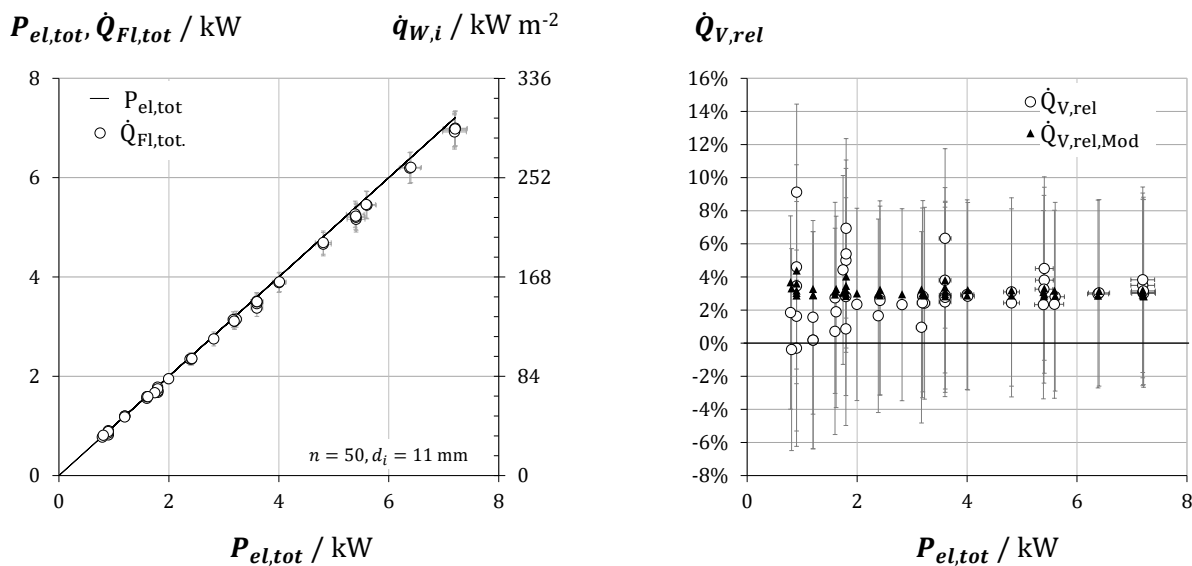
Die relativen - auf die elektrische Gesamtleistung bezogenen - Verlustleistungen $\dot{Q}_{V,rel}$ (Gl. 7.2) bleiben hingegen annähernd konstant und unabhängig von der elektrischen Leistung, wie in Abb. 7.2b dargestellt. Dies liegt darin begründet, dass die Fluid- bzw. Umgebungstemperaturen für alle Leistungen nahezu konstant sind. Eine höhere elektrische Leistung führt zwar zu höheren Wandtemperaturen, die Aufteilung des Wärmeflusses nach innen in das Fluid sowie nach außen durch die Dämmung an die Umgebung verhält sich stets identisch.

Es traten relative Verlustleistungen von im Mittel ca. 3 % auf, die sich mithilfe des FEM-Modells (siehe Abschnitt 6.2) gut abbilden lassen. Hierfür wurde im FEM-Modell der Wärmedurchgang der

Isolierung so angepasst, dass die Verlustleistung temperatur- und leistungsabhängig gut wiedergegeben wird, was in der Fehlerrechnung in den Hauptversuchen berücksichtigt wird (siehe auch Abschnitt 6.2.2.2). Die Messunsicherheit in elektrischen Heizleistung ist bei ca. 3 %, die in der Fluidleistung liegt bei ca. 5 %. In der relativen Verlustleistung resultieren nach Unsicherheitsfortpflanzung Unsicherheiten von bis zu $\pm 10\%$, wobei die größeren Unsicherheiten bei kleineren Leistungen auftreten, was die Streubreite der Verlustleistungen bei kleinen Leistungen erklärt (Abb. 7.2b).

$$\dot{Q}_V = P_{el,tot} - \dot{Q}_{Fl,tot} \quad \text{mit} \quad \dot{Q}_{Fl,tot} = \dot{M}_{Fl}(h_{Fl}(\vartheta_{Fl,ein}) - h_{Fl}(\vartheta_{Fl,aus})) \quad (7.1)$$

$$\dot{Q}_{V,rel} = 1 - \frac{\dot{Q}_{Fl,tot}}{P_{el,tot}} \quad (7.2)$$



(a) Vergleich zwischen elektrischer Heizleistung und thermischer Leistung im Fluid

(b) relative Verlustleistungen

Abbildung 7.2

(a): Abhängigkeit der in das einphasige Fluid eingebrachten Wärmeleistung $\dot{Q}_{Fl,tot}$ von der aufgebrauchten elektrischen Gesamtheizleistung $P_{el,tot}$

(b): relative Verlustleistung $\dot{Q}_{V,rel}$ und die über das FEM-Modell ermittelte relative Verlustleistung $\dot{Q}_{V,rel,Mod}$ in Abhängigkeit von der elektrischen Gesamtheizleistung $P_{el,tot}$.

7.1.2 Experimentelle Bestimmung der Rohrrauheit

Die Rauheit der Innenoberfläche der durchströmten Versuchsrohre ist von Bedeutung für den hydraulischen Druckverlust und die Wärmeübertragung. Daher war es vonnöten, die Rauheit des gebohrten Aluminiumrohres zu überprüfen. Der Hersteller des Rohrs¹ gibt für das Tieflochbohren von Aluminium Oberflächengüten an, die mit denen gezogener Stahlrohre vergleichbar sind. Dies sollte über den Weg der hydraulischen Bestimmung experimentell bestätigt werden. Für 13 der o.g. 50 Versuchspunkte wurde hierzu der statische Druckverlust in der Strömung erfasst, wobei stets ähnliche Temperaturen im Fluid herrschten (ca. 22 °C) und die Massenströme und Heizleistungen entsprechend variiert wurden. Eine variierte Re-Zahl ist das Ergebnis. Mit Hilfe von Gl. 7.3 lässt sich dann auf die relative Rohrrauheit $e = k/d_i$ bzw. die absolute Rohrrauheit k schließen.

$$\Delta p_{1ph} \stackrel{\text{(Gl.4.22)}}{=} \zeta \frac{\dot{m}^2}{2 \rho d_i} \text{ mit } \zeta \stackrel{\text{(Gl.4.26)}}{=} \left\{ -2 \log \left[\frac{k/d_i}{3,7} - \frac{5,02}{Re} \log \left(\frac{k/d_i}{3,7} + \frac{13}{Re} \right) \right] \right\}^{-2} \mapsto k/d_i = e \quad (7.3)$$

Aus dem gemessenen Druckverlust Δp_{1ph} und der mit der mittleren Fluidtemperatur berechneten Dichte des Wassers ρ kann zunächst der Widerstandsbeiwert ζ ermittelt werden. Die relevante Reynolds-Zahl Re ist aus dem gemessenen Volumenstrom und den Stoffwerten bei den mittleren Fluidtemperaturen zu ermitteln.

Abbildung 7.3 zeigt die Ergebnisse. Hierin sind die experimentell ermittelten Druckverlustbeiwerte ζ über der Re-Zahl aufgetragen. Zusätzlich sind die Scharen für unterschiedliche relative Rohrrauheiten e dargestellt. Man kann erkennen, dass das Versuchsrohr mit Innendurchmesser 11 mm im Mittel eine relative Rauheit von ca. 0,01 aufweist, was einer absoluten Rauheit k , gleichzusetzen mit der häufig verwendeten gemittelten Rautiefe R_z , von ca. 0,1 mm (100 μm) entspricht. Dieser Wert ist typisch für gezogene Stahlrohre, wie sie häufig als Siederohre zum Einsatz kommen [Kast u. a. 2013]. Eine andere gebräuchliche Bezeichnung für die Rauheit von Rohren ist die arithmetische Mittenrauheit R_a (Volk [2018]), die sich aus k bzw. R_z (grafisch) ermitteln lässt DIN4768 [1990]. Sie beträgt für das Versuchsrohr ca. $R_a = 10 \mu\text{m}$, siehe Abb. 7.4.

¹Loch Präzisions-Bohrtechnik GmbH, Ergolding

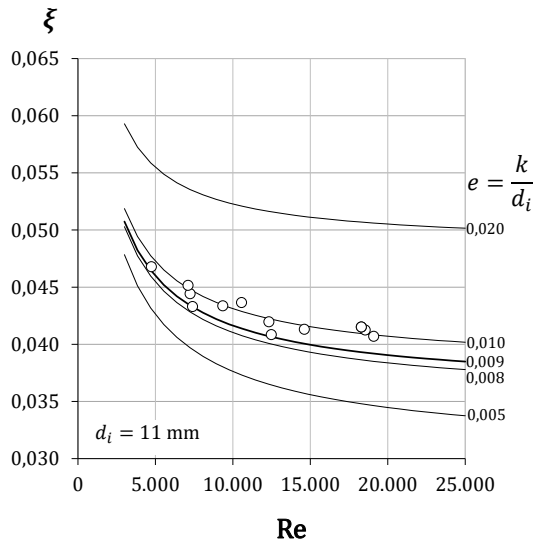


Abbildung 7.3
 Experimentell ermittelter Druckverlustbeiwert ζ in Abhängigkeit von der relativen Rohrrauheit e und der Reynolds-Zahl Re

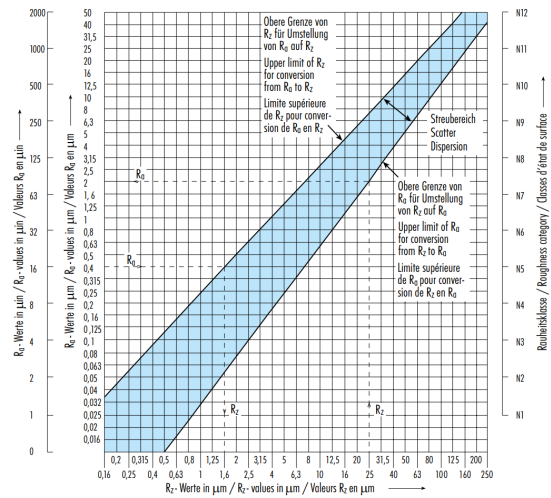


Abbildung 7.4
 Diagramm zur grafischen Ermittlung des Mittenrauhwerts R_a aus der gemittelten Rautiefe R_z und umgekehrt (in Anlehnung an DIN4768 [1990] aus Strack [2020]).

Die Versuche zur Ermittlung der Rauheit wurden nur an diesem einen Rohr mit 11 mm Innendurchmesser durchgeführt. Für die anderen Versuchsrohre, die im gleichen Bohrvorgang hergestellt wurden, wurde die gleiche absolute Rauheit angenommen $R_a = 10 \mu\text{m}$. Der hier ermittelte Rauheitswert ist ein Maß für die Größenordnung der Rauheit der verwendeten Rohre und wird später in der Auswertung der WÜK-Korrelationen als Randbedingung benötigt.

7.1.3 Experimentelle Ermittlung der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in der einphasigen Strömung und Vergleich mit Literaturwerten

Ein wichtiges Ziel der Vorversuche war es, die lokalen WÜK $\alpha_{exp}[h]$ also entlang der Strömungsrichtung - im einphasigen Fluid Wasser experimentell zu ermitteln und diese mit den Aussagen gängiger und vielfach verwendeter Korrelationen für WÜK in einphasigen Fluiden zu vergleichen, um damit die grundsätzliche Funktionsweise des Versuchssetups (Kombination Laborteststand und zugehöriger Software zur Berechnung der WÜK aus den gemessenen Größen) zu validieren. Der Ansatz dieses Vorgehens war es, dass für einphasige Wasserströmung in kreisrunden Rohren zuverlässige Berechnungskorrelationen verfügbar sind und so ein belastbarer Vergleich zwischen Experiment und theoretischer Vorhersage möglich ist. Es wurden $n=50$ Versuche durchgeführt. Dabei wurden Durchfluss, Heizleistung und Fluidtemperaturen variiert - siehe Tabelle 7.1. In allen 18 Höhenelementen wurden dabei identische elektrische Leistungen aufgeprägt. Bei bekanntem Durchfluss und den jeweiligen lokalen Leistungen kann über das *FEM-Modell* die jeweilige lokale Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[h]$ ermittelt werden, startend mit der gemessenen Eintrittstemperatur. Diese werden dann zusammen mit den gemessenen Rohrmanteltemperaturen $\vartheta_{MS}[h]$ und elektrischen Heizleistungen $\dot{Q}[h]$ in das *FEM-Modell* übergeben. Das Ergebnis ist dann unter Berücksichtigung der oben beschriebenen Wärmeverluste ein in axialer Richtung aufgelöstes Profil der lokalen WÜK $\alpha[h]$ (siehe auch Schritt 4 in Abbildung 6.14). Das Versuchsrohr ist in 18 axiale Elemente (Höhenelemente) unterteilt, die mit 18 Heizschellen beheizt sind. Allerdings waren in diesem ersten Versuchsrohr nur 16 Rohrmanteltemperaturmessstellen installiert, d.h. für das erste bzw. letzte Element standen keine gemessenen Rohrwandtemperaturen zur Verfügung. Diese mussten abgeschätzt werden, indem die WÜK an diesen Elementen den direkt benachbarten gleichgesetzt wurden. Dieses Vorgehen war notwendig, um das Gleichungssystem im FEM-Modell zu komplettieren, lässt jedoch keinen exakten Schluss auf die dortigen wahren Rohrwandtemperaturen bzw. WÜK zu. Der Einfluss der Messunsicherheit in der Rohrmanteltemperatur wirkt nicht nur auf den WÜK im selben Höhenelement, sondern auch auf die zwei benachbarten Höhenelemente (vergleiche Abschnitt 6.2.2.2). Folglich wurden für die einphasigen Vorversuche die ersten und letzten drei Höhenelemente bei der Betrachtung der WÜK wegen zu großer Unsicherheiten ignoriert. Es wurden also 12 (=18 - 2·3) Höhenelemente ausgewertet, folglich wurden insgesamt $n_{lok} = 12 \cdot 50 = 600$ lokale WÜK ermittelt.

7.1.3.1 Vergleichsmethodik

Für jedes der lokalen Elemente wurden aus dem gemessenen Volumenstrom (und daraus der Massenstromdichte \dot{m}) und der (berechneten) lokalen Fluidtemperatur die entsprechenden Werte der Reynolds- und Prandtl-Zahl ermittelt und daraus die resultierenden theoretischen lokalen WÜK $\alpha_{lit}[h]$ für einphasige Strömung mit Hilfe der folgenden Berechnungsgleichungen berechnet:

1. Korrelation von [Dittus und Boelter \[1930\]](#) (Gl. 4.51) - im Folgenden mit α_{DB} bezeichnet.
2. Korrelation von [Gnielinski \[1975\]](#) bzw. [Gnielinski \[2013a\]](#) (Gl. 4.46 ff.) für ein technisch glattes Rohr ($\rightarrow e = 0$) und ohne Berücksichtigung der Wärmestromrichtung ($\rightarrow Pr/Pr_W = 1$). Im Folgenden mit $\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_W=1}$ indiziert.
3. Korrelation von [Gnielinski \[1975\]](#) bzw. [Gnielinski \[2013a\]](#) (Gl. 4.46 ff.) unter Berücksichtigung der experimentell ermittelten Rauheit ($e = 0,01$ mit Gl. 4.26) und der Wärmestromrichtung

($\rightarrow Pr/Pr_W > 1$). Index im Folgenden: $\alpha_{Gn,e=0,01}$.

Für alle weiteren Betrachtungen wird die relative Abweichung der Wärmeübergangskoeffizienten zueinander χ_α definiert. Sie bezieht den experimentell in den Versuchen ermittelten WÜK α_{exp} auf den gemäß der jeweiligen Korrelation berechneten WÜK α_{lit} . Sie stellt also die relative Abweichung des experimentellen Werts vom jeweiligen theoretischen dar.

$$\chi_\alpha = \frac{\alpha_{exp} - \alpha_{lit}}{\alpha_{lit}} = \frac{\alpha_{exp}}{\alpha_{lit}} - 1 \quad (7.4)$$

Zusätzlich werden Kennzahlen für die *mittleren* relativen Abweichungen definiert.

Die mittlere relative Abweichung $\overline{\chi_\alpha}$ (auch MRD, engl. Mean Relative Deviation) aller jeweiligen relativen Abweichungen $\chi_{\alpha,i}$ ist wie folgt definiert, wobei n hier für die Anzahl der lokalen Messpunkte $n_{lok} = 600$ steht:

$$\overline{\chi_\alpha} = \text{MRD} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \chi_{\alpha,i} \quad (7.5)$$

Die mittlere absolute relative Abweichung $|\overline{\chi_\alpha}|$ (auch MARD, engl. Mean Absolute Relative Deviation) ergibt sich aus dem Mittel des Betrags aller relativen Abweichungen $\chi_{\alpha,i}$:

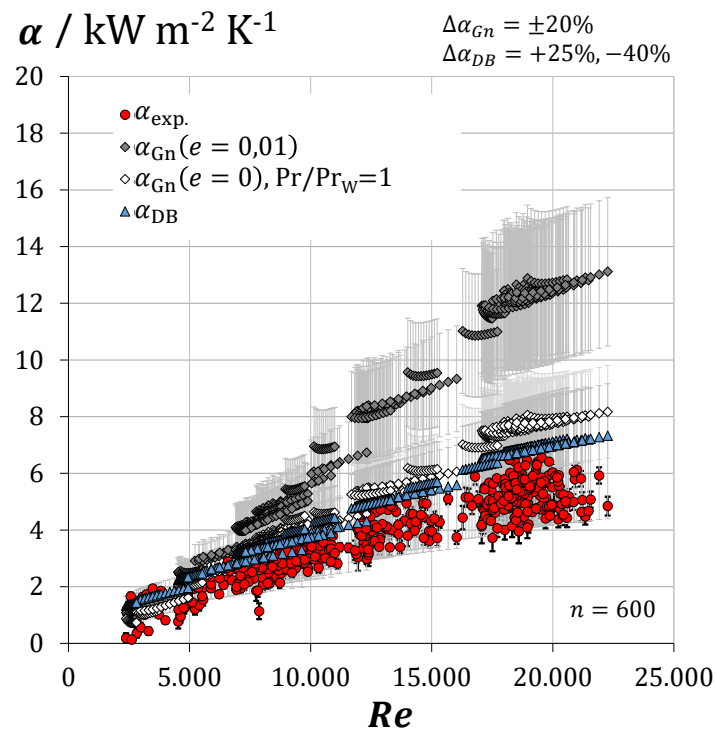
$$|\overline{\chi_\alpha}| = \text{MARD} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\chi_{\alpha,i}| \quad (7.6)$$

Zusätzlich wird als Maß der Vergleichbarkeit der jeweiligen Werte die Standardabweichung der einzelnen relativen Abweichungen im WÜK $s_{\chi_{\alpha,i}}$ definiert. Sie zeigt an, wie weit die einzelnen relativen Abweichungen im Mittel um die mittlere Abweichung streuen.

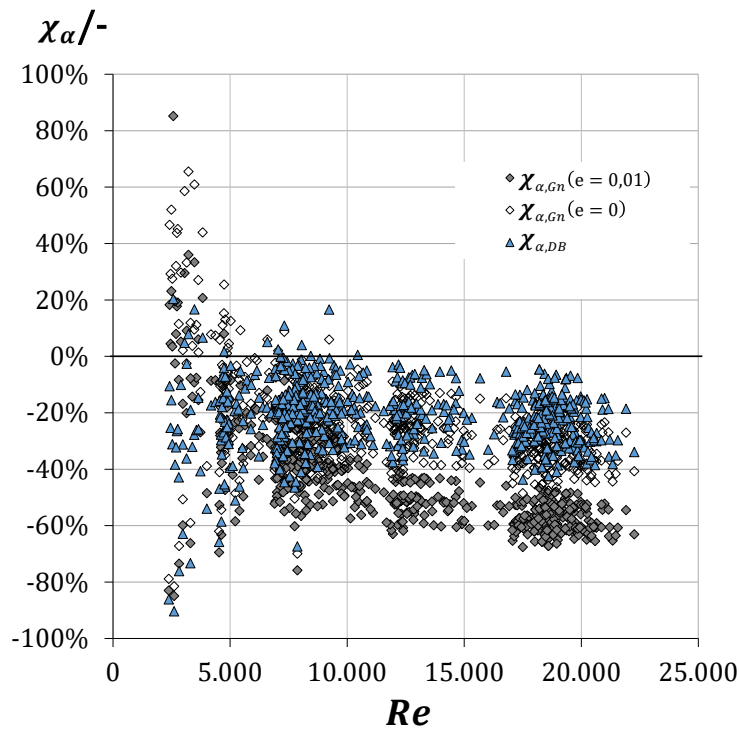
$$s_{\chi_\alpha} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\chi_{\alpha,i} - \overline{\chi_\alpha})^2}{n}} \quad (7.7)$$

7.1.3.2 Experimentelle Ergebnisse

In Abb. 7.5a sind alle experimentell ermittelten lokalen WÜK α_{exp} (rote gefüllte Kreise) und die berechneten lokalen WÜK α_{lit} aus den o.g. drei Korrelationen über der entsprechenden Re-Zahl aufgetragen. Auf den Index [h] wird hier im Folgenden aufgrund der Übersichtlichkeit verzichtet, es werden aber stets die lokalen Größen behandelt. Die Darstellung des WÜK in Abhängigkeit von der lokalen Re-Zahl erlaubt die einheitliche Darstellung bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und temperaturabhängiger Stoffeigenschaften. Nicht dediziert gekennzeichnet sind hier die lokal unterschiedlichen Einflüsse der lokalen Pr-Zahl auf den WÜK und der Einlauffunktionen, wie sie in den Gnielinski-Gleichungen berücksichtigt werden. Diese beiden Einflüsse sind im untersuchten Spektrum an Temperaturen und Rohrlängen gegenüber dem Einfluss der Re-Zahl auf den WÜK aber von untergeordneter Bedeutung.



(a) WÜK α



(b) relative Abweichungen χ_α

Abbildung 7.5

(a): Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} der 12 zentralen Rohrelemente über der Re-Zahl im Vergleich mit berechneten lokalen WÜK aus den Literatur-Korrelationen: α_{DB} aus [Dittus und Boelter 1930], α_{Gn} aus Gnielinski [2013a] zum einen mit experimentell ermittelter Rauheit mit Berücksichtigung der Wandtemperatur $\alpha_{Gn,e=0,01}$ und zum anderen mit glattem Rohr (relative Rohrrauheit $e = 0$) ohne Berücksichtigung der Wandtemperatur $\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$
 (b): Relative Abweichungen χ_α des experimentell ermittelten WÜK von den jeweiligen berechneten WÜK aus der Literatur.

Der Großteil der experimentell ermittelten WÜK α_{exp} (rote gefüllte Kreise) liegt unterhalb der Literaturwerte, die zudem zueinander große Abweichungen aufweisen.

Mit der Korrelation von Dittus-Boelter ermittelte WÜK α_{DB} (blaue Dreiecke) ergeben die geringsten Literaturwerte und kommen den experimentellen Werten damit am nächsten. Durchgehend um ca. 20 % höher, fallen die Werte aus, die mithilfe der Gnielinski-Korrelation $\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$ ohne Berücksichtigung der experimentell ermittelten Rohrrauheit und Wandtemperatureinflüssen errechnet werden (ungefüllte Karos). Durchgehend noch deutlich höhere WÜK ergeben sich mit der Gnielinski-Korrelation für $\alpha_{Gn,e=0,01}$, bei der die reale Rauheit und die Einflüsse der Wandtemperatur einfließen (grau gefüllte Karos). Die Abweichung zu den Werten ohne diese Berücksichtigungen ist durchgehend bei +70%. Hierbei ist der Einfluss der Rauheit von entscheidender Bedeutung. Der Einfluss der Wandtemperaturen liegt lediglich bei max. ca. 10%.

Die relativen Abweichungen der experimentellen WÜK von den Werten aus den Korrelationen χ_α sind in Abbildung 7.5b dargestellt. Im Mittel liegen die experimentellen WÜK zwischen 21 und 27 % unter den Werten von Dittus-Boelter und Gnielinski (s. Tabelle 7.2). Mit steigender Re-Zahl bzw. steigenden WÜK nimmt die Abweichung leicht zu. Nur bei Re-Zahlen kleiner 10.000 (nicht voll ausgeprägte turbulente Strömung) gibt es einige wenige experimentelle Werte, die die Vorhersage übertreffen.

In Abbildung 7.5a ist zudem erkennbar, dass - sowohl in den theoretischen als auch in den experimentellen Daten - für dieselbe Re-Zahl mehrere Werte des WÜK auftreten können. Dies ist auf die lokal unterschiedlichen Pr-Zahlen bei gleicher Re-Zahl zurückzuführen. Die Krümmung der Punktscharen bei den Gnielinski-Werten ist auf den Einfluss der lokalen Position des Elements in axialer Richtung zurückzuführen (Einlauffunktions-Term mit d_i/x in Gl. 4.46).

In Abbildung 7.5a sind die Ergebnisunsicherheiten in den experimentellen WÜK $\Delta\alpha_{exp}$ (dick schwarze Fehlerbalken) ebenso eingetragen wie die Unsicherheiten, die für die Verwendung der Korrelationen angegeben sind (graue Fehlerbalken). Lienhard IV und Lienhard V [2018] geben an, dass bei der Verwendung der Korrelation von Dittus und Boelter [1930] mit Unsicherheiten von +25 % nach oben und -40 % nach unten gerechnet werden muss ($\Delta\alpha_{DB}/\alpha_{DB}$). Gnielinski [1975] hat für seine Korrelation, die aus zahlreichen Messdaten verschiedener Autoren entwickelt wurde, angegeben, dass für Wasser 90 % der verfügbaren experimentellen Daten innerhalb eines Bandes von ± 20 % liegen ($\Delta\alpha_{Gn}/\alpha_{Gn}$). Diese Unsicherheiten sind im Diagramm für jeden einzelnen WÜK kenntlich gemacht. Alle experimentellen WÜK liegen innerhalb der unteren Unsicherheit der Dittus-Boelter-Werte, zum Teil auch innerhalb der unteren Grenze der Gnielinski-Werte.

Die systematische Abweichung der experimentellen Werte von den Werten aus der Literatur ist trotzdem augenfällig. Die Unsicherheiten in den Messgrößen, die mithilfe der im FEM-Modell implementierten Fehlerfortpflanzungsrechnung zur Unsicherheit im experimentellen WÜK $\Delta\alpha_{exp}$ führen, sind eher groß angenommen (siehe auch Tabelle 6.1). Die Fehlerbalken der experimentellen WÜK zeigen aber, dass die Messunsicherheiten im Experiment nicht so groß sind (ca. 5 - max. 20 % relative Unsicherheit $\Delta\alpha_{exp}/\alpha_{exp}$, siehe auch Diagramm 7.6), dass sie die Abweichung von den Literaturwerten erklären könnten.

Der breitere Bereich der Punktschar der experimentellen WÜK im Vergleich zu den Literatur-WÜK lässt sich mit den unterschiedlichen Messunsicherheiten der lokalen experimentellen WÜK erklären. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 7.6 die relativen Messunsicherheiten im lokalen WÜK $\Delta\alpha_{exp}/\alpha_{exp}$ über der Re-Zahl aufgetragen. Zusätzlich sind die zugehörigen Heizleistungen eingetragen. Man kann ein Muster erkennen: Mit größerer Re-Zahl und damit größerem WÜK werden die Unsicherheiten tendenziell kleiner. Es sind aber auch bei größeren Re-Zahlen vereinzelt größere Unsicherheiten zu finden. Dies ist auf die dort kleineren Heizleistungen zurückzuführen, die gerade bei hohen WÜK zu größeren Unsicherheiten führen (siehe auch Abbildung 6.4a im Abschnitt *Modellprüfung*).

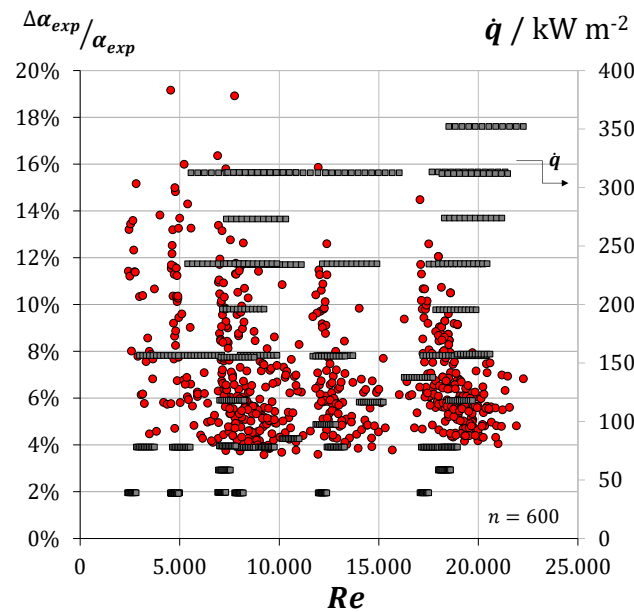
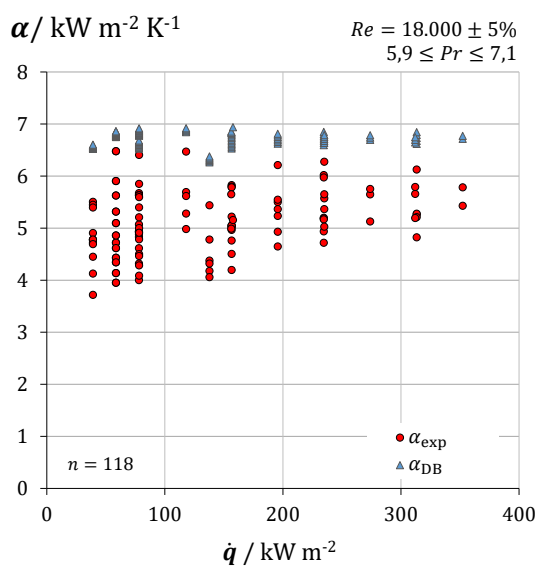


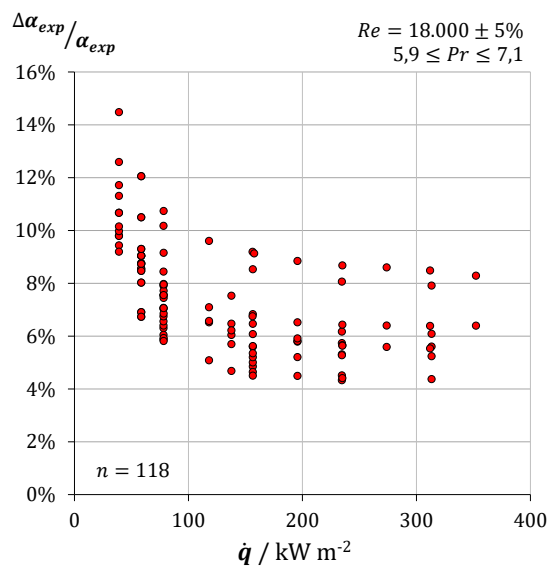
Abbildung 7.6

Relative Unsicherheit im experimentellen WÜK $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ über der Re-Zahl sowie die zugehörigen Wärmestromdichten \dot{q} .

Um diese Zusammenhänge zu verdeutlichen, wird im Folgenden ein Re -Bereich von $18.000 \pm 5\%$ herangezogen, da in diesem viele lokale WÜK ($n=118$) bei verschiedenen Heizleistungen ermittelt wurden. In den beiden Diagrammen in Abbildung 7.7 sind alle WÜK α (a) bzw. die Unsicherheiten im experimentellen WÜK $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ in diesem Re -Bereich über der zugehörigen Wärmestromdichte \dot{q} aufgetragen (b). Es gibt zwar keine direkte physikalische Abhängigkeit des WÜK vom Wärmestrom in stark unterkühlter Flüssigkeit, aber für eine Zuordnung ist diese Darstellung zweckmäßig. Die lokalen Pr -Zahlen liegen zwischen 5,9 und 7,1. In Abbildung 7.7a lässt sich erneut die negative Abweichung der experimentellen WÜK von denen durch die Dittus-Boelter-Korrelation berechneten WÜK erkennen. Zudem ist die Streuung im WÜK bei derselben Wärmestromdichte erkennbar. Eine leichte Streuung ist auch in den Werten von Dittus-Boelter zu erkennen, die Ursache ist die jeweils unterschiedliche Pr -Zahl. Diese erklärt allerdings nicht die breitere Streuung in den experimentellen Werten. Ein geringer Einfluss ist durch die Re -Zahl selbst gegeben, aber dieser ist mit $\pm 5\%$ ebenfalls von untergeordneter Rolle. Man kann aber erkennen, dass die Streuung - und auch die Abweichung zu Dittus-Boelter - mit zunehmender Wärmestromdichte kleiner wird, da wie bereits beschrieben, die Unsicherheit im WÜK mit steigendem Wärmestrom kleiner wird - Abbildung 7.7b.



(a) WÜK α



(b) relative Unsicherheit $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$

Abbildung 7.7

(a): Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} sowie die aus Dittus und Boelter [1930] berechneten WÜK α_{DB} über der Wärmestromdichte \dot{q} .

(b): Relative Messunsicherheit im WÜK $\Delta\alpha_{exp}/\alpha_{exp}$ über der Wärmestromdichte \dot{q} .

Es sind nur Werte der WÜK für Re -Zahlen von $18.000 \pm 5\%$ aufgeführt.

Im Folgenden werden daher, um die Aussagekraft weiter zu verbessern, nur mehr die experimentell ermittelten WÜK α_{exp} betrachtet, deren relative Ergebnisunsicherheit $\Delta\alpha_{exp}/\alpha_{exp} < 5\%$ beträgt. Es wird nun wieder der gesamte Re -Bereich betrachtet. In Abbildung 7.8 sind diese WÜK - insgesamt $n=123$ von 600 - wiederum über der Re -Zahl aufgetragen. Zum Vergleich sind erneut die WÜK aus den Korrelationen von Dittus-Boelter α_{DB} bzw. Gnielinski $\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$ dargestellt. Die experimentellen WÜK streuen nun wesentlich schwächer (im Mittel ca. $s_\alpha = \pm 10\%$ um den Mittelwert) und die mittlere Abweichung zu den Werten aus der Literatur ist kleiner. Die mittlere relative Abweichung beträgt gegenüber Dittus-Boelter $MRD = -10\%$ bzw. die mittlere absolute re-

lative Abweichung $MARD=11\%$. Gegenüber Gnielinski sind die Abweichungen ebenfalls geringer, aber stets höher als gegenüber Dittus-Boelter ($MRD = -16\%$, $MARD = 18\%$, siehe auch Tabelle 7.2).

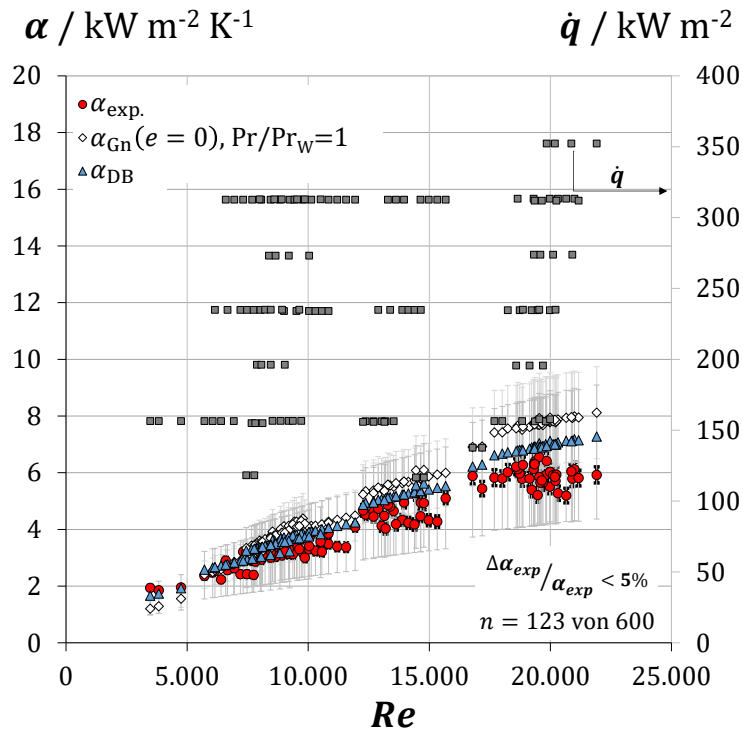


Abbildung 7.8

Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} der 12 zentralen Rohrelemente über der Re -Zahl im Vergleich mit berechneten lokalen WÜK α_{DB} aus [Dittus und Boelter 1930] für Messwerte, deren relative Messunsicherheit $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ weniger als 5 % betragen. Zur Orientierung sind zudem die zugehörigen Wärmestromdichten \dot{q} dargestellt.

Tabelle 7.2

Ergebnisübersicht der einphasigen Vorversuche: Vergleich der Abweichungen der experimentell ermittelten WÜK über den berechneten aus der Literatur

Gruppierung	Korrelation	MRD	MARD	n_{lok}	\dot{q} kW m ⁻²
		$\bar{\chi}_\alpha$	$ \bar{\chi}_\alpha $		
alle lokalen WÜK der 12 zentralen Höhenglemente	$\alpha_{Gn,e=0,01}$	-44 %	45 %	600	38-350
	$\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$	-23 %	27 %		
	α_{DB}	-21 %	22 %		
lokale WÜK der 12 zentralen Höhenglemente mit $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}} < 5\%$	$\alpha_{Gn,e=0,01}$	-38 %	39 %	123	120-350
	$\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$	-16 %	18 %		
	α_{DB}	-10 %	11 %		

7.1.3.3 Bewertung der Wärmeübergangsergebnisse der einphasigen Vorversuche

Die Analyse der Ergebnisse lässt den Schluss zu, dass das experimentelle Setup geeignet ist, um lokale WÜK in den Versuchsrohren zu ermitteln. Die Messunsicherheit liegt mit 5 - 20 % in einem sehr guten Bereich. Die zu erwartenden Tendenzen im Verlauf des WÜK in Abhängigkeit von der Re-Zahl werden sehr gut wiedergegeben. Trotzdem ist festzuhalten, dass gegenüber den gängigen und vielfach verwendeten Berechnungskorrelationen von [Dittus und Boelter \[1930\]](#) bzw. [Gnielinski \[1975\]](#) teils große Abweichungen zu beobachten sind. Diese treten zu großen Teilen in die negative Richtung auf, so dass die experimentellen Ergebnisse eine Unterschätzung der vorhergesagten Werte um im Mittel ca. 20-25 % darstellen. Dies ist aus technischer Sicht akzeptabel. Falls ein (systematischer) Fehler im experimentellen Setup (Teststand und Modell) vorliegen sollte, so führt dieser Fehler zu einer konservativen Ermittlung der WÜK, was für die Hochtemperaturaustreiber zwar zu einer Überdimensionierung, in jedem Fall aber zu einer betriebssicheren Auslegung führen wird. Aus analytisch-wissenschaftlicher Sicht sind die Ergebnisse jedoch nicht gänzlich zufriedenstellend, da keine vollständige Begründung für die Abweichungen gefunden werden konnte.

Trotzdem sind im Folgenden mögliche Ursachen für die Abweichungen skizziert. Die Messwerte, die zur Ermittlung der experimentellen WÜK verwendet werden (Heizleistung und Temperaturen) müssten teilweise physikalisch unplausible Werte annehmen, um (rechnerisch) auf die WÜK aus der Literatur zu kommen. Sämtliche Modelle und Berechnungen wurden mehreren Plausibilitätsprüfungen unterzogen. Die damit erzielten Ergebnisse aus einer vereinfachten Betrachtung wurden mit analytisch erzielten Ergebnissen verglichen. Alle Ergebnisse hielten der Prüfung Stand, womit ein Fehler in der Modellierung ausgeschlossen werden kann.

Eine definitive Unsicherheit besteht in der Rauheit der Versuchsrohre. Zwar wurde die Rauheit experimentell über die Druckverlustmessung bestimmt, es konnten damit aber keine mikroskopischen Effekte, die u.U. die Grenzschicht beeinflussen könnten, nachgewiesen werden. Grundsätzlich gilt allerdings, dass der WÜK tendenziell mit steigender Rauheit - und steigendem Druckverlust - zunimmt. Somit ist eine Fehleinschätzung der Rauheit im Grunde unbedeutend, da selbst die Literaturwerte, die mit der Annahme eines glatten Rohrs ermittelt wurden, durchweg höher liegen als die experimentellen Werte. Es ist allerdings nicht gänzlich auszuschließen, dass in den Versuchsrohren Grenzschichteffekte auftreten, die die effektive Wandrauheit so stark herabsetzen, dass Werte für die Rauheit unterhalb derer eines glatten Rohr möglich würden. Fouling-Effekte, hier konkret die Bildung von Aluminiumoxid an der Innenwand könnten für derartige Effekte ursächlich sein.

Zudem könnte diese Fouling-Schicht einen zusätzlichen Wärmeleitwiderstand im Rohr darstellen, der die effektive Wärmeleitfähigkeit so herabsetzt, dass höhere WÜK die Folge wären (bei ansonsten gleichen Bedingungen, wie Leistung, gemessener Wandtemperatur usw.). Allerdings müsste diese Fouling-Schicht - unter Annahme plausibler Wärmeleitfähigkeiten - sehr dick sein, damit ein signifikanter Einfluss sichtbar würde. Eine Reduzierung des Rohrrinnendurchmessers durch die Fouling-Schicht hätte den gleichen Effekt. Allerdings war dies nach den Vorversuchen nicht messbar und auch hier müsste eine Reduzierung des Innendurchmessers um mind. 20 % erfolgt sein, um die Abweichungen ausschließlich damit erklären zu können.

Grundsätzlich aber stellen auch die Werte für die WÜK aus den Korrelationen der Literatur keine exakte physikalische Lösung dar, sondern sind vielmehr eine Zusammenfassung vieler experimentell gewonnener Messdaten, über deren Zustandekommen (exakte Versuchsaufbauten, Messmetho-

den, Unsicherheiten etc.) keine vollständigen Informationen vorliegen. Somit können diese aus empirischen Daten berechneten Werte - obgleich vielfach verwendet und teils validiert - lediglich als Orientierung dienen.

Alle mit akzeptabler Genauigkeit experimentell ermittelten WÜK liegen innerhalb der angegebenen Unsicherheit der Werte aus den Korrelationen und sind niedriger als diese. Das Ergebnis der Vorversuche ist positiv. Das Setup für den Hauptuntersuchungsgegenstand - Untersuchungen zum lokalen WÜK im zweiphasigen Naturumlaufbetrieb - kann als geeignet bewertet werden.

7.2 Versuche im Naturumlauf - Grundlegendes

Für die Hauptuntersuchungen am Siederohr im Naturumlauf wurden zahlreiche Parameter variiert. In Tabelle 7.3 ist die Variationsbreite der Versuchsreihen aufgelistet.

Es wurden Versuche mit Wasser und LiBr-Lösung als Prozessfluid durchgeführt, insgesamt kamen 6 verschiedene Siederohre mit unterschiedlicher Länge l_{SR} und Innendurchmesser d_i zum Einsatz. Das Vorgehen bei der Durchführung der Versuche war stets identisch. Innerhalb einer *Versuchsreihe* wurde ein Betriebsdruck p_K bzw. eine Kondensationstemperatur ϑ_K und die Lösungskonzentration w_{LiBr} festgesetzt und die Wärmestromdichte \dot{q} variiert. Ein *Versuchspunkt* VP war dann erreicht, wenn alle erfassten Parameter für 10 Minuten stabil und stationär waren (zur Definition siehe Abschnitt 5.2.3.1). Danach wurde die nächste Wärmestromdichte eingestellt. Innerhalb einer Versuchsreihe wurden zunächst steigende und danach fallende Wärmestromdichten eingestellt, um etwaige Hystereseeffekte zu berücksichtigen. In allen Versuchsreihen wurde die Beheizung so eingestellt, dass sich ein über die Rohrhöhe homogenes Profil der Beheizungsleistung einstellt, die auf das gesamte Rohr bezogene mittlere Wärmestromdichte also der jeweiligen lokalen Wärmestromdichte entspricht. Eine Ausnahme bilden Versuchsreihen, bei denen bewusst ein über die Höhe inhomogenes Beheizungsprofil vorgegeben wurde (siehe Abschnitt 7.4.6).

Tabelle 7.3

Übersicht der Parameter aller durchgeführten Versuchsreihen im Naturumlaufbetrieb

Fluid	l_{SR} mm	d_i mm	ϑ_K °C	w_{LiBr} %	\dot{q} kW m ⁻²	n_{VP}
Wasser	480	17	70,80,90	0	13-230	51
	692	11	65,70,75,80,85,90,93,95	0	7-230	250
Summe						301
wässr. LiBr-Lösung		11	70,75,80,85,90,95	54,55,63	13-321	202
	480	17	70,75,80,84,85,90,95	55,59,60,63	13-321	242
		30	53,60,70,75,80,82,85,90,95	55,59,60,63	8-215	427
		11	55,60,63,70,75,80,85,90,95	55,60,63	21-152	321
	692	17	70,75,80,85,90,95	55,60,63	14-143	468
		30	70,75,80,85,90,95	55,56,60,63	5-110	462
Summe						2.122

Für Wasser standen am Ende $n_{VP} = 301$, für LiBr-Lösung insgesamt 2.122 stabile und stationäre Versuchspunkte zur Verfügung, bei denen stets alle Messgrößen aufgezeichnet wurden, wie also z.B. Massenstrom, Drücke, alle Rohrwandtemperaturen, usw. Das heißt, dass für alle Versuchspunkte jeweils auch alle höhenaufgelösten lokalen Werte erfasst sind. Die 10-Minuten-Mittelwerte aller Messgrößen wurden dann zur weiteren Datenanalyse und Werteberechnung eingesetzt.

Bei allen Versuchen wurde eine Flüssigkeitsspiegelhöhe über Siederohraustritt (Überfüllung) von 10 cm eingestellt, wodurch eine vollständige Flutung des Fallrohres sicher gestellt war.

In den folgenden beiden Abschnitten werden das Strömungsverhalten im Siederohr (Abschnitt 7.3) und die Wärmeübertragung (Abschnitt 7.4) separat analysiert, wobei die betrachteten Versuchspunkte für beide Analysen jeweils dieselben waren.

7.3 Thermohydraulisches Verhalten des Naturumlaufs

In diesem Abschnitt wird die Analyse des thermohydraulischen Betriebsverhaltens des Naturumlaufs im Siederrohr präsentiert. Hierzu werden auf der einen Seite explizit gemessene Größen benötigt. Auf der anderen Seite werden auch berechnete Werte mittels der in Kapitel 6 beschriebenen Softwaremodelle - v.a. aus dem *Naturumlauf-Modell* - verwendet. Die wichtigste Messgröße ist der im Fallrohr gemessene Umlaufvolumenstrom. Des Weiteren sind folgende Messgrößen relevant: Elektrische Heizleistung(en), Rohrwandtemperaturen, Behälterdruck, Lösungstemperaturen und Lösungskonzentration. Hieraus werden alle weiteren Größen mittels der Softwaremodelle berechnet. Das sind die in das Siederrohr eingebrachten, höhen aufgelösten Heizleistungen und die fluiddynamischen Werte, die unter Vorgabe der experimentell gemessenen Größen und unter Verwendung der (semi-)empirischen Berechnungskorrelationen (siehe Kapitel 4.4) berechnet werden. Die wichtigsten fluiddynamischen Werte sind Druckverluste (durch Reibung, Beschleunigung, Hydrostatik), Dampfgehalte, lokale Dichten, lokale Fluidtemperaturen, etc. Diese Werte werden dann herangezogen, um das Verhalten des Naturumlaufs bei unterschiedlichen Randbedingungen - wie variierte Beheizungsstärke, unterschiedliche Rohrgeometrien, unterschiedliche Prozessdrücke, etc. - zu analysieren.

7.3.1 Generelle Analyse der Naturumlaufs

Die zentrale Messgröße ist der Volumenstrom im Fallrohr als Maß für die im Naturumlauf transportierte Umlaufmenge. Im Fallrohr liegt das Fluid flüssig vor und strömt so auch in das Siederrohr ein. Seine Dichte wird aus den gemessenen Größen Temperatur, Druck und Konzentration über die Stoffdatenfunktionen berechnet. Aus dem Volumenstrom und der Dichte lässt sich auf den Umlaufmassenstrom \dot{M} und die spezifische Größe Massenstromdichte $\dot{m} = \dot{M}/A$ schließen, die auf den Strömungsquerschnitt des jeweiligen Siederrohrs bezogen ist. Das Umlaufsystem ist geschlossen, d.h. dass der Fallrohrmassenstrom dem Steigrohrmassenstrom identisch ist. Der im Siederrohr ausgetriebene Dampf wird nach Kondensation im Kondensator als Kondensat in den Kopf des Behälters zurückgeführt und ist damit Teil des Fallrohrmassenstroms.

Anhand einer ausgewählten Versuchsreihe erfolgt in diesem Abschnitt einleitend eine generelle Analyse des Naturumlaufverhaltens. Die exemplarische Versuchsreihe wurde am Siederrohr mit der Länge $l_{SR} = 0,480$ m und dem Innendurchmesser $d_i = 17$ mm, der Kondensationstemperatur $\vartheta_K = 95$ °C (entspricht dem Behälterdruck $p_K = 84,4$ kPa) und einer Lösungskonzentration $w_{LiBr} = 55$ Gew.-% durchgeführt. Der Variationsparameter ist hier - und auch in allen anderen folgenden Analysen - die Beheizungsleistung, ausgedrückt durch entweder die auf die Rohrrinnenfläche bezogene mittlere Wärmestromdichte \dot{q} oder die absolute Gesamtheizleistung \dot{Q} . Die Beheizung führt zur Bildung von Dampf und ist somit die Ursache für die sich einstellende treibende Kraft bzw. Druckdifferenz Δp_t , die aus dem Unterschied der mittleren Dichten zwischen Einphasenströmung im Fallrohr und Zweiphasenströmung im Siederrohr resultiert, siehe Gl. 4.16. Deswegen werden die analysierten Größen (z.B. Massenstrom, Druckverluste, etc.) in den folgenden Darstellungen bevorzugt über der Heizleistung aufgetragen. Die zentrale Ergebnisgröße für die Charakterisierung des Umlaufverhaltens ist der umgewälzte Gesamtumlaufmassenstrom \dot{M} und aus Gründen der Vergleichbarkeit der Siederrohre mit unterschiedlichem Innendurchmesser die Massenstromdichte \dot{m} .

In Abbildung 7.9 sieht man den charakteristischen Verlauf des (querschnittsbezogenen) Massenstroms \dot{m} in Abhängigkeit von der Heizleistung \dot{q} . Er stellt den typischen Verlauf dar, wie er - qualitativ - auch bei allen anderen eigenen Versuchsreihen beobachtet werden konnte. Untersuchungen anderer Autoren zu Naturumlaufverdampfern zeigen hier ein ähnliches Bild (z.B. Dialer [1983], Arneht und Stichlmair [2001], Bierling [2019]).

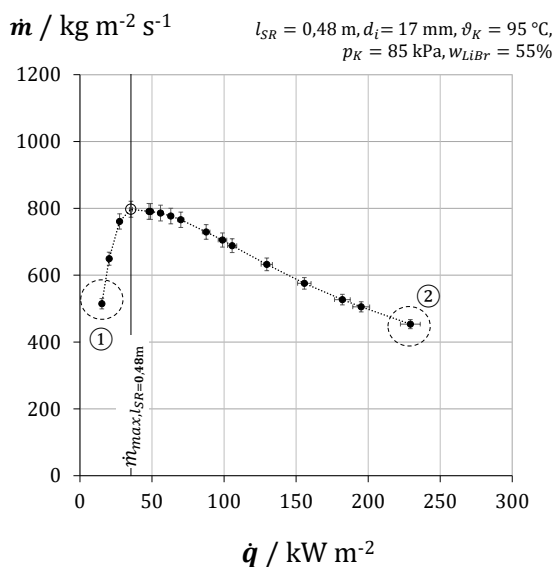


Abbildung 7.9

Massenstromdichte \dot{m} in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} ; zusätzlich ist die Lage des Maximums der Massenstromdichte gekennzeichnet ($\dot{m}_{max, l_{SR}=0,48m}$). Die Fehlerbalken zeigen die Messunsicherheit in Massenstrom und Wärmestrom.

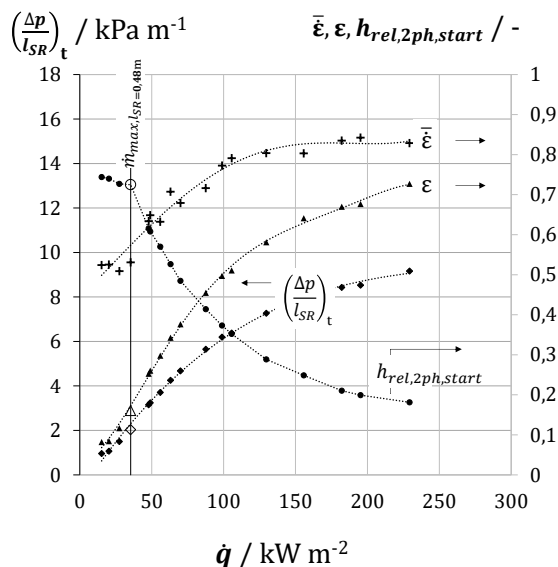


Abbildung 7.10

Längenspezifische treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$, volumetrischer Dampfanteil im Rohr $\bar{\epsilon}$, mittl. volumetrischer Strömungsdampfanteil ϵ und auf die Rohrlänge bezogener Beginn des 2-Phasengebietes $h_{rel,2ph,start}$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q}

Es sind zusätzlich die Messunsicherheiten des Massenstroms und Wärmestroms eingezeichnet. Diese liegen bei max. 5 % und entstammen der detaillierten Fehlerbetrachtung (siehe Abschnitt 6.2.2). Die Messunsicherheiten des Massenstroms sind im Folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit nur in der ersten Darstellung eingezeichnet, in den folgenden Graphen wird darauf verzichtet. Die gepunkteten Linien in den Graphen dienen der Lesbarkeit der Verläufe der experimentellen Datenpunkte.

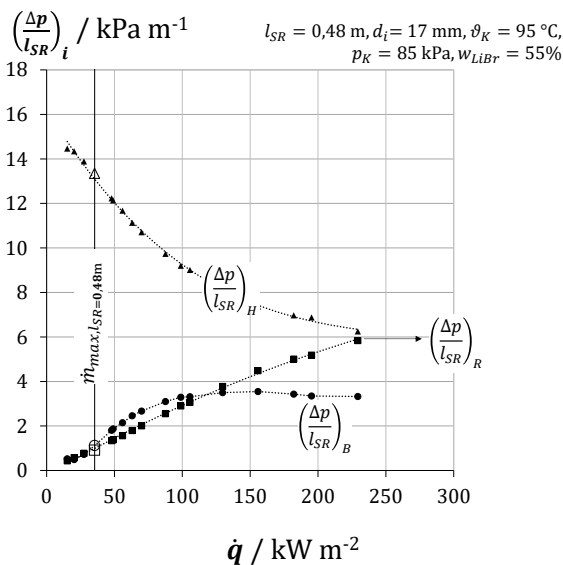
Der Massenstrom weist stets ein Maximum bei einer bestimmten Wärmestromdichte auf. Er steigt zunächst bei Zunahme der Heizleistung bis zum Erreichen des Maximums stark an und fällt danach flach ab. Das ist der bei Naturumlaufverdampfern häufig anzutreffende Verlauf. Dieser Befund widerspricht zunächst der Intuition, die eine stetige Zunahme des Massenstroms mit steigender Beheizung vermuten lässt. Eine höhere Heizleistung führt zu einer größeren Dampfmenge, diese verringert die mittlere Dichte im Steigrohr und es erhöht sich die treibende Kraft. Dies lässt sich beim Blick auf Abb. 7.10 so auch beobachten: Die treibende Kraft - also die Differenz aus den hydrostatischen Drücken von Fall- und Siederrohr, hier mit der auf die Länge des Siederrohrs bezogene treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$ bezeichnet - steigt analog zum volumetrischen Anteil des Dampfs im Rohr ϵ streng monoton mit zunehmendem Wärmestrom. Da diese treibende Druckdifferenz stets der verzögernden - also bremsenden - Druckdifferenz aus Reibungs- und Beschleunigungsdruckverlusten entspricht, könnte man auf einen stetig zunehmenden Massenstrom schließen - mit entsprechend

steigenden verzögernden Kräften. Dies ist aber nicht der Fall - das Massenstrommaximum tritt nicht dort auf, wo die treibende Druckdifferenz am größten ist.

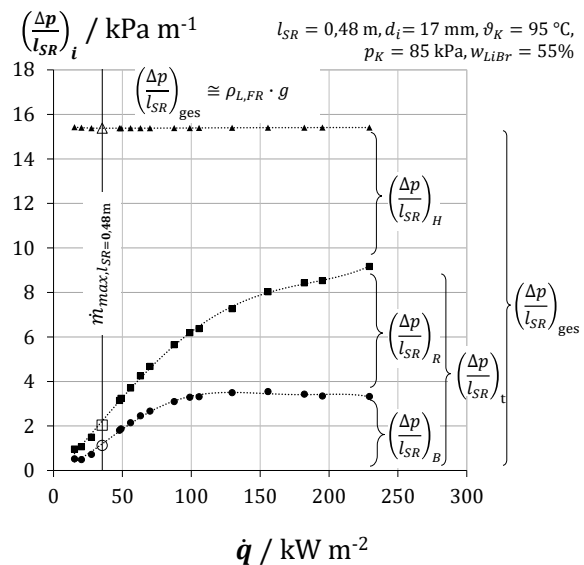
Der typische Verlauf des Massenstroms und die Lage des Massenstrommaximums - in den folgenden Diagrammen bezeichnet als $\dot{m}_{max,l_{SR}=0,48m}$ und mit einer vertikalen Linie bei $\dot{q} \approx 30 \text{ kW m}^{-2}$ kenntlich gemacht - lässt sich nur mit einer detaillierteren Betrachtung erklären.

In Abbildung 7.10 ist zusätzlich die (relative) Höhe des Beginns des zweiphasigen Bereichs eingetragen $h_{rel,2ph,start}$. Das ist die Höhe im Siederrohr, ab der die Fluidtemperatur die lokale Sättigungstemperatur erreicht hat (Beginn der Nettodampfentwicklung). Bei geringen Heizleistungen ist der Siedebeginn weit oben im Rohr (ca. bei 75 % der Gesamtröhrlänge), was gleichbedeutend mit einer einphasigen Vorwärmstrecke ist, die sich über 75 % der Gesamtröhrlänge erstreckt. Mit steigender Heizleistung - und dem entsprechend sinkenden Umlaufmassenstrom - verschiebt sich der Beginn des Zweiphasenbereichs immer weiter nach unten im Rohr. Eine Folge daraus ist, dass ein immer größerer Anteil des Rohres ε von Dampf ausgefüllt wird, in dem dann auch die hohen Strömungsdampfanteile $\dot{\varepsilon}$ wirken und entsprechend hohe Druckverluste hervorrufen, die den Umlaufmassenstrom bremsen.

Für die weitere detaillierte Betrachtung der Umlaufcharakteristik werden die einzelnen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ im Siederrohr betrachtet - Reibungsdruckverluste (R), Beschleunigungsdruckverluste (B) sowie hydrostatische Druckdifferenz (H) - siehe Abbildung 7.11. Die Darstellung der Druckverluste erfolgt im Folgenden durchgehend in der längenspezifischen Form $(\Delta p/l_{SR})_i$, um verschiedene Rohrlängen miteinander vergleichen zu können, wie in Abschnitt 7.3.2 gezeigt.



(a) einzelne Betrachtung



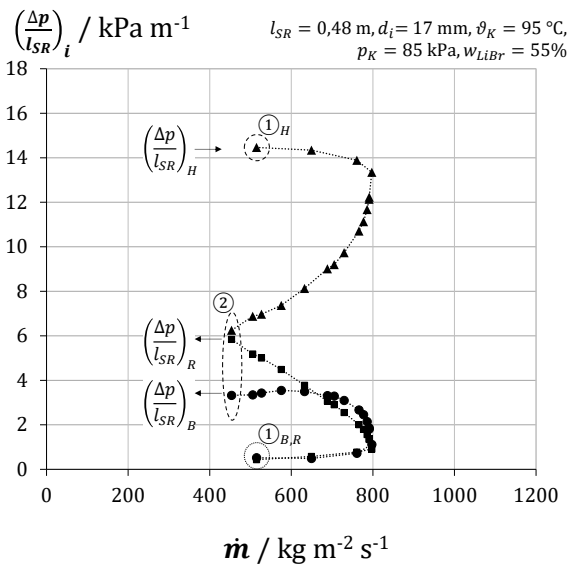
(b) gestapelte Darstellung

Abbildung 7.11

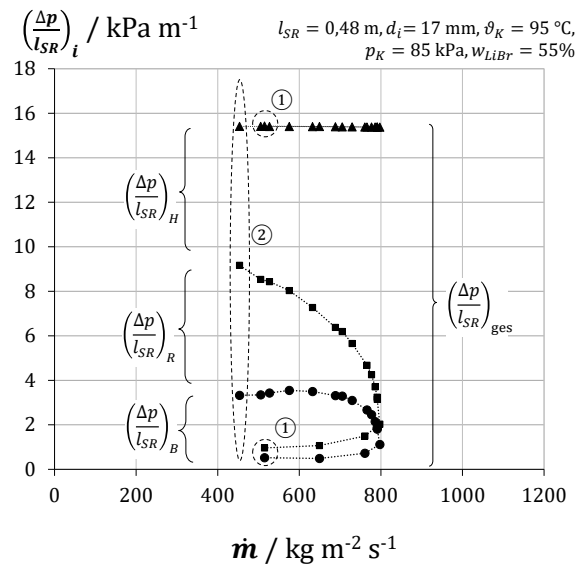
Abhängigkeit der spezifischen Druckverluste $(\Delta p/l_{SR})_i$ von der Wärmestromdichte \dot{q}

Zunächst werden die einzelnen Druckdifferenzterme in Abhängigkeit von der Heizleistung betrachtet, siehe linke Abbildung 7.11a. Es fällt auf, dass mit steigender Heizleistung die zu überwindende hydrostatische Säule im Siederrohr $(\Delta p/l_{SR})_H$ kleiner wird, was durch den stetig steigenden volumetrischen Dampfgehalt ε und die damit einhergehende sinkende mittlere Dichte im Steigrohr erklärbar ist. Die Reibungsdruckverluste $(\Delta p/l_{SR})_R$ steigen stetig mit der Heizleistung, was bei stei-

genden Strömungsdampfgehalten $\dot{\epsilon}$ so zu erwarten ist. Die Beschleunigungsdruckverluste $(\Delta p/l_{SR})_B$ steigen zunächst an, um dann bei höheren Wärmestromdichten nahezu konstant zu bleiben. Dies ist ebenfalls so zu erwarten, da die Änderungen der Fluidgeschwindigkeiten zwischen Ein- und Austritt nicht mehr stark zunehmen, die volumetrischen Strömungsdampfanteile $\dot{\epsilon}$ laufen asymptotisch aus. In der rechten Abbildung 7.11b sind die einzelnen Druckverluste in gestapelter Darstellung gezeigt, in der die einzelnen Terme zur Gesamtdruckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_{ges}$ aufsummiert sind. Man sieht, dass die Gesamtdruckdifferenz im Siederrohr konstant bleibt. Dies entspricht der Erwartung, die besagt, dass die Summe der Druckdifferenzen im Siederrohr stets gleich derer im Fallrohr sein muss. Die Druckdifferenz im Fallrohr ist maßgeblich durch die Schwere der einphasigen Fluidsäule bestimmt und diese ist konstant. Lediglich die leicht unterschiedlichen Werte im Reibungsdruckverlust im Fallrohr durch die unterschiedlichen Massendurchsätze bewirken geringe Unterschiede in der Gesamtdruckdifferenz. Man kann erkennen, dass die verzögernden, bremsenden Kräfte $(\Delta p/l_{SR})_B + (\Delta p/l_{SR})_R$ mit der Heizleistung steigen und dies - definitionsgemäß - in gleichem Maße wie die treibende Kraft $(\Delta p/l_{SR})_H$, ohne dass dabei aber der Massenstrom steigen würde. Dies lässt sich damit erklären, dass nicht der Gesamtmassendurchsatz allein für die Druckverluste sorgt sondern vor allem der größer werdende Dampfanteil, der zunehmend dominant wird. Und dies obwohl der Massenanteil des Dampfs am Gesamtmassenstrom bei lediglich max. 2 Massen-% Dampf liegt. Die niedrige Dichte des Dampfes führt aber bereits bei geringen Dampfanteilen zu relativ hohen volumetrischen Dampfgehalten, damit zu hohen Dampfgeschwindigkeiten und letztlich zu hohen Druckverlusten. Dass der Gesamtmassendurchsatz nicht ausschließlich für die einzelnen Druckverluste sorgt, wird deutlich, indem man die Einzeldruckverluste über dem Massenstrom \dot{m} aufträgt, wie Abbildung 7.12a zeigt. Hierin sind zwei Versuchspunkte markiert: Beim ersten Versuchspunkt ① wurde die geringste Heizleistung appliziert, beim zweiten Versuchspunkt ② die höchste. In der anfänglichen Abbildung 7.9 - Auftragung \dot{m} über \dot{q} - sind diese Punkte zur Orientierung ebenfalls eingetragen.



(a) einzelne Betrachtung



(b) gestapelte Darstellung

Abbildung 7.12

Auftragung der spezifischen Druckverluste $(\Delta p/l_{SR})_i$ gegenüber der **Massenstromdichte** \dot{m} . ① = Versuchspunkt mit geringstem \dot{q} , ② = Versuchspunkt mit höchstem \dot{q} , vgl. Abb. 7.9

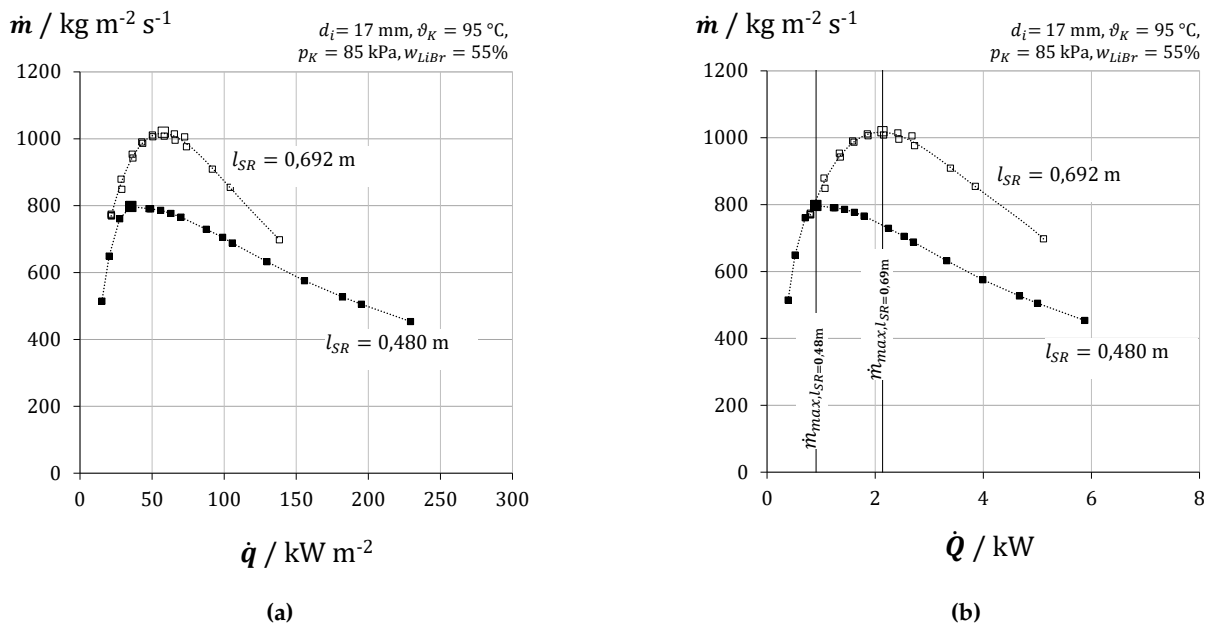
Wieder zurück in Abbildung 7.12a, steigt entlang des Wegs von ① nach ② die Wärmestromdichte. Man kann erkennen, dass für gleiche oder sehr ähnliche Massenströme unterschiedliche Druckverluste resultieren können. So sind beim Versuchspunkt ① mit der geringsten Wärmestromdichte die Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste jeweils relativ gering, während der Differenzdruck der hydrostatischen Säule noch relativ hoch ist. Ursache für beides ist der noch relativ geringe Dampfanteil in der Strömung. Bei Punkt ② hingegen - der Massenstrom hat einen sehr ähnlichen Wert wie bei ① - sind die Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste deutlich höher und die hydrostatische Säule deutlich leichter. Wieder ist der - jetzt viel höhere - Dampfanteil die Ursache. In der gestapelten Darstellung der Einzeldruckverluste in der rechten Abbildung 7.12b werden die jeweiligen Anteile noch deutlicher erkennbar. Der Gesamtdruckverlust ist nicht vom Massenstrom abhängig, wie zuvor bereits erläutert. Die einzelnen Druckverluste - durch Reibung und Beschleunigung - sind nicht eindeutig und damit nicht ausschließlich vom Massenstrom abhängig. Es gilt generell: Das Massenstrommaximum tritt dort auf, wo das Zusammenspiel zwischen den verursachten Reibungs- und Beschleunigungsverlusten und der zu überwindenden hydrostatischen Säule im Siederohr optimal ist. Anders ausgedrückt: Bei erhöhtem Dampfanteil geht zwar die Dichte (durch den höheren Dampfanteil im Rohr ϵ) und damit die Schwere der Fluidsäule im Siederohr zurück, die Reibungs- und Beschleunigungsverluste hingegen steigen durch den erhöhten mittleren Strömungsdampfgehalt $\bar{\epsilon}$ überproportional, so dass nach Erreichen des Massenstrommaximums der Massenstrom bei weiterer Erhöhung der Heizleistung - und damit der Dampfanteile - wieder sinken muss (noch einmal der Verweis auf Abbildung 7.9). Links des dort erkennbaren Maximums dominiert die Schwerkraft der Säule, die vom Massenstrom überwunden werden muss, rechts davon dominieren die Druckverluste, die aufgrund der Strömung - und v.a. des Dampfes in der Strömung - entstehen.

Der Umlaufmassenstrom ist also das (konsistente) Resultat des Zusammenspiels zwischen Wärmeeintrag, resultierendem Dampfgehalt und wiederum dem sich daraus einstellendem Massenstrom. Es gibt für jede Konfiguration genau einen Gleichgewichtszustand zwischen treibenden und verzögernden Kräften, dessen Resultat der Umlaufmassenstrom ist. Dieser ist - wie eingangs bereits beschrieben - nur iterativ ermittelbar, da alle beteiligten Variablen voneinander abhängen. Es ist daher unmöglich, eine analytische, allgemeingültige Methode abzuleiten, die die Vorhersage des Massenstroms und darüber hinaus den maximal möglichen Massenstrom *a priori* möglich macht.

In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Einflüsse - wie Rohrlänge, Rohrdurchmesser, Betriebsdruck, etc. - auf den Umlaufmassenstrom gezeigt und daraus generell gültige Tendenzen und Aussagen abgeleitet, die für das Verständnis des Betriebsverhaltens des Naturumlaufs in HTA dienen. Zudem wird das *Naturumlaufmodell* mittels der experimentellen Ergebnisse geprüft und validiert.

7.3.2 Einfluss der Rohrlänge

In den Versuchsreihen wurden Rohre mit unterschiedlichen Längen untersucht. Das kürzere Rohr weist eine durchströmte Länge l_{SR} von 0,480 m, das längere 0,692 m auf. Es soll gezeigt werden, wie sich die Umlaufcharakteristik beim längeren Rohr vom kürzeren unterscheidet. Für die im Folgenden gezeigte Analyse waren die Prozessbedingungen identisch für beide Rohrlängen. Konkret werden Untersuchungen der Versuchsreihen an Siederohren mit dem Innendurchmesser $d_i = 17$ mm, einer Kondensationstemperatur $\vartheta_K = 95$ °C und einer Lösungskonzentration $w_{LiBr} = 55\%$ diskutiert. In Abbildung 7.13 sind die Ergebnisse der gemessenen spezifischen Massenströme \dot{m} wieder über der Heizleistung dargestellt. Da der Variationsparameter Wärmestromdichte \dot{q} (Abb. 7.13a) bei unterschiedlich langen Rohren zu unterschiedlichen Gesamtleistungen führt, werden in Abbildungen 7.13b) und den weiteren Darstellungen die Abhängigkeiten von der Gesamtleistung \dot{Q} dargestellt.


Abbildung 7.13

Massenstromdichten \dot{m} für die beiden Rohrlängen l_{SR} gleichen Innendurchmessers in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} (a) bzw. der Gesamtleistung \dot{Q} (b) bei ansonsten identischen Randbedingungen.

Es ist erkennbar, dass das längere Siederrohr bei allen Heizleistungen stets einen höheren Massendurchsatz zeigt als das kürzere Rohr. Das Massenstrommaximum ist beim längeren Rohr zu größeren Gesamtleistungen verschoben. Diese Tendenz ist bei anderen Randbedingungen bei fast allen Versuchsreihen dieselbe. Wenn man den durch die eingebrachte Heizleistung \dot{Q} resultierenden volumetrischen Dampfanteil im Rohr ε in Abbildung 7.14 betrachtet, fällt auf, dass das kürzere Rohr bei gleicher Heizleistung durchgehend einen höheren Dampfanteil aufweist. Analog dazu ist auch die treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$ bei gleicher Heizleistung höher. Dies ist damit zu erklären, dass eine gleiche absolute Wärmeleistung stets zu identischen Dampfmassenströmen führt, die im Bereich von ca. 0,1-2 % des Gesamtmassenstroms liegen (Abbildung 7.15). Diese identische Dampfmasse nimmt beim kürzeren Rohr einen höheren relativen Anteil des Rohrvolumens ein. Die damit einhergehende höhere treibende Kraft muss aber nicht zwangsläufig zu einem höheren Umlaufmassenstrom führen, wie bereits im vorangegangenen Abschnitt gezeigt.

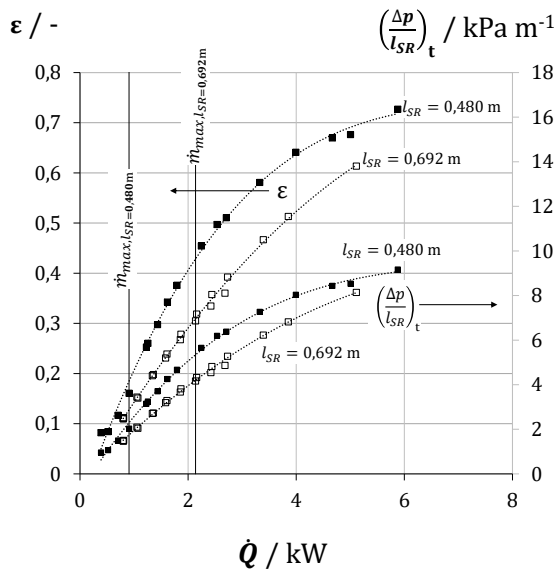


Abbildung 7.14
Volumetrischer Dampfanteil im Rohr ε und spezifische treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$ für die beiden Rohrlängen in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}

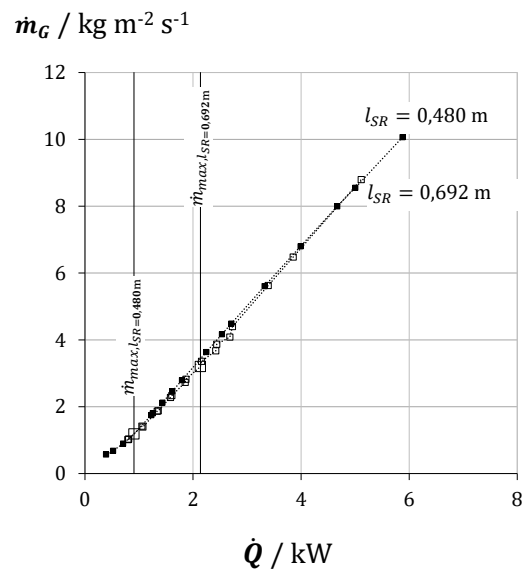


Abbildung 7.15
Dampfmassenstromdichte \dot{m}_G für die beiden Rohrlängen in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}

Die Betrachtung der einzelnen Druckverlustanteile (Abb. 7.16) führt - analog zum vorherigen Abschnitt - zu einer klaren Aussage. Es ist zu erkennen, dass die spezifischen Druckverluste aus Reibung und Beschleunigung $(\Delta p/l_{SR})_R + (\Delta p/l_{SR})_B$ beim kürzeren Rohr höher sind als beim längeren Rohr. Der größere Auftrieb beim kürzeren Rohr, ausgedrückt durch die treibende Druckdifferenz, wird durch den hier höheren volumetrischen Dampfanteil herbeigeführt. Dieser verursacht aber parallel die überproportional höheren Druckverluste und überkompensiert den Antriebseffekt damit.

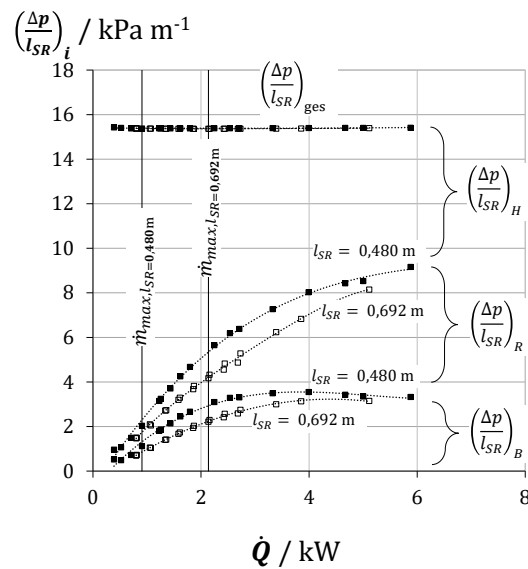


Abbildung 7.16
Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q} für die beiden Rohrlängen

Es lässt sich festhalten, dass Siederohre mit größerer Länge einen höheren Umlaufmassenstrom sowohl bei gleicher spezifischer Heizleistung \dot{q} als auch bei gleichen absoluten Heizleistungen \dot{Q} aufweisen.

Als Vorgriff auf den kommenden Abschnitt sei hier schon einmal gesagt: Je kleiner der Innendurchmesser des Siederohrs, desto größer ist der relative Unterschied im Massenstrom zwischen dem kurzen und langen Rohr, siehe Abbildung 7.17. Als Begründung sind erneut die überproportional steigenden Druckverluste gegenüber dem Gewinn an Auftriebskraft durch den höheren volumetrischen Dampfanteil zu nennen.

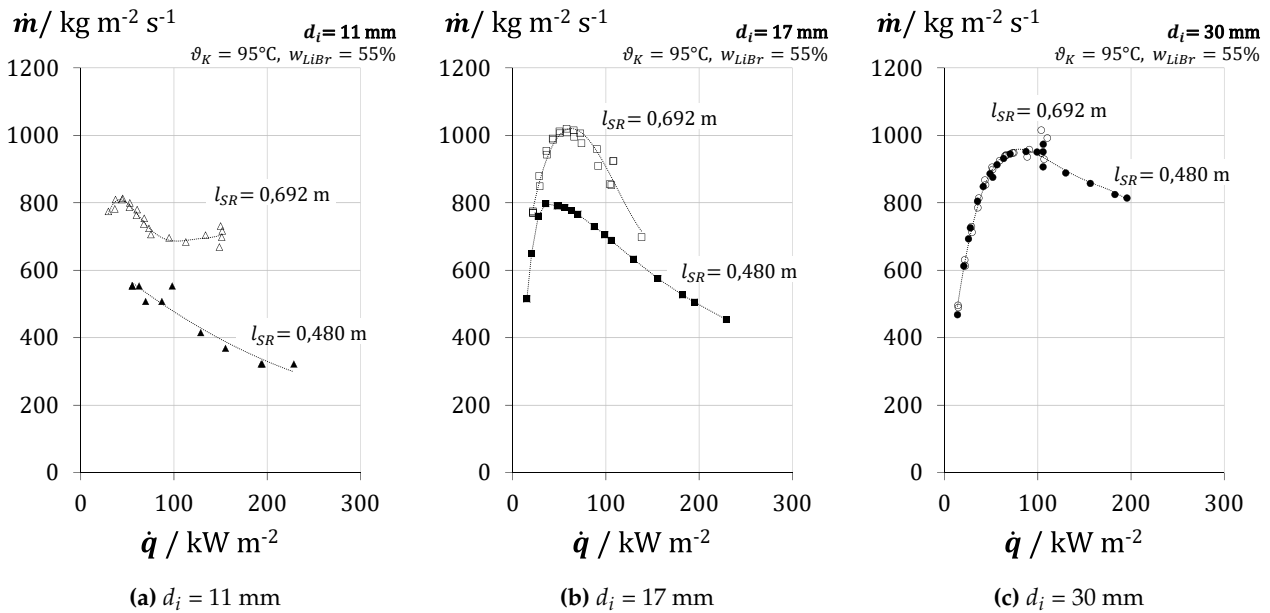


Abbildung 7.17

Abhängigkeit des experimentell ermittelten, spezifischen Umlaufmassenstroms \dot{m} von der Wärmestromdichte \dot{q} und Rohrlänge l_{SR} für die verschiedenen Rohrdurchmesser: **(a)** $d_i = 11 \text{ mm}$, **(b)** $d_i = 17 \text{ mm}$ und **(c)** $d_i = 30 \text{ mm}$.

Anmerkung zu Abbildung 7.17 (a), Rohre mit Innendurchmesser $d_i = 11 \text{ mm}$: Beim längeren Siederohr $l_{SR} = 0,692 \text{ m}$ zeigen die Massenströme bei Heizleistungen größer 100 kW m^{-2} keine eindeutigen Verlauf mehr. In diesem Bereich wurde ein pulsierendes, oszillierendes Verhalten des Massenstroms beobachtet.

7.3.3 Einfluss des Rohrinneendurchmessers

Neben dem Einfluss der Rohrlänge wurde auch der Einfluss von unterschiedlichen Innendurchmessern der Siederohre auf den Umlaufmassenstrom experimentell untersucht. In Abbildung 7.18 sind für die 3 untersuchten Innendurchmesser $d_i = 11, 17$ und 30 mm zunächst die gemessenen absoluten Massenströme \dot{M} über der Heizleistung aufgetragen. Es wurden zur Veranschaulichung wieder Versuchsreihen ausgewählt, die dieselben prozesseitigen Randbedingungen aufweisen. Konkret werden Untersuchungen der Versuchsreihen an Siederohren mit der Länge $l_{SR} = 0,48$ m, einer Kondensationstemperatur $\vartheta_K = 95$ °C und einer Lösungskonzentration $w_{LiBr} = 55\%$ diskutiert.

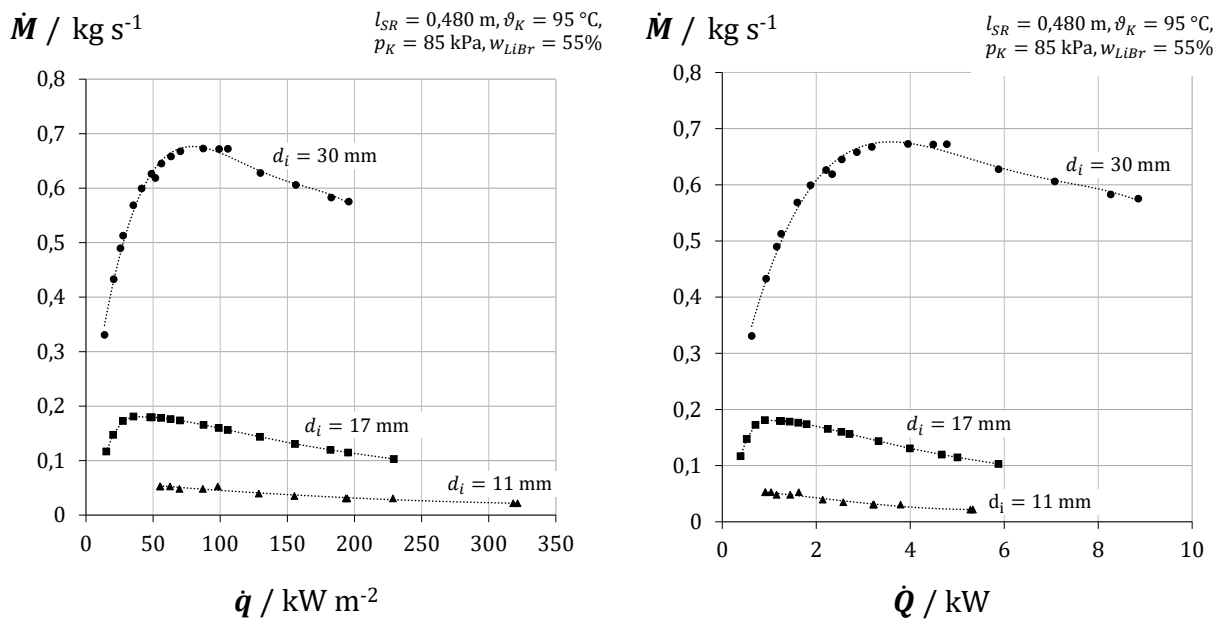


Abbildung 7.18

Umlaufmassenstrom \dot{M} für die unterschiedlichen Rohrinneendurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} bzw. der Gesamtleistung \dot{Q}

Die absoluten Massenströme \dot{M} steigen mit größeren Rohrinneendurchmessern überproportional an. Dies ist grundsätzlich so zu erwarten, da sämtliche Strömungsdruckverluste quadratisch von der Strömungsgeschwindigkeit abhängen. Bei konstantem Durchsatz führt beispielsweise eine Halbierung des Innendurchmessers zu einer Viertelung der durchströmten Querschnittsfläche ($A \propto d_i^2$), damit zu einer Vervierfachung der Strömungsgeschwindigkeiten ($c \propto 1/A$) und damit letztlich zu einem um mindestens Faktor 16 höheren Strömungsdruckverlust ($\Delta p \propto c^2$). Umgekehrt bedeuten identische treibende Druckdifferenzen eine Erhöhung der Durchsätze. Aber auch die querschnittsbezogenen Massenströme \dot{m} sind bei den größeren Innendurchmesser größtenteils höher, wie in Abbildung 7.19 gezeigt. Bei kleineren Leistungen $\dot{Q} < 1$ kW bzw. $\dot{q} = 10 - 50$ kW m⁻² zeigt sich ein gegensätzliches Verhalten: kleinere Innendurchmesser führen zu höheren spezifischen Durchsätzen. Für beide Beobachtungen lassen sich Erklärungen finden, indem man wiederum den dominierenden Einfluss der volumetrischen Dampfanteile im Rohr ε betrachtet, wie in Abbildung 7.20 dargestellt.

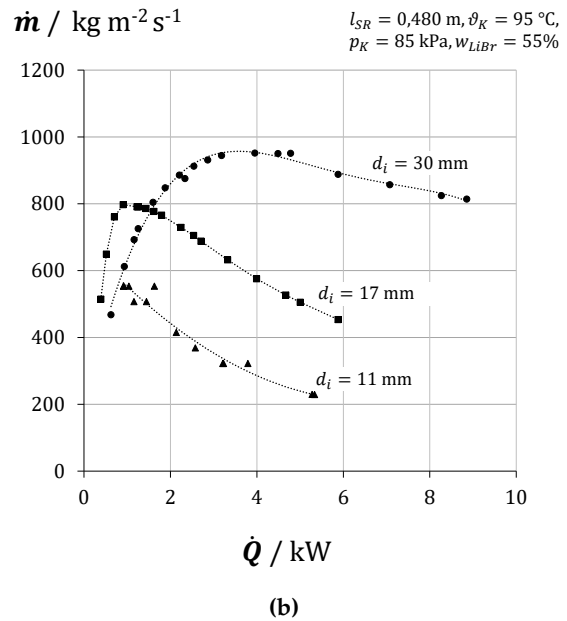
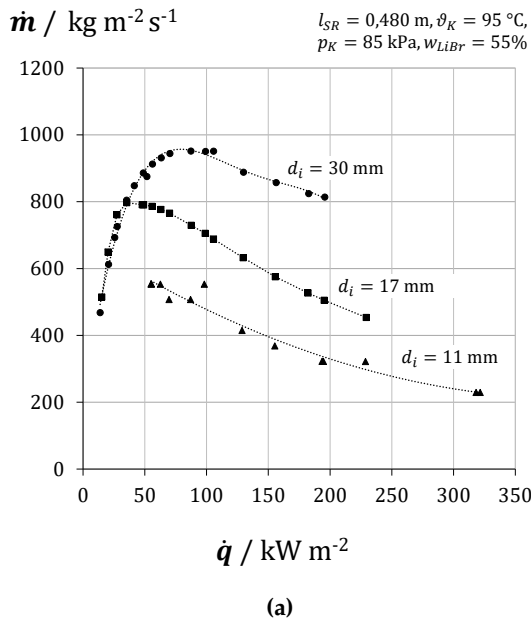


Abbildung 7.19

Massenstromdichte \dot{m} für die unterschiedlichen Rohrdurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} (a) bzw. der Gesamtleistung \dot{Q} (b)

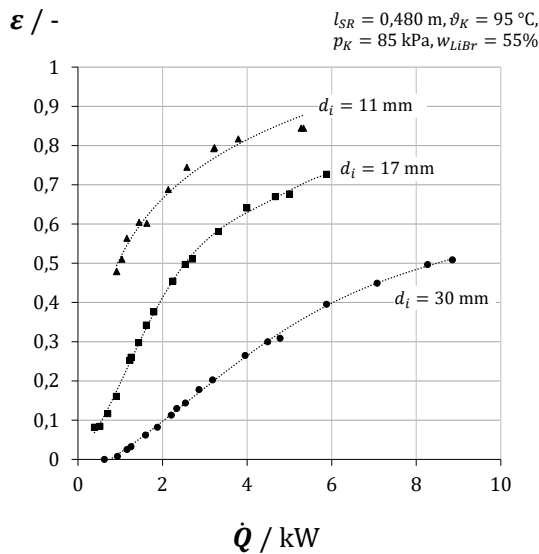


Abbildung 7.20

Volumetrischer Dampfanteil im Rohr ε für die unterschiedlichen Rohrdurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q} .

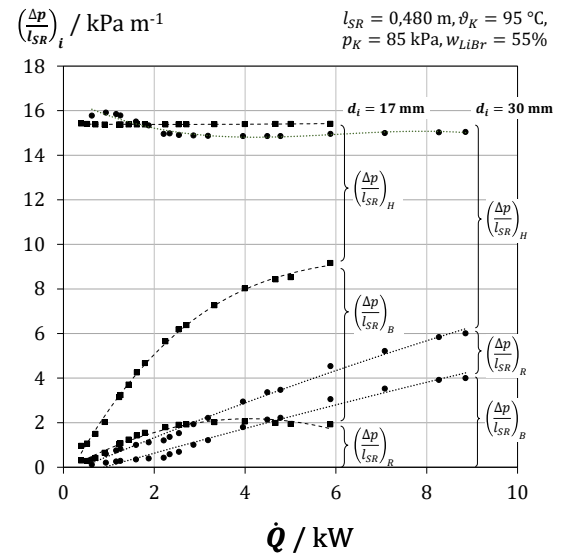


Abbildung 7.21

Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p / l_{SR})_i$ für die unterschiedlichen Rohrdurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}

Bei gleicher absoluter Leistung \dot{Q} und damit gleichem absolutem Dampfmassenstrom \dot{M}_G ergeben sich für die verschiedenen Durchmesser stark unterschiedliche volumetrische Dampfanteile ε . Beim Rohr mit dem größten Durchmesser ($d_i = 30 \text{ mm}$) sind die Dampfanteile bei nur etwa einem Drittel derer beim kleinsten Durchmesser ($d_i = 11 \text{ mm}$). Folgende Gründe sind hier anzuführen: Erstens stellt sich - bei gleicher absoluter Leistung - aufgrund des quadratisch mit dem Innendurchmesser

wachsenden Querschnitts ein absolut höherer Gesamtmassenstrom \dot{M} (Flüssigkeit und Dampf) ein. Damit ist der resultierende Strömungsanteil des Dampfes an der Gesamtströmung geringer (sowohl massen- als auch volumenbezogen \dot{x} bzw. $\dot{\epsilon}$). Zweitens ist das Rohrvolumen entsprechend größer und damit der Volumenanteil des Dampfes im Rohr ϵ geringer. Für den Bereich kleiner Leistungen sind die volumetrischen Dampfanteile beim großen Rohrdurchmesser so gering, dass die treibende Kraft relativ gering bleibt. Ein gegenüber Rohren mit kleineren Durchmessern geringerer spezifischer Umlauf ist die Folge. Im Bereich mittlerer und großer Heizleistungen ist bei den kleineren Rohrdurchmessern der Dampfgehalt zwar stets höher als bei den größeren Durchmessern, aber bereits so hoch, dass die Gewinne in Auftriebskraft durch überproportional steigende Verluste durch Reibung und Beschleunigung überkompensiert werden. Bei großen Durchmessern ist der Dampfanteil moderat und der Umlaufmassenstrom steigt an. In Abbildung 7.21 ist dieser Befund erneut anhand der aufsummierten spezifischen Druckterme $(\Delta p/l_{SR})_i$ illustriert (Die Werte für den kleinsten Durchmesser (11 mm) sind aus Gründen der Skalierung und der Übersichtlichkeit nicht dargestellt). Die Druckverluste aus Reibung und Beschleunigung $(\Delta p/l_{SR})_R + (\Delta p/l_{SR})_B$ sind über einen weiten Leistungsbereich beim kleineren der beiden Rohre ($d_i = 17$ mm) deutlich größer als beim größeren Rohr ($d_i = 30$ mm), in dem aber die deutlich höheren Umlaufmassenströme auftreten.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Rohrrinnendurchmesser auf den Umlaufmassenstrom einen signifikanten Einfluss ausübt. Der absolut umlaufende Massenstrom \dot{M} steigt annähernd quadratisch mit größer werdendem Innendurchmesser - und sonst identischen Randbedingungen. Aber auch der querschnittsspezifische Durchsatz \dot{m} ist bei größeren Innendurchmessern durchgehend höher.

7.3.4 Einfluss des Betriebsdrucks

Der Einfluss des Betriebsdrucks auf den Umlaufmassenstrom wird anhand exemplarischer Versuchsreihen untersucht, die alle an einem Versuchsrohr mit der Länge $l_{SR} = 0,48$ m, einem Rohrrinnendurchmesser $d_i = 17$ mm, einer Lösungskonzentration $w_{LiBr} = 55\%$ sowie einer konstanten Überfüllhöhe von $l_F = 0,10$ m durchgeführt wurden. Die Kondensationstemperatur ϑ_K , die gemäß der Dampfdruckkurve des Wasserdampfes den Betriebsdruck p_K bestimmt, wurde in diesen Versuchsreihen zwischen 75 und 95 °C variiert ($\hat{=} p_K = 31,2$ bis 84,4 kPa). In Abbildung 7.22 ist zu sehen, dass der Massenstrom mit sinkendem Betriebsdruck kleiner wird. Der Verlauf des Massenstroms in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte ist für die untersuchten Drücke sehr ähnlich, auch die Lage der jeweiligen Massenstrommaxima bleibt ähnlich. Sie treten bei Wärmestromdichten um $\dot{q} \approx 50$ kW m⁻² auf. Der Betriebsdruck übt folgende Einflüsse auf den Prozess aus:

Nimmt man zunächst für alle Drücke einen konstanten Massendurchsatz an, so erzeugt eine konstante Wärmeleistung einen konstanten Dampfmassenstrom. Allerdings nimmt der Dampfmassenstrom bei niedrigeren Drücken einen größeren Volumenanteil ein. Dies ist durch die mit sinkendem Betriebsdruck sinkende Dichte des Dampfes zu erklären. In Abbildung 7.23 ist diese Abhängigkeit gezeigt; zwischen dem höchsten und dem niedrigsten untersuchten Druck liegt ein Faktor 2 in der Dichte des Dampfes. Die Annahme eines konstanten Massenstroms muss also revidiert werden. Man findet sinkende Massenströme bei sinkenden Drücken vor, da die Reibungsverluste durch den hohen Dampfanteil die Gewinne im Auftrieb übertreffen (wie zuvor dargestellt). Zugleich üben aber die Unterschiede in der Dampfdichte keinen signifikanten Einfluss auf die mittlere Dichte der Lösung im Siederohr aus.

Zusätzlich verursacht ein sinkender Betriebsdruck eine Zunahme der Unterkühlung $\Delta\vartheta_{sc}$ der Lösung am Eintritt in das Siederrohr, da der relative Einfluss des hydrostatischen Druckes der Flüssigkeitssäule im Fallrohr auf den Gesamtdruck im Sumpf steigt und damit auch die Unterkühlung (siehe ebenfalls Abb. 7.23). Geht man für alle Drücke und identischen Heizleistungen zunächst wieder von konstanten Massendurchsätzen aus, so bedingt die bei geringeren Drücken größere Unterkühlung eine im Rohr erst weiter oben stattfindende Dampfbildung ($h_{rel,2ph,start}$). Hierdurch ergeben sich ein geringerer Dampfanteil im Rohr und damit eine höhere mittlere Dichte im Siederrohr. Die treibende Kraft sinkt und die Folge ist ein grundsätzlich kleinerer Umlaufmassenstrom.

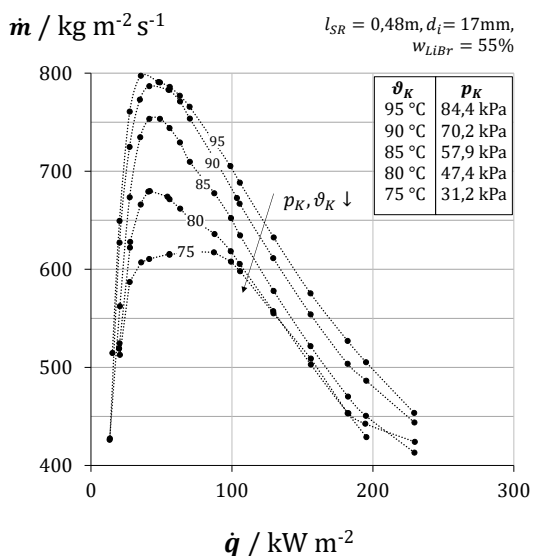


Abbildung 7.22

Massenstromdichte \dot{m} für die unterschiedlichen Betriebsdrücke p_K in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q}

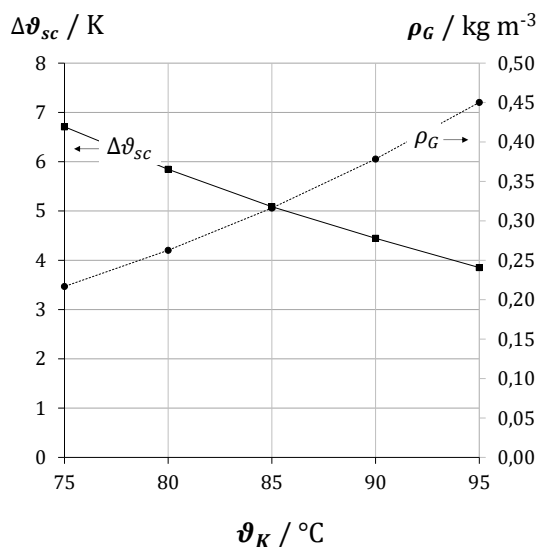


Abbildung 7.23

Unterkühlung $\Delta\vartheta_{sc}$ und mittlere Dampfdichte ρ_G in Abhängigkeit von der Kondensationstemperatur ϑ_K

Des Weiteren greifen wiederum Mechanismen, die in den vorherigen Abschnitten bereits beschrieben wurden. Für die beiden betrachteten Betriebsdrücke $p_K = 31,2$ und $84,4$ kPa bzw. Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 75$ und 95 °C sind in Abbildung 7.24 die gestapelten Verläufe der einzelnen spezifischen Druckverluste über der Wärmestromdichte aufgetragen. Man erkennt, dass bei beiden Drücken der Gesamtdruckverlust nahezu identisch ist. Auch die Summen aus Reibungs- und Beschleunigungsdruckverlusten sind annähernd gleich. Daraus könnte man wiederum auf identische Massenströme schließen. Dies ist aber nicht der Fall, vielmehr lässt sich erneut feststellen, dass der bei kleineren Drücken kleinerer Massenstrom die gleichen Druckverluste herbeiführt. Dies ist vorwiegend auf den Einfluss der geringeren Dampfdichte und der damit einhergehenden höheren Dampfgeschwindigkeiten auf den Reibungsdruckverlust zurückzuführen. Die bei ansonsten gleichen Bedingungen höhere Lösungstemperatur bei höheren Drücken (Gleichgewichtsbedingung) übt - über veränderte Viskosität und Dichte der Lösung - hingegen nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Umlaufmassenstrom aus.

Die Betrachtung aller Versuchsreihen bestätigt die für die zuvor exemplarisch ausgewählte Versuchsreihe beobachtete und erläuterte Tendenz. Niedrigere Betriebsdrücke bringen bei ansonsten identischen Randbedingungen (Wärmestromdichte, Geometrie des Rohres, Konzentration) stets geringere Umlaufmassenströme hervor. In Abbildung 7.25 ist dies dargestellt. Alle ermittelten Umlaufmassenströme beim höchsten Betriebsdruck $\dot{m}_{exp, \vartheta_K=95^\circ C}$ sind über den experimentellen Umlaufmassenströmen, die beim niedrigsten Betriebsdruck ermittelt wurden $\dot{m}_{exp, \vartheta_K=70^\circ C}$ aufgetragen. Es sind hier $n=249$ Messpunkte (von insgesamt 2.122 Messpunkten) verfügbar, bei denen - bis auf den unterschiedlichen Druck - alle anderen Randbedingungen nahezu identisch waren². Lagen die Messpunkte auf der Winkelhalbierenden, so bestünde kein Unterschied im Massenstrom beim niedrigen und hohen Druck. Es ist aber erkennbar, dass die Massenströme beim höchsten Betriebsdruck im Mittel um 29,5 % höher liegen als die beim niedrigsten Druck (Mean Relative Deviation, $MRD = 29,5\%$, Definition siehe Gl. 7.5). Ein signifikanter Einfluss des Betriebsdrucks auf das Umlaufverhalten liegt vor.

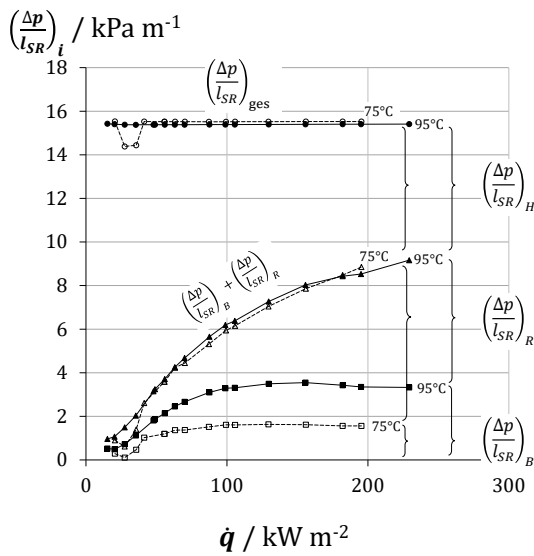


Abbildung 7.24
Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für unterschiedliche Betriebsdrücke bzw. Kondensationstemperaturen ($\vartheta_K = 95$ und $75^\circ C$)

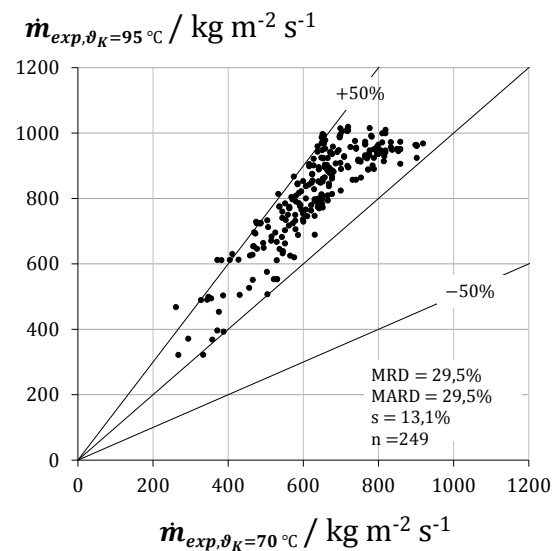


Abbildung 7.25
Experimentelle Massenstromdichten beim höchsten Betriebsdruck ($\dot{m}_{exp, \vartheta_K=95^\circ C}$) gegenüber den entsprechenden experimentellen Massenstromdichten beim niedrigsten Betriebsdruck ($\dot{m}_{exp, \vartheta_K=70^\circ C}$) bei jeweils identischen Wärmestromdichten und Prozessrandbedingungen.

²Eine relative Abweichung von 1 % wurde hierbei zugelassen

7.3.5 Einfluss der Lösungskonzentration

In den Versuchsreihen wurde zudem die Lösungskonzentration w_{LiBr} variiert, um deren Einfluss auf das Umlaufverhalten und den Wärmeübergang zu untersuchen. Die untersuchten Konzentrationen zwischen 55 und 63 Gew.-% (kg LiBr / kg Lösung) sind typische Werte für die Anwendung in HTA mehrstufiger AWP. Eine höhere Konzentration hat neben der höheren Siedetemperatur auch eine höhere Dichte der flüssigen Lösung zur Folge. Bei einer Kondensationstemperatur von z.B. $\theta_K = 95 \text{ °C}$ (Betriebsdruck $p_K = 84,4 \text{ kPa}$) liegen die Sättigungstemperaturen θ_s der beiden extremen Konzentrationen bei ca. 137 bzw. 158 °C und die Dichten ρ_L bei ca. 1.550 bzw. 1.700 kg m^{-3} . Die Dichte ist also im Extremfall um max. 10 % erhöht. Die Dichte der flüssigen Lösung ist maßgebend für die treibende Druckdifferenz, woraus ein direkter Einfluss auf die erzielbaren Umlaufmassenströme zu erwarten ist. Eine höhere Dichte hat nämlich bei ansonsten gleichen Randbedingungen (Dampfanteile im Steigrohr) eine erhöhte Druckdifferenz zur Folge. In Abbildung 7.26 sind die Umlaufmassenströme $\dot{m}_{exp, w_{LiBr}=63\%}$ bei der höher konzentrierten Lösung (63 Gew.-%) über denen bei der niedrigsten Konzentration (55 Gew.-%) aufgetragen, wobei für alle Versuchspunkte - der Logik der vorherigen Abschnitte folgend - identische Randbedingungen hinsichtlich Geometrie, Heizleistung, usw. vorlagen.

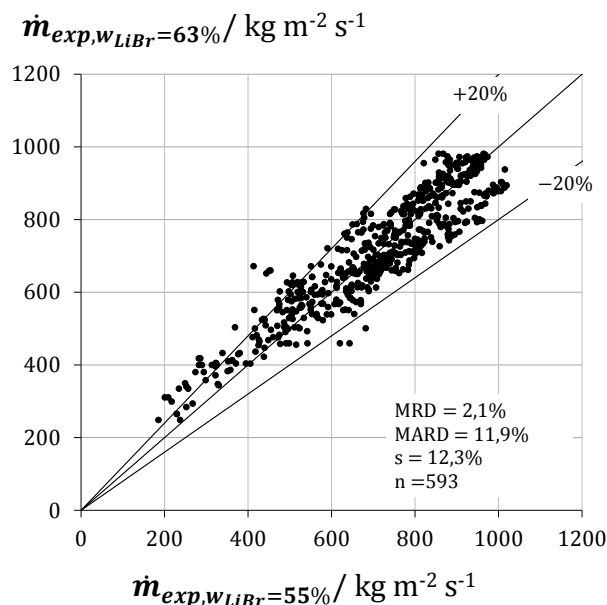


Abbildung 7.26

Experimentell ermittelte Massenströmdichten bei der Lösungskonzentration 63 Gew.-% $\dot{m}_{exp, w_{LiBr}=63\%}$ über den ermittelten Massenströmdichten bei 55 Gew.-% $\dot{m}_{exp, w_{LiBr}=55\%}$ bei jeweils identischen Wärmeströmdichten und sonstigen Randbedingungen.

Es wird deutlich, dass keine signifikanten Unterschiede im Umlaufmassenstrom bestehen. Für alle Rohrgeometrien und für alle Druckbereiche sind die mittleren relativen Abweichungen (MRD = 2,1%) klein und ein Großteil der zugeordneten Werte liegt innerhalb des Bandes $\pm 20\%$, innerhalb dessen auch die Unsicherheit liegt (siehe Abschnitt 7.3.7). Es ist die Tendenz auszumachen, dass die konzentriertere Lösung im Mittel leicht erhöhte Umläufe erbringt, bei niedrigerem Betriebsdruck ist dies stärker ausgeprägt. Dieser experimentelle Befund bestätigt die oben angestellten Überlegungen. Es lässt sich festhalten, dass die Konzentration im untersuchten Bereich aber einen relativ geringen Einfluss auf die sich einstellenden Durchsätze ausübt.

7.3.6 Vergleich mit Wasser als Prozessfluid

Es wurden Versuchsreihen durchgeführt, bei denen als Prozessfluid Wasser anstelle von LiBr-Lösung verwendet wurde. Es sollte gezeigt werden, inwieweit sich das Umlaufverhalten bei ansonsten identischen Randbedingungen unterscheidet. Es wurden insgesamt 146 Versuchspunkte erfasst, bei denen hinsichtlich des Betriebsdrucks und der aufgeprägten Wärmestromdichte identische Prozessbedingungen bei den Versuchen mit Wasser und LiBr-Lösung vorlagen, siehe auch Tabelle 7.3. Das Ergebnis ist in Abb. 7.27 dargestellt, in der der jeweilige Umlaufmassenstrom der LiBr-Lösung $\dot{m}_{exp, LiBr}$ (bei $w_{LiBr}=55\%$) über dem entsprechenden Umlaufwert bei Betrieb mit Wasser \dot{m}_{exp, H_2O} aufgetragen ist.

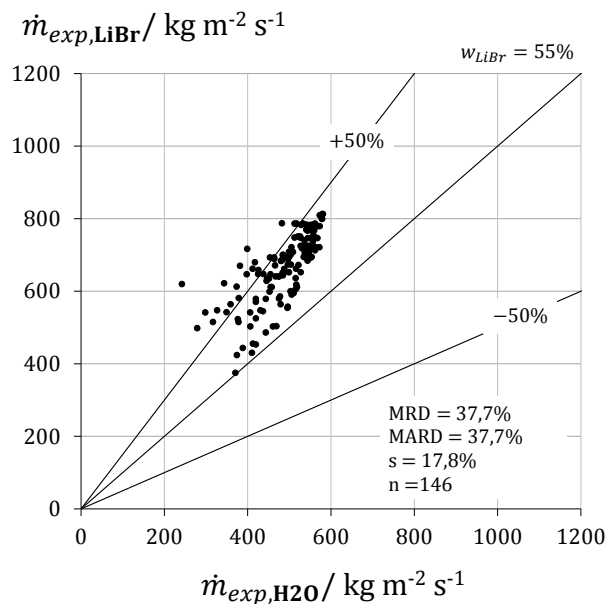


Abbildung 7.27

Experimentell ermittelte Massenstromdichten bei der Lösungskonzentration 55 Gew.-% $\dot{m}_{exp, LiBr}$ über den ermittelten Massenstromdichten bei der Verwendung von Wasser \dot{m}_{exp, H_2O} bei jeweils identischen Wärmestromdichten und sonstigen Randbedingungen.

Es ist zu erkennen, dass der LiBr-Massenstrom stets größer ist als der Wasser-Massenstrom. Im Mittel beträgt die Abweichung MRD = 37,7%. Die hauptsächliche Begründung liegt in den unterschiedlichen Dichten der beiden Flüssigkeiten. Die Dichte der LiBr-Lösung ist mit ca. 1550 kg m^{-3} um ca. 50 % höher als die des Wassers mit ca. 1000 kg m^{-3} , während die Dichte des Dampfes für beide Fluide annähernd gleich ist. Somit ist bei gleichem volumetrischem Dampfanteil im Siederohr die treibende Druckdifferenz - der Unterschied im Gewicht der Fallrohr- und Siederohrfluidsäule - bei LiBr-Lösung um ca. 30-40 % höher, was sich im resultierenden Umlaufmassenstrom ausdrückt. Diese theoretischen Zusammenhänge lassen sich im Experiment nachweisen.

7.3.7 Ergebnisvergleich Experiment-Modell

Die in den Experimenten ermittelten Massenstromdichten \dot{m}_{exp} werden nun herangezogen, um das thermofluiddynamische Modell des Naturumlaufs (siehe Abschnitt 6.1) zu überprüfen. Dieses wurde dann im *Prädiktions*-Modus betrieben, d.h. alle thermodynamischen Randbedingungen des Versuchs werden vorgegeben und das Modell berechnet die sich einstellende Massenstromdichte \dot{m}_{mod} (siehe Erläuterung zur Methodik im Abschnitt 6.1.2.1).

In Abbildung 7.28 ist das Ergebnis der Modellrechnungen für die Massenstromdichte gezeigt. Die berechneten Massenstromdichten \dot{m}_{mod} sind jeweils über den zugehörigen experimentell ermittelten Massenstromdichten \dot{m}_{exp} für alle durchgeführten Versuchsreihen ($n = 2022$ für LiBr, $n = 146$ für Wasser) aufgetragen.

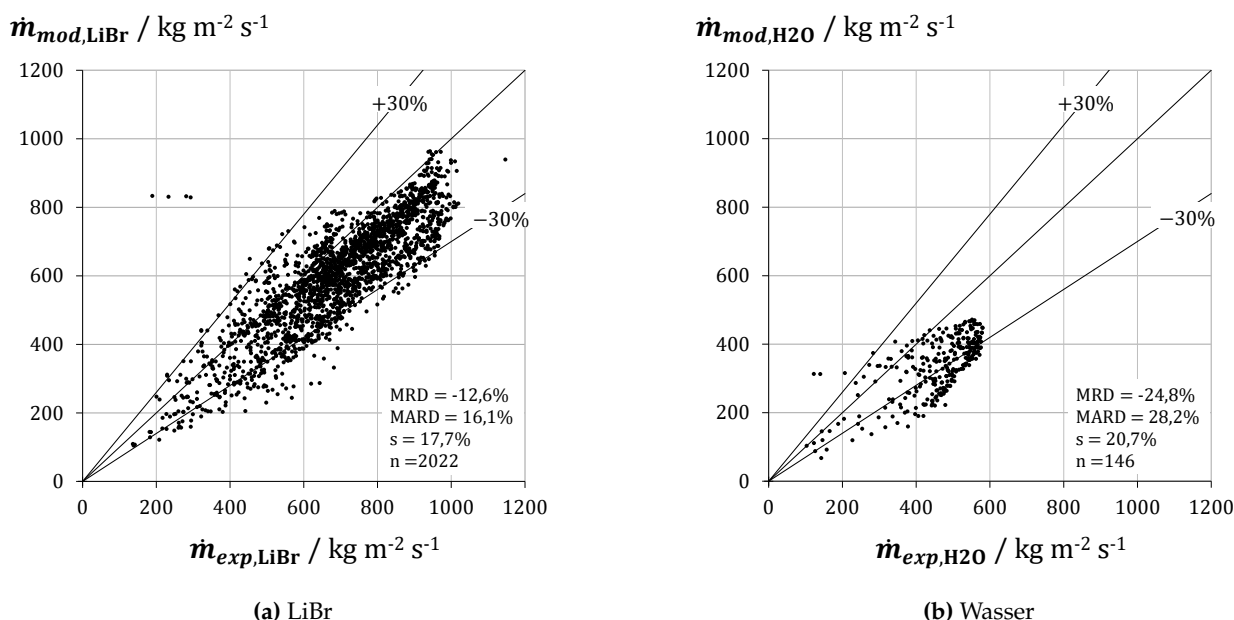


Abbildung 7.28

Vergleich der experimentell ermittelten Massenstromdichten \dot{m}_{exp} mit den mittels *Naturumlaufmodell* berechneten Massenstromdichten \dot{m}_{mod} für LiBr-Lösung (a) und Wasser (b).

Man erkennt, dass das Modell die Massenstromdichte tendenziell unterschätzt. Die berechneten Massenströme \dot{m}_{mod} für LiBr-Lösung liegen im Mittel um 12,6 % unter den experimentell ermittelten Werten \dot{m}_{exp} (MRD = -12,6 %). Die absolute mittlere Abweichung (MARD) beträgt 16,1 % und über 95 % der Werte befinden sich in einem Band von $\pm 30\%$. Für Wasser als Prozessfluid ergibt sich ein ähnliches Bild, das Modell unterschätzt den Massenstrom jedoch noch stärker (MRD = -24,8 %, Abb. 7.28b) als bei LiBr-Lösung.

Diese negativen Abweichungen treten unverändert fast durchgehend über alle Rohrgeometrien und Beheizungsstärken auf. Lediglich bei sinkendem Betriebsdruck wird die mittlere negative Abweichung des Modellergebnisses größer, d.h. der Massenstrom wird hier zunehmend stärker unterschätzt. In Tabelle 7.4 sind die Ergebnisse der Abweichungen gruppiert nach Rohrgeometrie und Betriebsdruck / Kondensationstemperatur dargestellt.

Tabelle 7.4

Tabellarischer Vergleich der experimentell ermittelten mit den mittels dem *Naturumlaufmodell* vorhergesagten Massenstromdichten. Dargestellt als relative Abweichungen MRD bzw. MARD.

Versuchsreihe	LiBr		H ₂ O	
	MRD	MARD	MRD	MARD
alle	-12,6 %	16,1 %	-24,8 %	28,2 %
Länge des Siederohrs l_{SR}				
0,48 m	-12,1 %	17,7 %	-12,0 %	17,6 %
0,69 m	-12,9 %	14,9 %	-27,4 %	30,4 %
Innendurchmesser d_i				
11 mm	-18,0 %	21,4 %	-27,4 %	30,4 %
17 mm	-6,7 %	11,6 %	-12,0 %	17,6 %
30 mm	-13,8 %	16,4 %	-	-
Kondensationstemperatur ϑ_K				
95 °C	-7,2 %	12,4 %	-	-
90 °C	-9,4 %	14,2 %	-21,5 %	21,8 %
85 °C	-8,2 %	16,4 %	-	-
80 °C	-15,5 %	16,4 %	-23,9 %	28,2 %
75 °C	-16,9 %	17,5 %	-	-
70 °C	-17,4 %	18,2 %	-25,5 %	28,6 %

Die Begründungen für die auftretenden Abweichungen zwischen Experiment und Modell sind:

1. Es besteht grundsätzlich eine Unsicherheit bei der Verwendung von empirischen Korrelationen. Hier sind v.a. die Berechnungsgleichungen für den Reibungsdruckabfall in Zweiphasenströmungen maßgeblich, da dieser den größten und damit entscheidenden Anteil am Gesamtdruckverlust im Naturumlauf hat (siehe Abschnitt 7.3.1). Beide empfohlenen Berechnungsgleichungen - Gl.4.27 [Friedel 1979]) und Gl.4.30 [Mueller-Steinhagen und Heck 1986] - führen zu einem fast identischen Gesamtergebnis. Beide Autoren haben bei der Entwicklung der Berechnungskorrelationen, die auf zahlreichen experimentellen Ergebnissen anderer Autoren fußen, jedoch festgestellt, dass eine zuverlässige Vorhersage des Reibungsdruckabfalls in Zweiphasenströmung mittels ihrer Korrelationen nur in einer Bandbreite von $\pm 30\%$ möglich ist. Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten spiegeln diese Unsicherheit wider. Zudem wurden die Berechnungsgleichungen bisher nicht mit wässriger LiBr-Lösung und nicht bei den hier vorliegenden geringen Betriebsdrücken validiert. Die Autoren beziehen sich auf experimentelle Daten von Wasser in Zweiphasenströmung, wobei der geringste Betriebsdruck bei ca. 60 kPa ($\vartheta_K = 85\text{ °C}$) lag. Bis hin zu dieser Grenze zeigen die hier gewonnenen Ergebnisse geringere maximale mittlere Abweichungen von -8,2 %, bei niedrigeren Drücken steigt die Abweichung (Tabelle 7.4).

2. Ein weiterer Einfluss auf die Abweichungen zwischen experimentellem und berechnetem Massenstrom besteht in der Unsicherheit der ermittelten Rohrrauheit. Diese beeinflusst maßgeblich den Widerstandsbeiwert λ in der Rohrströmung (s. Gl. 4.24 ff.), damit die Reibungsdruckverluste und letztlich die Umlaufcharakteristik. Alle in Abbildung 7.28 gezeigten Ergebnisse basieren auf der in

den Vorversuchen ermittelten Rauheit ($e = 0,01$, siehe Abschnitt 7.1.2). In Abbildung 7.29 ist anhand einer ausgewählten Versuchsreihe gezeigt, inwiefern sich die Wahl der (relativen) Rohrrauheit e auf den mittels Modell bestimmten Massendurchsatz \dot{m}_{mod} auswirkt.

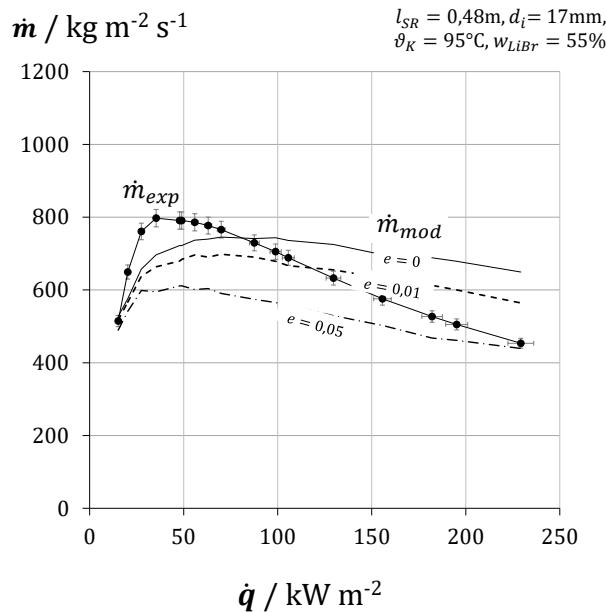


Abbildung 7.29

Einfluss der relativen Rohrrauheit e auf den vom Modell berechneten spezifischen Umlauf \dot{m}_{mod} im Vergleich zum experimentell ermittelten Umlauf \dot{m}_{exp} in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} . Exemplarische Darstellung für eine Versuchsreihe.

Man kann erkennen, dass die berechneten Massenströme mit steigender Rohrrauheit sinken. Die Tendenz, dass das Modell die Massenströme grundsätzlich unterschätzt, findet sich auch hier wieder. Lediglich bei hohen Wärmestromdichten überschätzt das Modell die experimentellen Werte. Die experimentell ermittelte Rauheit liefert im Mittel die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment.

Zudem illustriert diese Darstellung, dass das Modell den typischen Verlauf des Massenstromverhaltens in Abhängigkeit von der Heizleistung richtig abbildet. Das typische Maximum wird sichtbar, ist aber leicht zu höheren Wärmestromdichten hin verschoben. Der Abfall nach dem Maximum wird ebenfalls abgebildet, jedoch findet bei höheren Wärmestromdichten - Versuche mit erhöhten Dampfanteilen - eine generelle Überschätzung des Massenstroms statt. Der im Bereich der Massenstrommaxima der Modellrechnungen leicht unstete Verlauf der Graphen lässt sich punktuell damit erklären, dass hier das Konvergenzkriterium bei der Iteration des Massenstroms nicht in allen Rechnungen erreicht wird. Zusätzlich ist die Ergebnisunsicherheit im Massenstrom und Wärmestrom mithilfe der Fehlerbalken angezeigt. Diese beträgt für alle Versuche max. 5 % und liefert daher keine Erklärung der Abweichungen zwischen Modell und Experiment.

Es lässt sich zusammenfassend festhalten, dass das *Naturumlaufmodell* sowohl tendenziell als auch in quantitativer Hinsicht plausible und brauchbare Ergebnisse in der Vorhersage der erzielbaren Umlaufmassenströme liefert und das Modell damit grundsätzlich als validiert bezeichnet werden kann. Die Unsicherheit in der empirischen Berechnung der Zweiphasendruckverluste pflanzt sich unweigerlich in das Ergebnis der Modellrechnungen zum Massenstrom fort. Das Modell ist für die

hydraulische Dimensionierung von Hochtemperaturaustreibern verwendbar.

Vorgreifend auf die Untersuchungen zum Wärmeübergang im Naturumlauf lässt sich bereits sagen, dass der Massenstrom in nur sehr geringem Ausmaß bei kleinen Wärmestromdichten signifikanten Einfluss auf den Wärmeübergang im Siederohr ausübt. Damit ist die Kenntnis des Umlaufverhaltens in der gezeigten Unsicherheitsbreite - vor allem auch weil der Massenstrom grundsätzlich vom Modell unterschätzt wird - ausreichend. Eine Anpassung des Modells und der dort verwendeten empirischen Gleichungen für Druckverluste auf den Anwendungsfall LiBr-Naturumlauf-austreiber ist nicht erforderlich.

7.4 Wärmeübertragung im Naturumlauf

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Analyse der Wärmeübertragung in vertikalen Siederohren von Naturumlaufausstreibern. Der verwendete Teststand erlaubt in Kombination mit den zuvor beschriebenen Modellen (Kap. 6) eine höhenaufgelöste Ermittlung der Wärmeübergangskoeffizienten im Siederohr. Für alle Versuchsreihen stehen somit alle höhendiskreten Größen (Index [h]) zur Verfügung. Es wird hier analog zur Analyse des Umlaufverhaltens im vorherigen Abschnitt vorgegangen. Zunächst wird anhand konkreter Versuchsreihen eine generelle Analyse der Wärmeübertragung im Siederohr durchgeführt. Darauf folgend wird der Einfluss der variierten Betriebsparameter auf die Wärmeübertragung untersucht. Ferner werden die experimentellen Ergebnisse mit den erwarteten Werten nach Literatur verglichen sowie die Ergebnisunsicherheit ausführlich betrachtet.

7.4.1 Generelle Analyse der Wärmeübertragung

Anhand ausgewählter Versuchsreihen wird die generelle Charakteristik der Wärmeübertragung im Naturumlaufsiederrohr dargelegt. Zur Hinführung auf die in den folgenden Abschnitten verwendete Nomenklatur sowie zur Demonstration der Detailtiefe der gewonnenen experimentellen Ergebnisse sind in der folgenden Abbildung 7.30 die aus den Versuchsdaten ermittelten WÜK zweier ausgewählter Versuche in höhendiskreter Auflösung dargestellt. Vergleiche hierzu auch Abbildung 4.10a in Abschnitt 4.6.

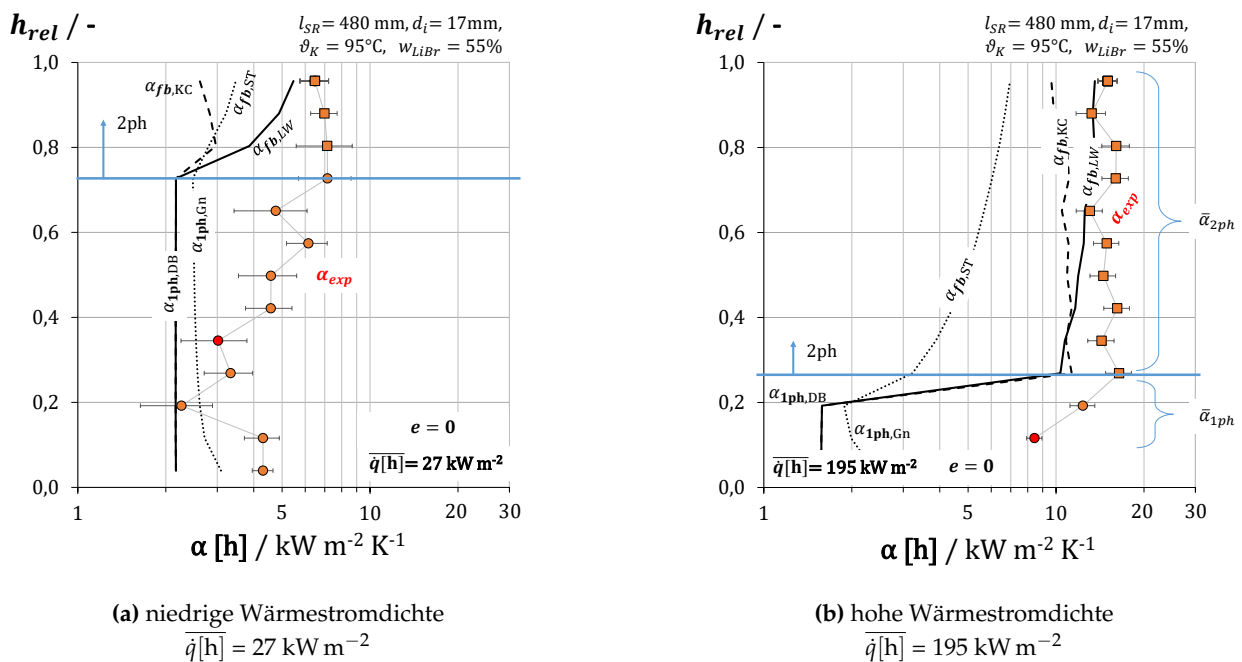


Abbildung 7.30

Höhenaufgelöste experimentell ermittelte WÜK $\alpha_{exp}[h]$ im Vergleich zu den berechneten WÜK für Strömungssieden (fb) nach Steiner und Taborek [1992] $\alpha_{fb,S\&T}$ (Gl. 4.73 ff.), Liu und Winterton [1991] $\alpha_{fb,L\&W}$ (Gl.4.82 ff.) sowie Kenning und Cooper [1989] $\alpha_{fb,K\&C}$ (Gl.4.85 ff.) und WÜK für konvektive Wärmeübertragung im 1ph-Bereich nach Gnielinski [2013a] $\alpha_{1ph,Gn}$ (Gl. 4.46 ff.) und Dittus und Boelter [1930] $\alpha_{1ph,DB}$ (Gl. 4.51 ff.) für niedrige (a) und hohe (b) höhengemittelte Wärmestromdichten $\bar{q}[h]$. Zusätzlich ist der Ort des Übergangs von ein- zu zweiphasigem Gebiet eingezeichnet (2ph). Die Achse für den WÜK ist logarithmisch skaliert.

Es sind zwei Versuche aus der Versuchsreihe eines Siederohres mit der Länge $l_{SR} = 480 \text{ mm}$, dem

Rohrinnendurchmesser $d_i = 17$ mm, der Kondensationstemperatur $\vartheta_K = 95$ °C und einer Lösungskonzentration $w_{LiBr} = 55$ % dargestellt. Unterscheidungsparameter ist die Beheizungsstärke, ausgedrückt hier über die höhengemittelte Wärmestromdichte $\overline{\dot{q}[h]}$. In der linken Abbildung 7.30a beträgt sie ca. 27 kW m^{-2} , in den rechten Abbildung 7.30b ist sie mit 195 kW m^{-2} rund um den Faktor 7 höher. Auf der Abszisse sind die lokalen, also höhendiskreten, WÜK $\alpha[h]$ aufgetragen, auf der Ordinate die entsprechende (relative) Höhe h_{rel} im Siederohr. In diesem untersuchten Siederohr sind, wie in allen anderen Siederohren der Länge 480 mm, in 12 Höhenebenen Rohrwandtemperaturmessstellen installiert. Folglich lassen sich 12 höhendiskrete WÜK angeben (bei den längeren Siederohren mit 692 mm Länge sind es 18 Höhenelemente). Neben den experimentell ermittelten WÜK sind zudem die durch die Modelle berechneten lokalen WÜK der Autoren Steiner & Taborek $\alpha_{fb,S\&T}$ (Gl. 4.73 ff.), Liu & Winterton $\alpha_{fb,L\&W}$ (Gl.4.82 ff.) sowie Kenning & Cooper $\alpha_{fb,K\&C}$ (Gl.4.85 ff.) dargestellt. Der leicht gezackte Verlauf sowohl bei den experimentell ermittelten WÜK als auch bei den mittels Literaturkorrelationen berechneten WÜK resultiert aus dem nicht gänzlich glatten Profil der gemessenen Rohrwandtemperaturen, mithilfe derer und der gemessenen Leistung auf die WÜK geschlossen wird (vgl. Modellbeschreibung Abschnitt 6.2)³. Das nicht gänzlich glatte Profil der Rohrwandtemperaturen ist mit der nicht perfekten Positionierung der Fühler im Rohrmantel zu erklären. Die Unsicherheit in der Positionierung ist in der Fehlerfortpflanzungsrechnung berücksichtigt. Die Unsicherheit (Fehlerbalken) in den experimentellen WÜK ist in den Diagrammen gezeigt. Sie können den gezackten Verlauf erklären. Die Unsicherheitswerte zwischen 5 und 30 % sprechen für eine gute Aussagekraft und hohe Ergebnishüte der Versuche. Eine detaillierte Analyse hierzu erfolgt im Abschnitt 7.4.9.

Es ist in den Diagrammen zudem kenntlich gemacht, an welcher Höhenposition die Zweiphasenströmung beginnt (2ph), wo also die lokale Fluidtemperatur der dem lokalen Druck entsprechenden Sättigungstemperatur gleicht. Unterhalb dieser Linie liegt unterkühltes Fluid vor. Zusätzlich ist in der rechten Abbildung dargestellt, wie die im Folgenden mehrfach verwendete Nomenklatur der höhengemittelten WÜK (z.B. $\bar{\alpha}_{1ph}$) zu verstehen ist. Das Siederohr wird in seine zwei Phasenbereiche - Abschnitt einphasig und Abschnitt zweiphasig - aufgeteilt und die WÜK werden entsprechend zugeordnet. Alle dem jeweiligen Phasenzustand zugeordneten WÜK werden mit der Länge ihrer Höhenelemente gewichtet und schließlich gemittelt. In weiter folgenden Darstellungen werden diese Mittelwerte wiederholt herangezogen, um die verschiedenen Einflüsse auf die WÜK zu illustrieren. Wenn im Folgenden von der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} gesprochen wird, so ist die über das gesamte Rohr oder den jeweiligen Phasenabschnitt höhengemittelte Wärmestromdichte $\overline{\dot{q}[h]}$ gemeint. Die in einem einzelnen Höhenelement auftretende Wärmestromdichte ist explizit als lokale Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$ gekennzeichnet.

Man kann bereits in diesen exemplarisch gezeigten Diagrammen erkennen, dass die WÜK durch die Wärmestromdichte beeinflusst werden. Eine höhere Wärmestromdichte hat tendenziell höhere WÜK zur Folge (niedrige Wärmestromdichte links, hohe Wärmestromdichte rechts). Daher wird im Folgenden - analog zu den Betrachtungen zum Naturumlaufverhalten - die Wärmestromdichte als Haupteinflussparameter verwendet und ausführlich diskutiert. Zudem lässt sich eine weitere Tendenz erkennen: Die experimentellen WÜK weichen von den Werten ab, die mithilfe der Korrelationen aus der Literatur berechnet wurden. Ein Vergleich zwischen Experiment und Modell erfolgt ausführlich in Abschnitt 7.4.10.

³Die Verläufe der WÜK im 1Ph-Gebiet sowie der Verlauf der WÜK bei Strömungssieden nach Steiner & Taborek $\alpha_{fb,S\&T}$ sind stetiger, glatter. Diese WÜK weisen keine direkte Abhängigkeit vom Wärmestrom auf, so dass die Unstetigkeiten in den experimentellen Leistungsdaten keinen sichtbaren Einfluss nehmen

Analog zum Vorgehen bei der Analyse des Umlaufverhaltens wird hier nun anhand einer ausgewählten Versuchsreihe der Einfluss der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergang aufgezeigt. Für den gewählten Versuch⁴ ist in Abb. 7.31 der Einfluss der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} auf die jeweiligen höhengemittelten experimentellen WÜK beider Phasenbereiche gezeigt. Man kann erkennen, dass die WÜK in beiden Phasenbereichen mit zunehmender Wärmestromdichte steigen. Dies ist für die WÜK im zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ durchaus zu erwarten, da mit zunehmender Wärmestromdichte der Dampfmassegehalt \bar{x} annähernd proportional steigt und damit auch der mittlere volumetrische Strömungsdampfanteil $\bar{\varepsilon}$ zunimmt, wie in Abbildung 7.32 gezeigt. Im Dampfanteil ist zusätzlich auch der Einfluss des Betriebsdrucks und der Temperatur über die Dampfdichte enthalten (vgl. Gl. 4.6). Da der Dampfgehalt bzw. -anteil - wie durch die Theorie vorhergesagt - maßgeblichen Einfluss auf den WÜK im Zweiphasengebiet nimmt (Strömungssieden, siehe z.B. Gl. 4.73 und 4.74) und auch ein direkter Einfluss der Wärmestromdichte auf den WÜK zu erwarten ist (Behälterblasensieden, siehe z.B. Gl. 4.62), ist die Tendenz des Verlaufs der zweiphasigen WÜK plausibel. Bei steigenden Heizleistungen oberhalb des typischen Massenstrommaximums nimmt der umgesetzte (spezifische) Umlaufmassenstrom \dot{m} ab, somit steigt der Dampfgehalt und dessen volumetrischer Anteil zusätzlich mit steigender Heizleistung. Dies wird verdeutlicht durch einen weiter unten im Rohr stattfindenden Übergang in das Zweiphasengebiet, ausgedrückt hier durch die sinkende relative Rohrhöhe des Beginns der Zweiphasenströmung $h_{rel,2ph,start}$. Dass die WÜK im Zweiphasengebiet größere Werte annehmen als die im Einphasengebiet, ist ebenfalls durchaus zu erwarten (vgl. z.B. Abbildung 4.9). Im hier gewählten Fall liegen sie um mindestens 50 % höher.

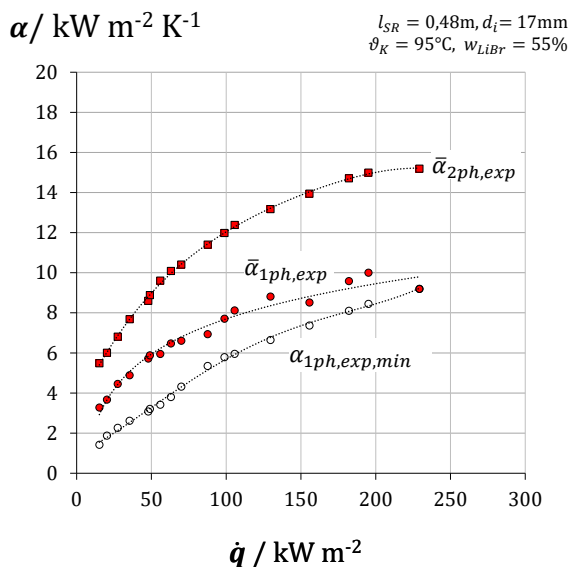


Abbildung 7.31

Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ sowie der jeweils höhenminimale WÜK im einphasigen Bereich $\alpha_{1ph,min}$ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} .

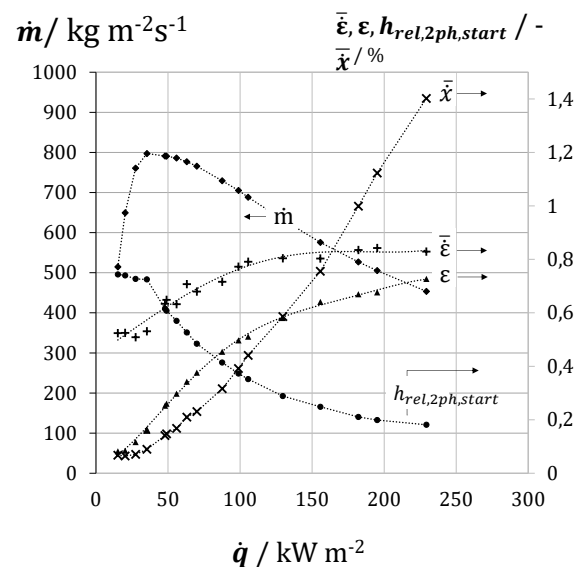


Abbildung 7.32

Massenstromdichte \dot{m} , relative Rohrhöhe des Beginns der 2-Phasenströmung $h_{rel,2ph,start}$ sowie mittlerer vol. Dampfanteil im Rohr $\bar{\varepsilon}$, mittlerer vol. Strömungsdampfanteil $\bar{\varepsilon}$ und mittlerer Strömungsdampfgehalt \bar{x} in Abhängigkeit von der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} .

Im einphasigen Bereich würde man zunächst nicht erwarten, dass die WÜK $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ bzw. $\alpha_{1ph,min}$ mit zunehmender Wärmestromdichte steigen. Detaillierte Erläuterungen folgen in den folgenden Abschnitten, in denen die beiden Phasenbereiche separat analysiert werden.

⁴Länge $l_{SR} = 480$ mm, $d_i = 17$ mm, $\theta_K = 95^\circ\text{C}$, $w_{LiBr} = 55\%$

Analyse des einphasigen Bereichs

Es wurde erwartet, dass die WÜK im einphasigen Bereich nicht direkt von der Wärmestromdichte sondern lediglich indirekt über den umgesetzten Massenstrom von ihr abhängen. Die Abhängigkeit des Umlaufmassenstroms von der Wärmestromdichte ist in Kapitel 7.3 aufgezeigt und in Abbildung 7.32 zusätzlich noch einmal illustriert. Der typische Verlauf zeigt mit zunehmendem Wärmestrom einen zunächst steigenden Ast, ein Massenstrommaximum und einen danach fallenden Umlaufmassenstrom. Im Bereich des steigenden Asts (hier zwischen $\dot{q} = \text{ca. } 20$ und 50 kW m^{-2}) zeigt sich ein - wie in der Theorie vorhergesagter - Anstieg des (einphasigen) WÜK. Dies ist zunächst plausibel, da ein höherer Massenstrom höhere Strömungsgeschwindigkeiten und damit höhere Reynolds-Zahlen nach sich zieht. Oberhalb dieser Wärmestromdichte (ca. 50 kW m^{-2}) sinkt der Umlauf und damit auch die von der Theorie vorhergesagten WÜK bei einphasiger Konvektion. Die experimentellen WÜK hingegen steigen weiter mit zunehmendem Wärmestrom. Diese Beobachtung lässt den Schluss zu, dass auch im einphasigen Bereich - also im Bereich der unterkühlten Flüssigkeit ohne Nettodampfentwicklung - eine Abhängigkeit des WÜK von der in das Fluid eingebrachten Wärmestromdichte besteht. Der Mechanismus des unterkühlten Strömungssiedens ist als Ursache anzunehmen.

Festzuhalten ist, dass die erzielbaren WÜK im einphasigen Bereich wesentlich höhere Werte annehmen als durch die Theorie der Einphasenströmung erwartet. Das Auftreten von unterkühltem Sieden und eine direkte Abhängigkeit des einphasigen WÜK vom Wärmestrom in diesem Bereich kann gezeigt werden. Das hat positiven Einfluss auf das Design von Siederohraustreibern: Der minimale WÜK im Rohr ist im konvektiv-einphasigen Bereich zu erwarten, damit ist dieser Ort (bei homogener axialer Heizbelastung) der Ort der resultierenden maximalen Rohrwandtemperatur, die bei der Auslegung das maßgebliche Kriterium für die zulässige Wärmestromdichte ist. Die maximale Rohrwandtemperatur (Hot-Spot) würde bei der Annahme rein einphasiger Wärmeübertragung bei steigender Heizleistung zunehmen, da mit steigender Heizleistung und entsprechend abnehmendem Massenstrom eine Abnahme des einphasigen WÜK zu erwarten wäre. Im Experiment ist dies allerdings nicht zu finden. Im Gegenteil: Ein erhöhter Wärmestrom führt zu zunehmenden WÜK im einphasigen Bereich und diese liegen deutlich über denen bei Annahme von reiner einphasiger Konvektion. Eine deutlich kompaktere Auslegung des Austreibers ist damit möglich. Dieser Befund gilt für alle untersuchten Rohr- und Versuchskonfigurationen.

Analyse des zweiphasigen Bereichs

Es wird der in Abbildung 7.31 gezeigte Verlauf der mit zunehmender Wärmestromdichte steigenden mittleren WÜK im zweiphasigen Bereich aufgegriffen. In Abbildung 7.33 ist der Verlauf der lokalen zweiphasigen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[\text{h}]$ über der jeweiligen lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[\text{h}]$ aufgetragen. Die Tendenz, die bereits bei Betrachtung der gemittelten WÜK erkennbar war, nämlich steigende WÜK bei steigendem Wärmestrom, ist auch in der lokalen Darstellung wiederzufinden. Allerdings ist zu erkennen, dass bei gleicher Wärmestromdichte unterschiedliche WÜK resultieren können. Als Hauptursache hierfür sind die unterschiedlichen lokalen Dampfgehalte $\dot{x}[\text{h}]$ anzuführen, die in der Abbildung farblich markiert und in 4 Wertebereiche unterteilt worden sind. Man erkennt, dass bei steigender Heizleistung steigende lokale Dampfgehalte auftreten. Dabei besteht allerdings keine explizite bzw. ausschließliche Abhängigkeit des lokalen Dampfgehalts vom lokalen

Wärmestrom, da - wie zu sehen - bei gleicher Wärmestromdichte unterschiedliche lokale Dampfgehalte auftreten können. Der lokale Dampfanteil ist vielmehr Resultat des sich einstellenden Umlaufmassenstroms, der bis zum lokalen Punkt zugeführten Leistung und der sich in Folge der Wärmezufuhr bis dorthin gebildeten Dampfmenge. Höhere Dampfgehalte führen dabei zu höheren WÜK, was sich bei Betrachtung von Abbildung 7.34 bestätigt. In dieser sind die lokalen Zweiphasen-WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ dem jeweiligen lokalen Dampfgehalt $\dot{x}[h]$ zugeordnet. Bei annähernd konstanten Wärmestromdichten und steigenden Dampfgehalten resultieren leicht höhere WÜK. Für drei exemplarische Wärmestromdichten sind die Werte des WÜK jeweils farbig gekennzeichnet und zur Orientierung der Tendenz Trendlinien hinzugefügt. Erneut ist deutlich der Einfluss der Wärmestromdichte selbst auf den WÜK zu erkennen.

Beide Einflussgrößen - Wärmestromdichte und Dampfgehalt - beeinflussen den WÜK im Zweiphasengebiet tendenziell so, wie es die Theorie - also die Berechnungskorrelationen aus der Literatur - qualitativ vorhersagen. Die quantitative Eignung der verfügbaren Berechnungskorrelationen wird in Abschnitt 7.4.10 geprüft, wo der Vergleich der experimentell ermittelten WÜK mit denen, die aus den verfügbaren Korrelationen aus der Literatur für das Zweiphasengebiet berechnet wurden, erfolgt.

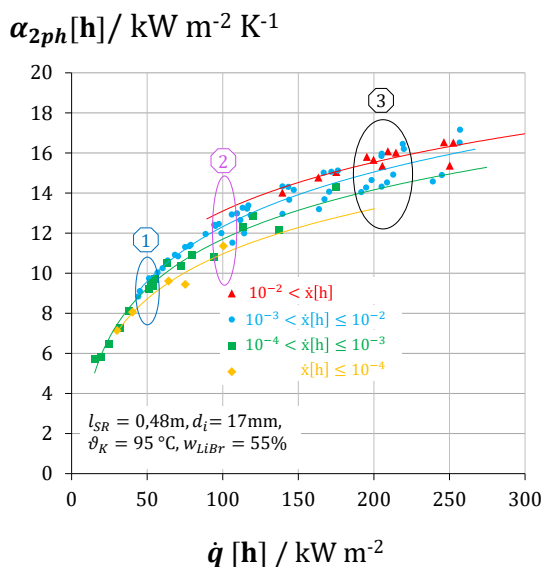


Abbildung 7.33

Lokale WÜK im zweiphasigen Bereich $\alpha_{2ph,exp}[h]$ über der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$. Farblich gekennzeichnet sind die verschiedenen Bereiche der aufgetretenen Strömungsdampfgehalte \dot{x} . Zusätzlich sind 3 Bereiche von Werten bei ähnlicher Wärmestromdichte markiert, die in nebenstehender Abbildung verwendet werden.

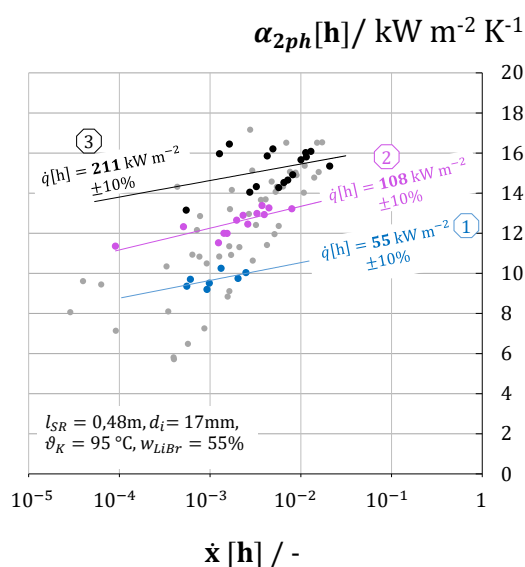


Abbildung 7.34

Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ vom lokalen Strömungsdampfgehalt $\dot{x}[h]$. Zusätzlich sind die drei Bereiche annähernd konstanter lokaler Wärmestromdichten gekennzeichnet.

Fazit nach der generellen Analyse der Wärmeübertragung

Anhand der ausgewählten Versuchsreihe können die wichtigsten Tendenzen bei der Wärmeübertragung im Siederohr abgeleitet werden. Die grundlegende Systematik ist bei allen Versuchsreihen- und -rohren dieselbe.

In erster Linie fällt auf, dass in den Rohrabschnitten mit einphasigem, lokal unterkühltem Fluid eine direkte Abhängigkeit des WÜK von der Wärmestromdichte herrscht. Dies hat zur Folge, dass die erzielbaren WÜK - gerade bei erhöhten Wärmestromdichten - weit höher liegen als bei der Annahme eines rein konvektiven einphasigen Wärmeübergangs. Das unterkühlte Strömungssieden ermöglicht diese stark verbesserten WÜK in diesem Bereich. Eine direkte Abhängigkeit des WÜK vom umgesetzten Massenstrom, wie bei rein konvektiver Wärmeübertragung zu erwarten, ist damit nicht gegeben.

Zudem konnte gezeigt werden, dass die (lokale) Wärmestromdichte einen direkten Einfluss auf den (lokalen) WÜK im zweiphasigen Bereich ausübt. Dies deutet darauf hin, dass hier der Mechanismus des Blasensiedens bei Strömung greift. Zusätzlich wird der WÜK durch konvektives Sieden positiv beeinflusst, wobei der Einfluss der Wärmestromdichte dominant gegenüber dem des Dampfgehalts (und der resultierenden Dampfgeschwindigkeiten) ist. Auch im zweiphasigen Bereich ist keine direkte Abhängigkeit vom umgesetzten Naturumlaufmassenstrom zu erkennen.

Quantitative Unterschiede im WÜK, die die Folge unterschiedlicher thermodynamischer und geometrischer Randbedingungen sind, werden in den folgenden Abschnitten beleuchtet.

7.4.2 Einfluss der Rohrlänge

Analog zur Analysesystematik für das Umlaufverhalten wird im Folgenden der Einfluss der Siederohrlänge auf den erzielbaren WÜK untersucht. Wiederum sind für die beiden Rohrlängen $l_{SR} = 0,48 \text{ m}$ und $0,69 \text{ m}$ die gleichen Versuchsrandbedingungen wie bereits zuvor gewählt⁵. Während mit dem längeren Siederrohr bei gleichen Bedingungen grundsätzlich höhere Umlaufmassenströme erzielbar sind (vgl. Abbildung 7.17), hat die Rohrlänge keinen signifikanten Einfluss auf die WÜK, wie in Abbildung 7.35 zu erkennen. Die höhengemittelten WÜK im ein- und auch im zwei-phasigen Bereich unterscheiden sich kaum. Dies ist auf die bereits oben diskutierten Mechanismen zurückzuführen: Der Wärmeübergang ist nur schwach direkt vom Umlaufmassenstrom abhängig, die stärkeren Einflussfaktoren lokale Wärmestromdichten und lokale Dampfgehalte sind für beide Rohre nahezu identisch. Dies wird mit Blick auf Abbildung 7.36 deutlich, wo der volumetrische Dampfanteil im Rohr $\bar{\epsilon}$ und die relative Höhe des Starts des Zweiphasengebiets $h_{rel,2ph,start}$ über der Wärmestromdichte aufgetragen sind.

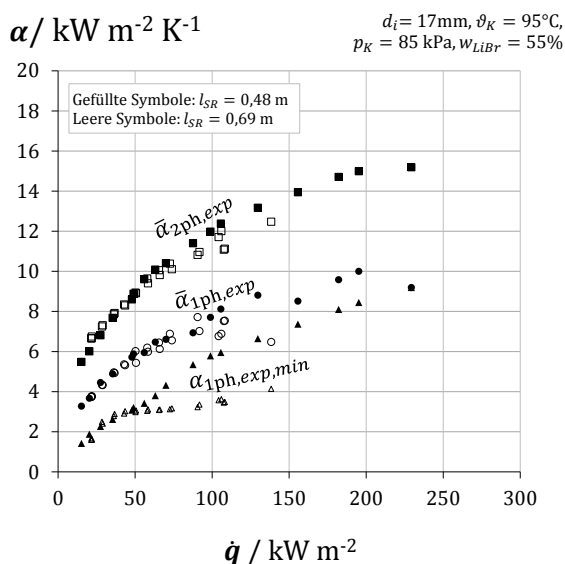


Abbildung 7.35

Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und den zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ sowie minimaler lokaler einphasiger WÜK $\alpha_{1ph,exp,min}$ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} für die beiden Siederohrlängen $l_{SR} = 0,48 \text{ m}$ (gefüllte Symbole) und $0,69 \text{ m}$ (leere Symbole) bei ansonsten identischen Randbedingungen.

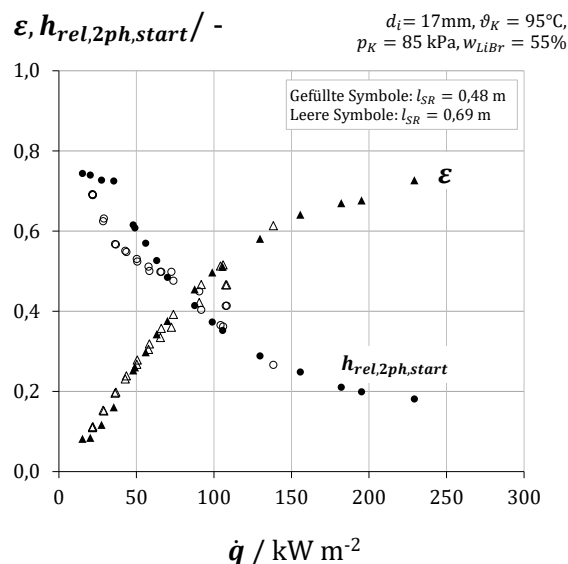


Abbildung 7.36

Relative Rohrhöhe des Beginns der 2-Phasenströmung $h_{rel,2ph,start}$ sowie volumetrischer Dampfanteil im Rohr ϵ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} für die unterschiedlichen Siederohrlängen l_{SR} bei ansonsten identischen Randbedingungen.

Diese Tendenz ist auch bei allen anderen Versuchsrandbedingungen (unterschiedliche Innendurchmesser, Drucklage, usw.) zu finden, wobei die absoluten Werte des WÜK entsprechend anders sind. Die Wahl der Rohrlänge ist hinsichtlich der erzielbaren WÜK also von untergeordneter Bedeutung.

⁵ $d_i = 17 \text{ mm}$, $\vartheta_K = 95^\circ\text{C}$, $w_{LiBr} = 55\%$

7.4.3 Einfluss des Rohrrinnendurchmessers

Der Innendurchmesser der Siederohre hat einen deutlichen Einfluss auf den auftretenden Umlaufmassenstrom, wobei größere Innendurchmesser höhere Durchsätze ermöglichen (siehe Abschnitt 7.3.3). Dementsprechend könnte man einen ähnlichen Einfluss des Innendurchmessers auf die WÜK erwarten. Allerdings, und dies wurde bereits in den vorherigen Abschnitten deutlich, übt der umgesetzte Umlaufmassenstrom einen vernachlässigbaren Einfluss auf die WÜK aus. In Abbildung 7.37 sind für beide Phasenbereiche die höhengemittelten WÜK für unterschiedliche Innendurchmesser gegenübergestellt. Die folgende Methodik wird angewendet: Die experimentell ermittelten WÜK für die beiden größeren Innendurchmesser $d_i = 17$ und 30 mm ($\bar{\alpha}_{exp,d_i=17\&30mm}$) sind jeweils über den experimentell ermittelten WÜK beim kleinsten Innendurchmesser $d_i = 11$ mm aufgetragen. Dabei werden WÜK bei jeweils identischen mittleren Wärmestromdichten sowie identischen Prozessrandbedingungen (Rohrlänge, Druck und Lösungskonzentration) verglichen. Hierdurch wird eine Vergleichbarkeit der WÜK bei den unterschiedlichen Innendurchmessern möglich.

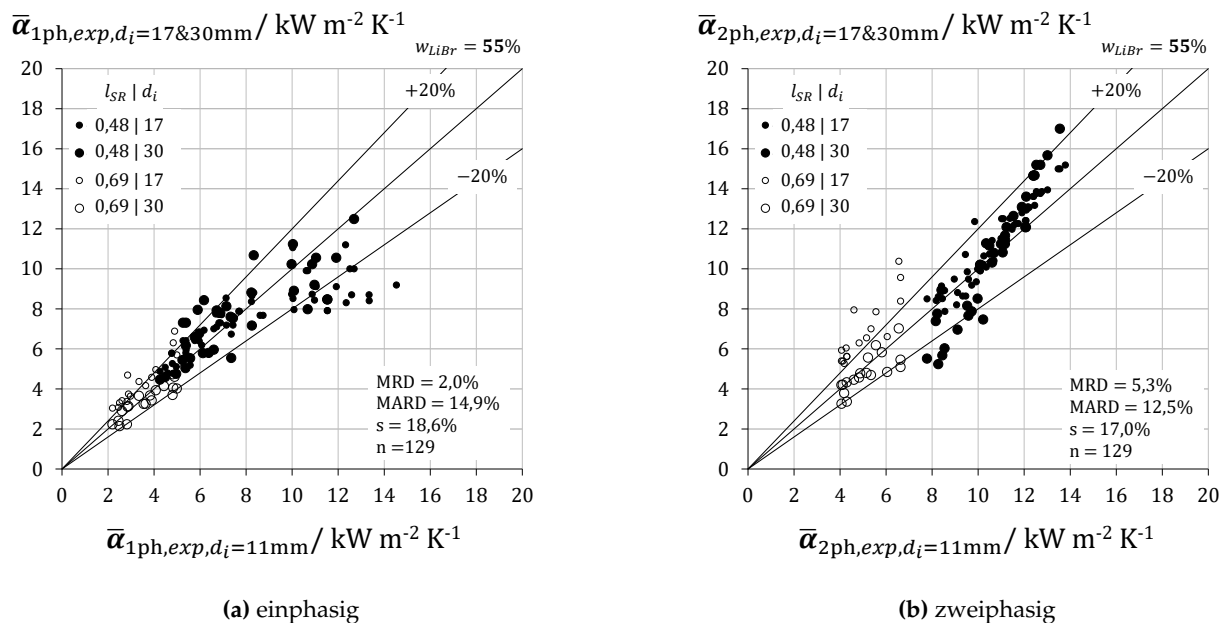


Abbildung 7.37

Experimentell ermittelte höhengemittelte WÜK der Siederohrinnendurchmesser $d_i = 17$ und 30 mm ($\bar{\alpha}_{exp,d_i=17\&30mm}$) über den höhengemittelten WÜK beim Innendurchmesser $d_i = 11$ mm ($\bar{\alpha}_{exp,d_i=11mm}$) bei jeweils identischen Wärmestromdichten und Prozessrandbedingungen im einphasigen (a) und zweiphasigen Bereich (b).

Sowohl im einphasigen (Abb. 7.37a) als auch im zweiphasigen Bereich (Abb. 7.37b) unterscheiden sich die WÜK der unterschiedlichen Rohrrinnendurchmesser nicht signifikant. Der Großteil der WÜK liegt im Bereich von $\pm 20\%$. Die mittleren relativen Abweichungen, die die Abweichungen der WÜK der größeren Innendurchmesser zum kleinsten Innendurchmesser beschreiben, belaufen sich auf lediglich $MRD = 2,0\%$ für die einphasigen WÜK und $5,3\%$ für die zweiphasigen WÜK. Jedoch ist dies nur eine globale Tendenz, es treten durchaus auch WÜK auf, die beim kleinsten Innendurchmesser höher sind als bei den größeren Durchmessern. In der hier gewählten Vergleichsmethode können nicht alle experimentell ermittelten WÜK gegenübergestellt werden, da nicht für alle Rohrkonfigurationen durchgehend identische Wärmestromdichten umsetzbar waren. Auf die Rohre mit dem größten Innendurchmesser (30 mm) konnten max. 200 kW m^{-2} aufgeprägt werden,

da die maximale absolute Heizleistung der Heizschellen auf 10 kW begrenzt war. Auf die Rohre kleineren Innendurchmessers konnten entsprechend höhere spez. Heizleistungen appliziert werden (bis 320 kW m^{-2}).

Es ist zudem erneut festzustellen, dass der WÜK nicht oder nur sehr schwach durch den umgesetzten Massenstrom beeinflusst wird. Die Wärmestromdichte bestimmt maßgeblich den erzielbaren WÜK, zusätzlich auch indirekt über den höheren Dampfanteil bei steigender Heizleistung. Tendenziell liegen bei den größeren Innendurchmessern niedrigere (lokale) Dampfanteile vor als bei kleineren Innendurchmessern (siehe Abb. 7.21). Trotzdem sind keine erhöhten WÜK bei den kleineren Innendurchmessern zu beobachten. Dies lässt erneut den Schluss zu, dass die Wärmestromdichte den maßgeblichen Einfluss auf den Betrag der erzielbaren WÜK darstellt und dies sowohl im ein- als auch im zweiphasigen Bereich.

Es lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die Wahl des Innendurchmessers des Siederohrs keinen signifikanten Einfluss auf die erzielbaren WÜK hat.

7.4.4 Einfluss des Betriebsdrucks

Die Analyse des Naturumlaufverhaltens in Abschnitt 7.3.4 hat gezeigt, dass der Betriebsdruck p_K bzw. die korrespondierende Kondensationstemperatur ϑ_K Einfluss auf den Umlaufmassenstrom nimmt. Höhere Betriebsdrücke ermöglichen höhere Umlaufmassenströme bei ansonsten identischen Randbedingungen. Ein ähnliches Bild ergibt sich nun bei der Betrachtung der Wärmeübergänge bei Variation des Betriebsdrucks. Wie bei der Analyse des Umlaufes werden auch hier zur exemplarischen Darstellung dieselben Versuchsreihen gewählt⁶. In Abbildung 7.38 sind die höhengemittelten WÜK für beide Phasenbereiche und für die beiden extremen Betriebsdrücke bzw. Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 70\text{ °C}$ und 95 °C über der Wärmestromdichte aufgetragen. Es wird deutlich, dass für beide Phasenbereiche eine deutliche Abhängigkeit der WÜK vom Betriebsdruck besteht und zwar derart, dass höhere Betriebsdrücke höhere WÜK hervorbringen. Im Folgenden werden beide Phasenbereiche erneut separat analysiert.

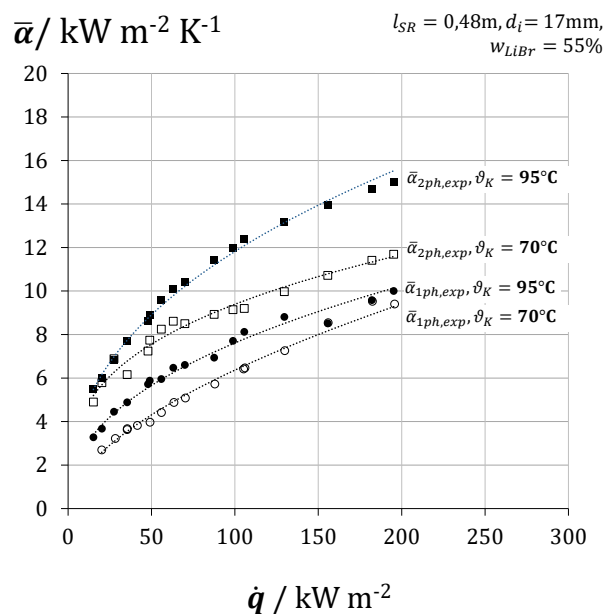


Abbildung 7.38

Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und den zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ für die beiden extremen Betriebsdrücke p_K bzw. Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 70$ und 95 °C über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} bei ansonsten identischen Randbedingungen.

Analyse des einphasigen Bereichs

Die WÜK im einphasigen Bereich für die verschiedenen Betriebsdrücke zeigen erneut die Tendenz, die bereits in der allgemeinen Analyse des Wärmeübergangs sichtbar wurde. Die höhengemittelten - und auch lokalen - WÜK im einphasigen Bereich weisen eine starke Abhängigkeit von der aufgeprägten Wärmestromdichte auf und sind nicht signifikant vom Massenstrom beeinflusst. In Abbildung 7.39a wird dies erneut sichtbar, in der die experimentell ermittelten höhengemittelten WÜK im einphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ für die verschiedenen Kondensationstemperaturen ϑ_K (70 bis 95 °C) über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} aufgetragen sind. Höhere Wärmestromdichten haben also höhere WÜK zur Folge, was wiederum auf das Einsetzen von unterkühltem Strömungs-

⁶Länge $l_{SR} = 480\text{ mm}$, $d_i = 17\text{ mm}$, $w_{LiBr} = 55\%$

sieden zurückzuführen ist. Allerdings nehmen die WÜK mit sinkendem Betriebsdruck sukzessive ab. Die Erklärung ist hier im Mechanismus des Blasensiedens zu finden, bei dem eine explizite Druckabhängigkeit vorhergesagt wird. Die erforderliche Mindestübertemperatur zwischen Wand und Fluid für das Einsetzen von unterkühltem Strömungssieden (z.B. Gl. 4.87) wird umso größer, je niedriger der Absolutdruck ist. Damit wird bei konstanter Wärmestromdichte der resultierende WÜK kleiner. Die Tendenz deckt sich mit der grundsätzlichen Aussage für Behältersieden bei Wasser, wo ein erhöhter Druck zu erhöhten WÜK führt. Für wässrige LiBr-Lösung sind in der Literatur widersprüchliche Aussagen zu finden; sowohl positive als auch negative Abhängigkeiten des WÜK vom Betriebsdruck werden (beim Behältersieden) berichtet (siehe Abschnitt 4.5.4). Für das Strömungssieden bzw. für das unterkühlte Strömungssieden wässriger LiBr-Lösung sind keine Untersuchungen bekannt. Der hier ermittelte Zusammenhang lässt sich aber mit den grundlegenden Erkenntnissen zum Verhalten des Siedens bei veränderlichem Druck erklären.

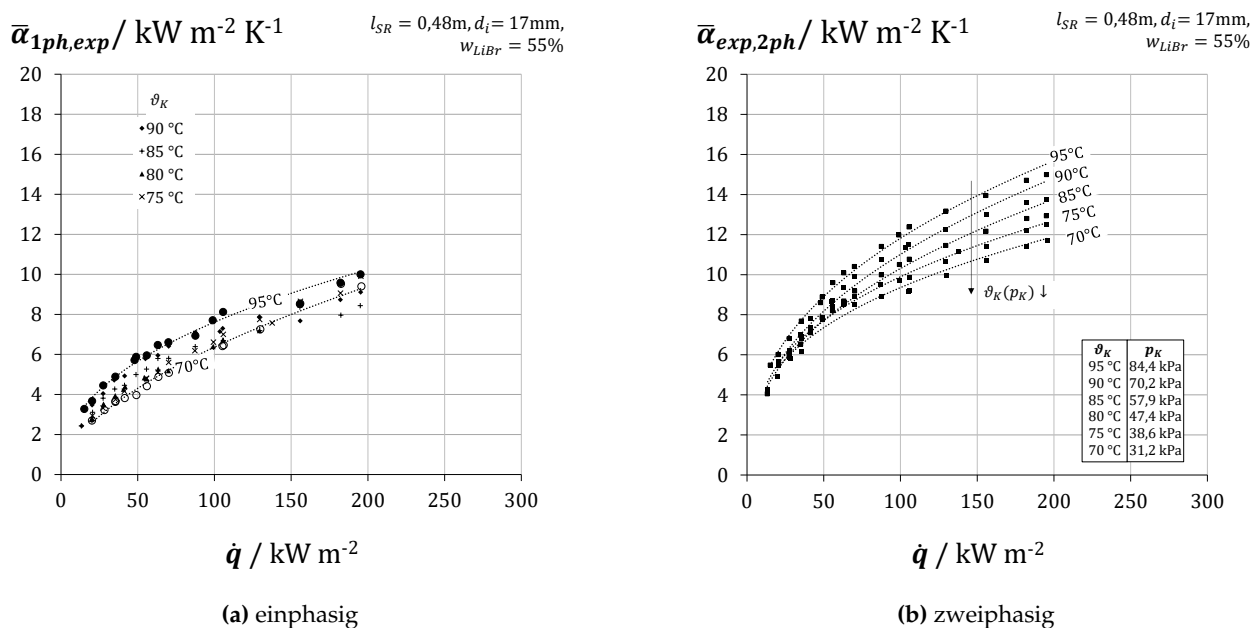


Abbildung 7.39

Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen (a) und zweiphasigen (b) Bereich $\bar{\alpha}_{exp}$ für die verschiedenen Betriebsdrücke p_K bzw. Kondensationstemperaturen ϑ_K über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} bei ansonsten identischen Randbedingungen.

Ein kleinerer Druck führt - bei ansonsten gleichen Randbedingungen - zu einer niedrigeren Sättigungstemperatur der Lösung und damit zu veränderten Stoffeigenschaften wie Viskosität, Dichte, usw. Diese beeinflussen dann den Wärmeübergang sowohl bei der reinen Konvektion (über die Re- und Pr-Zahl) und auch im Bereich des unterkühlten Siedens (über Sättigungstemperatur und Dampfparameter). Die bei geringeren Drücken niedrigere Massenstromdichte übt ebenfalls einen - wenn auch kleinen - Einfluss auf die WÜK im einphasigen Bereich aus.

Analyse des zweiphasigen Bereichs

Im zweiphasigen Bereich lässt sich die gleiche Beobachtung machen: In Abbildung 7.39b sind die experimentell ermittelten höhengemittelten WÜK im zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ für die gleiche Versuchsreihe bei allen untersuchten Druck- bzw. Kondensationstemperaturbereichen über der middle-

ren Wärmestromdichte aufgetragen. Mit sinkendem Druck nehmen die WÜK ab. Die Tendenz, dass die WÜK mit steigender Wärmestromdichte zunehmen, ist wiederum für alle untersuchten Druckbereiche zu beobachten.

Um die Haupteinflussfaktoren auf den Wärmeübergang im zweiphasigen Bereich - die Wärmestromdichte und der Strömungsdampfgehalt - detaillierter analysieren zu können, wird im Folgenden erneut die Analysemethode der lokalen WÜK herangezogen. In Abbildung 7.40 sind die experimentell ermittelten lokalen WÜK im zweiphasigen Bereich $\alpha_{2ph,exp}[h]$ für die beiden extremen Drucklagen (95 °C und 70 °C) über der jeweiligen lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$ aufgetragen. Die Tendenz gleicht der bei den höhengemittelten WÜK in Abb. 7.39b. Die WÜK nehmen mit steigender Heizleistung zu, beim niedrigeren Druck treten stets niedrigere WÜK auf. Erneut lässt sich feststellen, dass bei gleichen Wärmestromdichten und konstantem Globaldruck unterschiedliche WÜK resultieren können. Erneut ist der unterschiedliche lokale Dampfgehalt \dot{x} als Ursache zu finden, wie in Abb. 7.41 dargestellt.

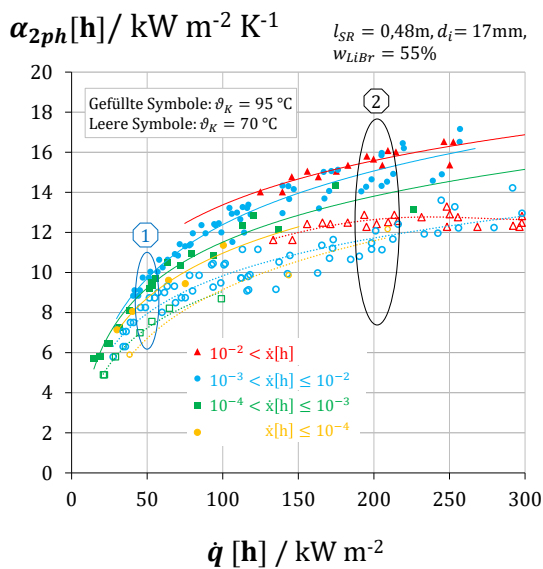


Abbildung 7.40

Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ für die beiden extremen Kondensationstemperaturen $\theta_K = 70$ und 95 °C von der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$. Farblich gekennzeichnet sind die verschiedenen Bereiche der Strömungsdampfgehalte \dot{x} . Zusätzlich sind 2 Bereiche von Werten bei ähnlicher Wärmestromdichte markiert, die in nebenstehender Abb. verwendet werden.

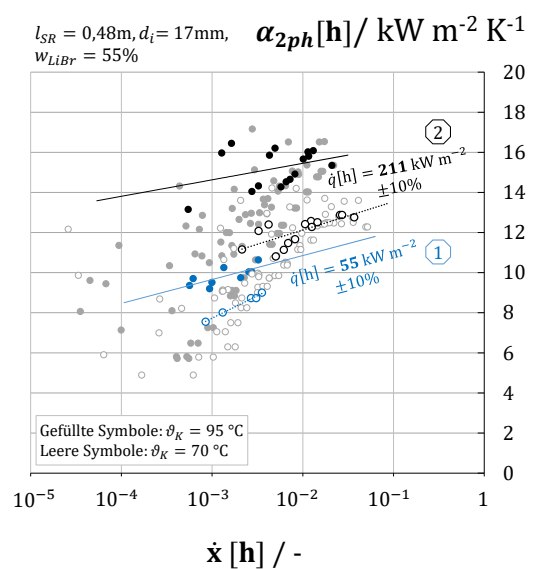


Abbildung 7.41

Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ vom lokalen Strömungsdampfgehalt $\dot{x}[h]$ für die beiden extremen Kondensationstemperaturen $\theta_K = 70$ und 95 °C. Zusätzlich sind die zwei Bereiche annähernd konstanter lokaler Wärmestromdichten gekennzeichnet.

Es zeigt sich bei Betrachtung von Abb. 7.41, dass sämtliche WÜK beim höheren Druck größer sind als die beim niedrigen Druck (bei gleicher oder ähnlicher Wärmestromdichte). Es gilt erneut, dass die Wärmestromdichte den WÜK am stärksten beeinflusst, wobei auch der durchgehend positive Einfluss des Dampfanteils auf den WÜK erneut zu beobachten ist. Die bei niedrigerem Druck niedrigeren WÜK lassen sich vor allem dadurch erklären, dass der Mechanismus des Blasensiedens bei Strömung (nbf) dominant ist. Beim Blasensieden ist der WÜK von sowohl der Wärmestromdichte als auch explizit vom Druck positiv abhängig - wie schon zuvor dargestellt. Beim niedrigeren Druck ist allerdings die Dampfdrucke niedriger, sodass die gleiche Dampfmasse einen höheren Volumenanteil einnimmt und damit konvektionsverbessernde Mechanismen in der Zweiphasenströmung

(konvektives Sieden) und höhere lokale Strömungsgeschwindigkeiten der flüssigen Phase auftreten können. Die Unterschiede im volumetrischen Dampfanteil sind aber relativ gering (vgl. Abb. 4.7 und Gl. 4.14), so dass sie keinen sichtbaren Einfluss auf den WÜK nehmen.

Fazit zum Druckeinfluss

Die anhand der ausgewählten Versuchsreihe aufgezeigten Abhängigkeiten der WÜK vom Betriebsdruck lassen sich in der Tendenz auch bei allen anderen Versuchsreihen finden. Auch bei variiertem Rohrgeometrie (Länge, Innendurchmesser) sowie bei unterschiedlicher Lösungskonzentration lässt sich die Druckabhängigkeit in gleicher Weise feststellen. Höhere Drücke führen stets zu höheren WÜK bei ansonsten konstanten Randbedingungen - und dies wiederum sowohl für den einphasigen als auch den zweiphasigen Bereich. Dieses Ergebnis wird in Abbildung 7.42 veranschaulicht und quantifiziert. Es sind die experimentell höhengemittelten WÜK beim höchsten untersuchten Betriebsdruck $\vartheta_K = 95^\circ\text{C}$ über denen beim niedrigsten Betriebsdruck $\vartheta_K = 70^\circ\text{C}$ aufgetragen. Im linken Diagramm (Abb. 7.42a) ist das Ergebnis für den einphasigen Wärmeübergang und im rechten (Abb. 7.42b) für den zweiphasigen Wärmeübergang gezeigt. Die jeweils verglichenen Werte wurden bei identischen eingestellten Randbedingungen ermittelt (gleiche Heizleistung, gleiche Rohrgeometrie, gleiche Lösungskonzentration), einziger Unterscheidungsparameter ist der eingestellte Betriebsdruck (und die aus dem Naturumlauf resultierenden Parameter wie Massenstrom, Dampfgehalte, usw.).

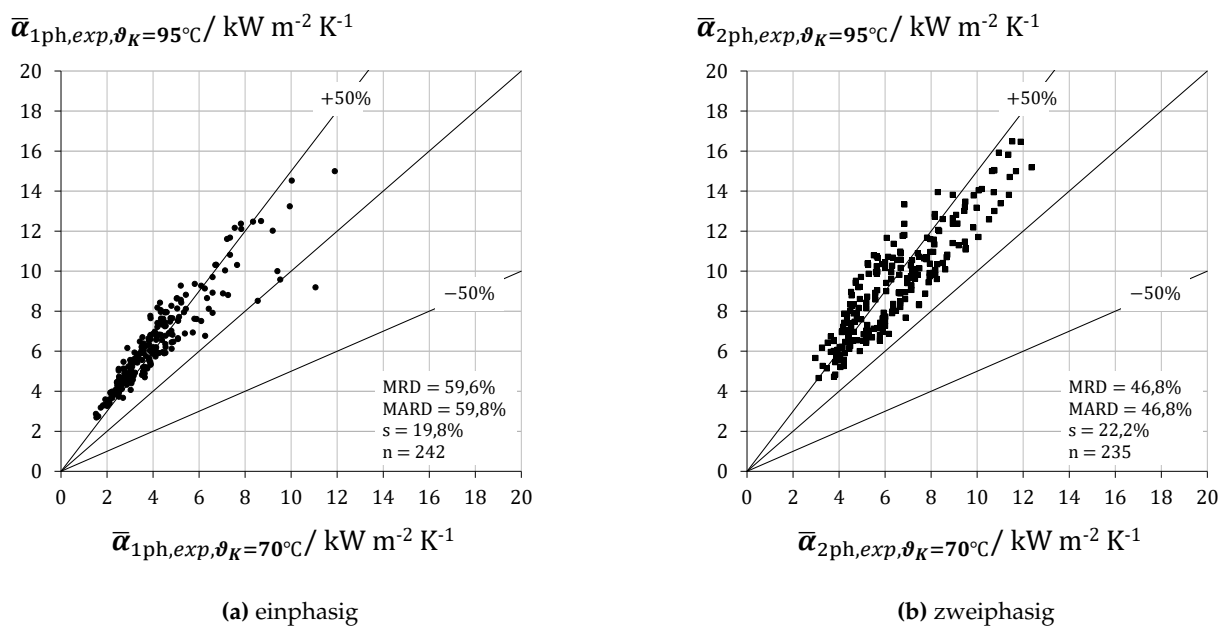


Abbildung 7.42

Experimentell ermittelte höhengemittelte WÜK beim höchsten Betriebsdruck $\bar{\alpha}_{exp,\vartheta_K=95^\circ\text{C}}$ über den höhengemittelten WÜK beim niedrigsten Betriebsdruck $\bar{\alpha}_{exp,\vartheta_K=70^\circ\text{C}}$ bei jeweils identischen Wärmestromdichten und Prozessrandbedingungen im einphasigen (a) und zweiphasigen Bereich (b).

Es wird deutlich, dass die WÜK beim höchsten Druck um ca. 50 % höher gegenüber denen beim niedrigsten Druck liegen. Im einphasigen Bereich beträgt die mittlere relative Abweichung (WÜK beim hohen Druck bezogen auf den beim niedrigsten Druck) MRD = 59,6%, im zweiphasigen Bereich 46,8%. Dies ist als signifikanter Einfluss des (globalen) Drucks auf die erzielbaren WÜK zu

werten und entspricht der für das Blasensieden erwarteten Abhängigkeit. Vor allem im einphasigen Bereich ist für rein konvektive Wärmeübertragung kein signifikanter Druckeinfluss zu erwarten, so dass man erneut auf das Auftreten von unterkühltem Strömungssieden schließen kann.

7.4.5 Einfluss der Lösungskonzentration

Es konnte bei der Analyse des Umlaufverhaltens gezeigt werden, dass die Lösungskonzentration nur eine relativ unbedeutende Auswirkung auf den Umlaufmassenstrom hat. Bei Betrachtung der Wärmeübergänge zeigt sich ein leicht anderes Bild, wie in Abbildung 7.43 dargestellt. Für beide Phasenbereiche (linke Abb. 7.43a einphasig, rechte Abb. 7.43b zweiphasig) sind jeweils die höhen-gemittelten WÜK der höchsten Konzentration $\bar{\alpha}_{w_{LiBr}=63\%}$ über denen bei der niedrigsten $\bar{\alpha}_{w_{LiBr}=55\%}$ aufgetragen. Wiederum waren für alle Wertepaare alle Betriebsbedingungen identisch.

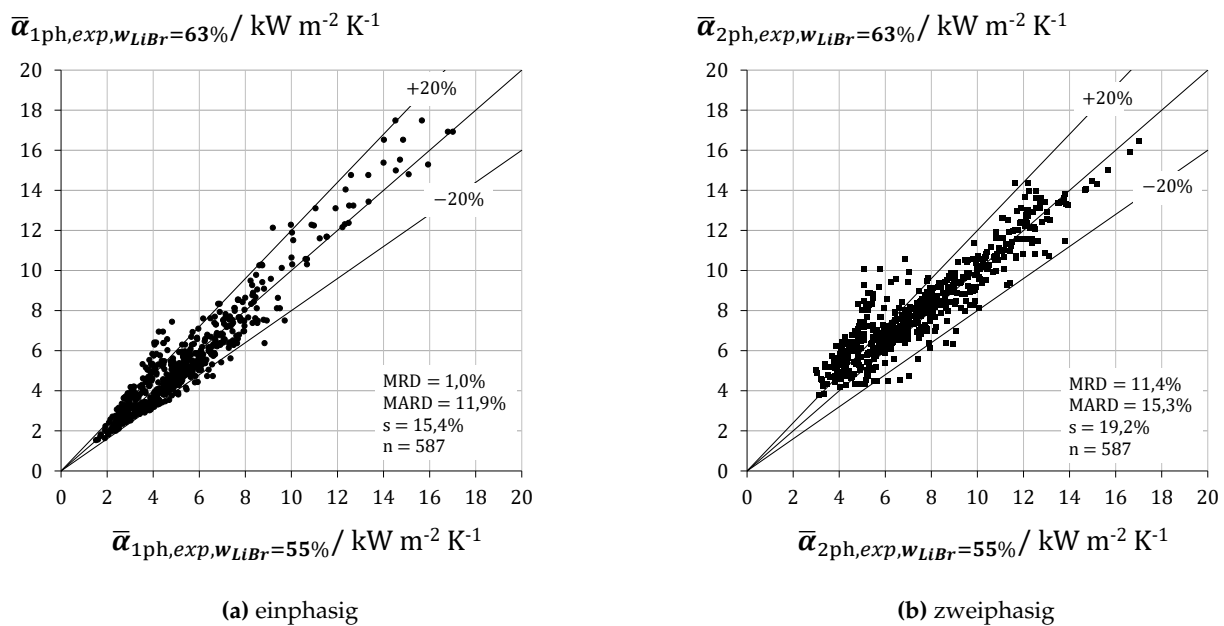


Abbildung 7.43

Experimentell ermittelte höhen-gemittelte WÜK bei der Lösungskonzentration 63 % $\bar{\alpha}_{w_{LiBr}=63\%}$ über den WÜK bei der Konzentration von 55 % $\bar{\alpha}_{w_{LiBr}=55\%}$ bei jeweils identischen Wärmestromdichten im 1Ph- (a) und 2Ph- Bereich (b).

Bei niedrigeren WÜK bis ca. $5 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ ist zu beobachten, dass sowohl im einphasigen als auch zweiphasigen Bereich bei erhöhter Konzentration höhere WÜK resultieren. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei erhöhter Konzentration - und gleichem Betriebsdruck - höhere Lösungstemperaturen vorherrschen, die die Viskosität erniedrigen. Daraus resultieren höhere Re-Zahlen in der flüssigen Phase, der WÜK wird dadurch erhöht. Bei den niedrigeren WÜK herrschen generell niedrigere Wärmestromdichten und hier ist der konvektive Anteil dominanter als der blasensiedende Anteil. Mit zunehmendem WÜK wird dieser Einfluss schwächer und die Abweichungen nehmen ab. Insgesamt betrachtet treten nur leicht erhöhte WÜK bei erhöhter Konzentration auf, die mittlere relative Abweichung MRD beträgt nur ca. 1%. Im zweiphasigen Bereich ist die Abweichung höher (MRD 10%). Hinsichtlich maximaler Wandtemperaturen ist der Befund, dass erhöhte Konzentrationen - die dann auch höhere Lösungstemperaturen zur Folge haben - zu leicht erhöhten WÜK führen, positiv.





Der Einfluss der Konzentration auf den WÜK ist insgesamt aber als untergeordnet einzuordnen.

7.4.6 Ungleichförmige axiale Rohrbeheizung

Der Teststand ermöglicht durch die Verwendung mehrerer einzelner Heizschellen die Beheizung des Siederohrs mit unterschiedlichen Wärmestromdichten in axialer Rohrrichtung. In Austreibern, in denen das Rauchgas in mehreren Pässen durch das Rohrbündel strömt oder bei der Verwendung einer direkten Befeuerung kann eine derartige ungleichförmige Beheizung der Siederohre auftreten. Um den Einfluss der ungleichförmigen Beheizung auf Wärmeübertragung und auch Umlaufverhalten zu untersuchen, wurden mehrere Versuchsreihen durchgeführt. Anhand einer ausgewählten Versuchsreihe⁷ wird im Folgenden der Einfluss einer in axialer Richtung ungleichförmig aufgeprägten Beheizung auf Fluidodynamik und Wärmeübertragung aufgezeigt. Tabelle 7.5 listet die unterschiedlichen Heizparameter der Versuchsreihe auf. Es werden 4 Variationen des Beheizungsprofils untersucht, die insgesamt in das Rohr eingebrachte Gesamtleistung war stets dieselbe (ca. 4 kW, bzw. 95 kW m⁻²), nur der Ort der Leistungseinbringung unterscheidet sich. Die Heizprofile sind: Gesamte Leistung in der oberen Hälfte des Siederohrs aufgebracht, die untere Hälfte ist unbeheizt (o1/u0) und andersherum: die obere Hälfte ist nicht beheizt, die untere Hälfte ist voll beheizt (o0/u1). Dazwischen sind zwei Profile gezeigt, bei denen die Leistung im Verhältnis 1/3 zu 2/3 oben oder unten eingebracht wird (o²/3/u¹/3 bzw. o¹/3/u²/3). Die Beheizungsprofile sind durch die Heizschellen aufgeprägt, der Leistungseintrag in das Fluid ist entsprechend der sich ergebenden fluidseitigen WÜK und der Wärmeleitung im dickwandigen Versuchsrohr leicht anders verteilt, wie die Tabelle 7.5 und Abbildung 7.46a zeigen.

Tabelle 7.5

Parameter der Versuchsreihe *ungleichförmige axiale Rohrbeheizung*

		o 1 u 0 	o ² /3 u ¹ /3 	o ¹ /3 u ² /3 	o 0 u 1 
$\bar{q}_{Fl,oben}$	kW m ⁻²	173,6	134,9	56,9	18,2
$\bar{q}_{Fl,unten}$	kW m ⁻²	17,4	56,1	134,6	173,7
\bar{q}_{Fl}	kW m ⁻²	95,5	95,5	95,8	95,9
$\dot{Q}_{Fl,ges}$	kW	4,4	4,4	4,4	4,4
$\dot{Q}_{Fl,oben} / \dot{Q}_{Fl,ges}$	-	91 %	71 %	30 %	9 %
$\dot{Q}_{Fl,unten} / \dot{Q}_{Fl,ges}$	-	9 %	29 %	70 %	91 %

In Abbildung 7.44 lässt sich erkennen, dass der sich einstellende Umlaufmassenstrom \dot{m} stark vom Beheizungsprofil abhängt. Je weiter unten im Rohr der Leistungseintrag erfolgt, desto größer ist der umgesetzte Massenstrom. Die Begründung ist in der Länge des Zweiphasengebiets zu finden. Bei allen Leistungsprofilen liegt am Eintritt des Rohrs prinzipiell die gleiche Lösungstemperatur vor, die Unterkühlung des Fluids ist damit ebenfalls identisch. Je weiter unten also die Leistung eingebracht wird, desto weiter unten im Rohr wird der lokale Sättigungszustand und damit der Beginn der Dampfblasenbildung erreicht ($h_{rel,2ph,start}$). Damit wird ein größerer Anteil des Rohres mit zweiphasigem Fluid bzw. Dampf eingenommen (ϵ) und damit wird die mittlere Dichte der Fluidsäule im Siederohr geringer. Daraus resultiert eine prinzipiell höhere treibende Kraft, die dann einen höheren Massenstrom zur Folge hat. In Abschnitt 7.3 wurde beschrieben, dass eine höhere treibende

⁷ Länge $l_{SR} = 480$ mm, $d_i = 30$ mm, $\vartheta_K = 95$ °C, $w_{LiBr} = 55\%$

Kraft nicht zwangsläufig höhere Umläufe zur Folge haben muss, da Reibungsdruckverluste in der Zweiphasenströmung die höheren treibenden Kräfte kompensieren können. Hier ist dies auch zum Teil der Fall, jedoch ist der Einfluss der erhöhten treibenden Kraft so stark, dass sich eine steigende Tendenz im Umlauf zeigt. Man kann bei Betrachtung von Abbildung 7.45 am Verlauf der höhenaufgelösten Dampfgehalte $\dot{x}[h]$ den Ort der ersten Dampfbildung wiedererkennen. Dieser liegt beim unten beheizten Rohr (o0/u1) am weitesten unten, beim oben beheizten Rohr (o1/u0) am weitesten oben. Es wird auch erkennbar, dass das unten beheizte Rohr den kleinsten Austrittsdampfgehalt bei $h_{rel} = 1$ aufweist (gleiche Leistung, größter Massenstrom) und das oben beheizte Rohr umgekehrt. Das unten voll beheizte Rohr hat also den größten Massenstrom auch deswegen zur Folge, weil die lokalen Dampfgehalte und damit auch die lokalen volumetrischen Dampfanteile geringer sind als bei den Profilen, die einen niedrigeren Massenstrom zur Folge haben. Die lokalen Dampfanteile bestimmen maßgeblich den lokalen Druckverlust in der Strömung. Der Gewinn in der treibenden Kraft übersteigt also den eventuellen Verlust durch Reibung: ein erhöhter Massenstrom bei einer Beheizung weiter unten ist die Folge.

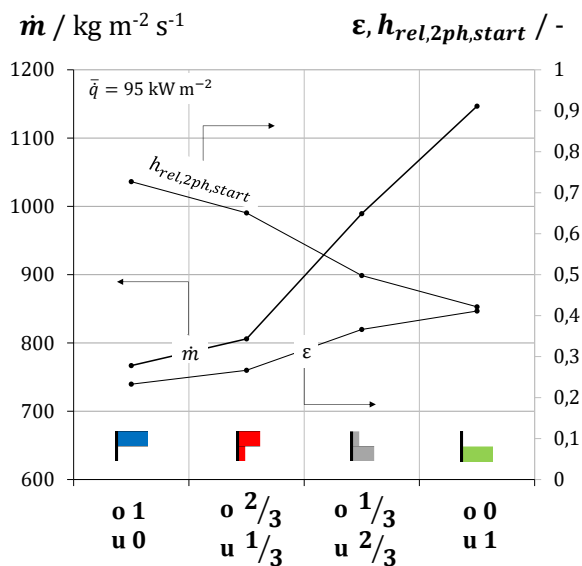


Abbildung 7.44

Experimentell ermittelte Massenstromdichte \dot{m} , volumetrischer Dampfanteil im Rohr ϵ und rel. Höhe des Beginns des 2-Phasengebietes $h_{rel,2ph,start}$ für die unterschiedlichen Beheizungsvariationen der Versuchsreihe *ungleichförmige axiale Rohrbeheizung*.

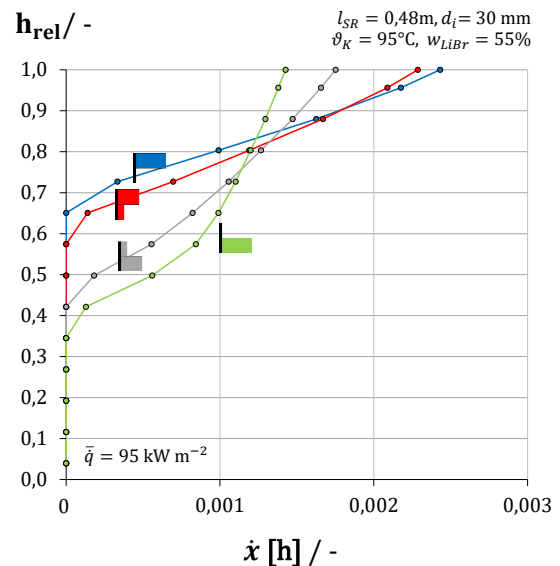
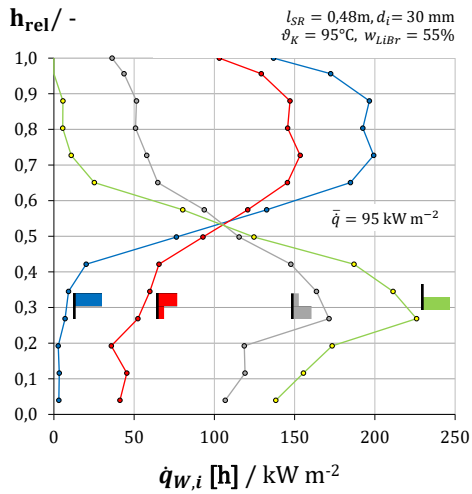
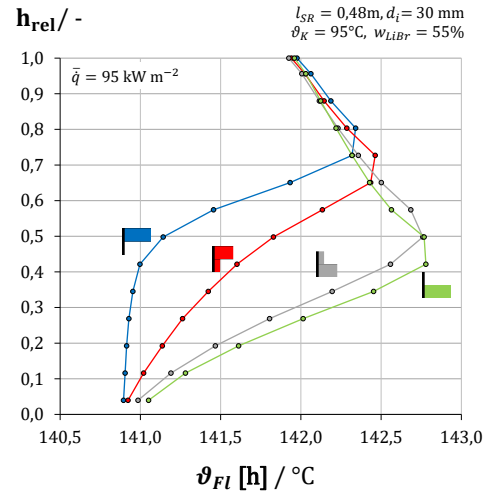


Abbildung 7.45

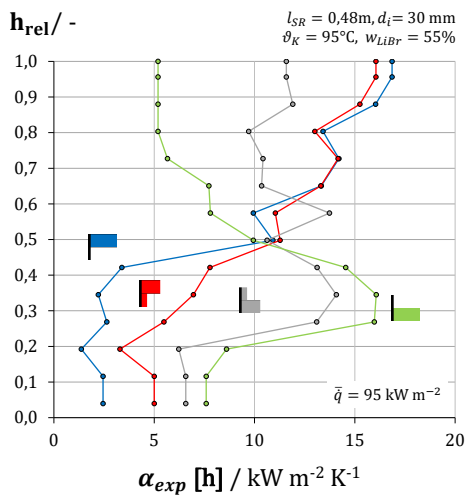
Höhenaufgelöste Darstellung des Strömungsdampfgehalts $\dot{x}[h]$ der Versuchsreihe *ungleichförmige axiale Rohrbeheizung*.



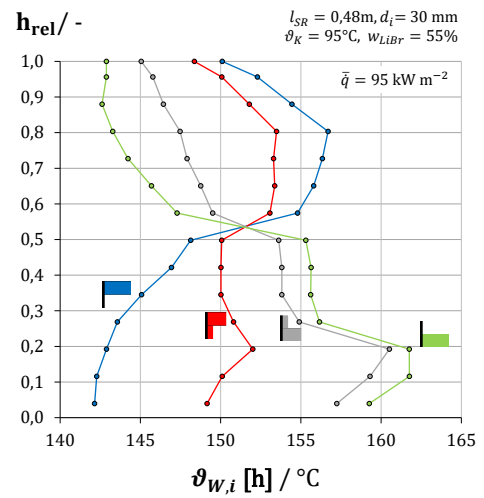
(a) lokale Wärmestromdichte



(b) lokale Fluidtemperatur



(c) lokale WÜK



(d) lokale Wandinnentemperatur

Abbildung 7.46

Höhenaufgelöste Darstellung der Ergebnisvariablen der Versuchsreihe *ungleichförmige axiale Rohrbeheizung*. (a): fluidseitige Wärmestromdichte $\dot{q}_{W,i}[\text{h}]$, (b): Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[\text{h}]$, (c): experimentelle WÜK $\alpha_{exp}[\text{h}]$ und (d): resultierende Wandinnentemperatur $\vartheta_{W,i}[\text{h}]$.

Für die Betrachtung der Auswirkungen der unterschiedlichen Heizprofile auf den Wärmeübergang dienen die Darstellungen in Abbildung 7.46. Die aus der unterschiedlichen Beheizung resultierenden Wärmestromdichten (Abb. 7.46a) führen in Kombination mit den resultierenden Massenströmen zu unterschiedlichen Fluidtemperaturprofilen (Abb. 7.46b). Hier ist erneut der Ort des lokalen Sättigungspunkts erkennbar. Das unten beheizte Rohr erreicht diesen am weitesten unten, was auch die höchste global auftretende Fluidtemperatur zur Folge hat, da die Sättigungstemperatur mit dem lokalen statischen Druck zunimmt und dieser weiter unten höher ist. Bei der Betrachtung der lokalen WÜK in Abb. 7.46c zeigt sich erneut die starke Abhängigkeit des lokalen WÜK von der lokal eingebrachten Wärmestromdichte. Dies ist wieder ein starkes Indiz, dass der blasensiedende Anteil beim Strömungssieden dominant gegenüber konvektiven Mechanismen ist. Dies ist bei dieser Versuchsreihe uneingeschränkt gültig, da lokal relativ hohe Wärmestromdichten mit deutlich über 100 kW m^{-2} appliziert wurden. Dass die blasensiedenden Anteile in diesen Bereichen signifikant sind, zeigt sich vor allem bei der Betrachtung der WÜK im einphasigen Bereich (unterkühltes Sieden) mit hoher Wärmebelastung, also bei der Konfiguration, bei der unten stark und oben schwach beheizt wurde (untere Hälfte des Rohrs bei o0/u1). Die dort herrschenden WÜK nehmen ähnliche Werte an wie im zweiphasigen Bereich mit gleicher Heizleistung (obere Hälfte des Rohrs bei o1/u0). Im Versuch, bei dem oben stark beheizt wurde (o1/u0) verändert bzw. verbessert der dort oben im Rohr vorhandene Dampf den WÜK gegenüber dem im Einphasengebiet (bei gleicher Heizleistung, o0/u1) nicht signifikant. Umgekehrt ist der WÜK bei schwacher Beheizung oben (o0/u1) trotz ähnlicher Dampfanteile im Zweiphasengebiet gegenüber dem bei der starken Beheizung oben (o1/u0) stark verringert. Der dominierende Einfluss der Wärmestromdichte auf dem WÜK gegenüber der konvektiven Anteile beim Strömungssieden wird erneut deutlich.

Die Folge der unterschiedlichen Heizprofile in Kombination mit den resultierenden WÜK sind die Profile der Wandinnentemperatur, die für die Betriebssicherheit maßgeblich ist (Abb. 7.46d). Es wird deutlich, dass die Wandtemperaturen bei den verschiedenen Heizprofilen unterschiedliche Verläufe aufweisen, aber in keinem der Fälle eine kritische Wandtemperatur resultiert. Vor allem die hohen WÜK im einphasigen Bereich erlauben auch dort - also unten im Rohr - eine hohe Beheizungsstärke.

7.4.7 Einfluss des Fallrohrs auf den Wärmeübergang im Siederohr

In den vorherigen Abschnitten konnte gezeigt werden, dass der Umlaufmassenstrom einen nur untergeordneten Einfluss auf die erzielbaren WÜK hat. Um dies zusätzlich zu verifizieren, wurde eine Versuchsreihe durchgeführt, bei der der Naturumlauf mittels des Drosselventils im Fallrohr beeinflusst wurde. Bei ansonsten identischen Randbedingungen führt die Drosselung im Fallrohr zu sinkenden Umlaufmassenströmen. Zudem lässt sich anhand dieser Versuchsreihe zeigen, welchen Einfluss die Dimensionierung des Fallrohres auf den Umlaufmassenstrom nimmt.

Die Experimente in dieser Versuchsreihe wurden mit den Randbedingungen $d_i = 11 \text{ mm}$, $l_{SR} = 480 \text{ mm}$, $\vartheta_K = 90 \text{ °C}$ und $w_{LiBr} = 63 \%$ durchgeführt. Die aufgeprägte mittlere Wärmestromdichte betrug stets $\dot{q} = 100 \text{ kW m}^{-2}$.

Zunächst soll gezeigt werden, welchen Einfluss die Wahl des Innendurchmessers des Fallrohres $d_{i,FR}$, bzw. das Verhältnis der Durchmesser von Fall- und Siederohr $\frac{d_{i,FR}}{d_{i,SR}}$ auf den Massenstrom bei ansonsten gleichen Bedingungen hat. Dazu wurde das *Naturumlauf-Modell* (NU-Modell) verwendet und die sich einstellenden Massenströme bei variiertem Durchmesser Verhältnis ermittelt. In Abbildung 7.47 ist das Ergebnis in Form eines relativen Massenstroms $\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}\right)_{mod}$ dargestellt. Hierbei

ist der jeweilige Massenstrom auf den Massenstrom bei gänzlich ungestörtem Umlauf \dot{m}_0 , welcher beim Durchmesser Verhältnis von $\frac{d_{i,FR}}{d_{i,SR}} = 2$ auftritt, bezogen. Man kann erkennen, dass der Massenstrom erst bei Durchmesser Verhältnissen unter 1 stark abnimmt. Solange das Fallrohr also den gleichen oder einen größeren Durchmesser aufweist als das Steigrohr, ist die Beeinflussung des Massenstroms kleiner 10%. Die Reibungsdruckverluste im Fallrohr $\Delta p_{R,FR}$ gewinnen aber mit verringertem Durchmesser einen stetig steigenden Anteil an der zur Verfügung stehenden treibenden Druckdifferenz Δp_t , der Umlauf sinkt.

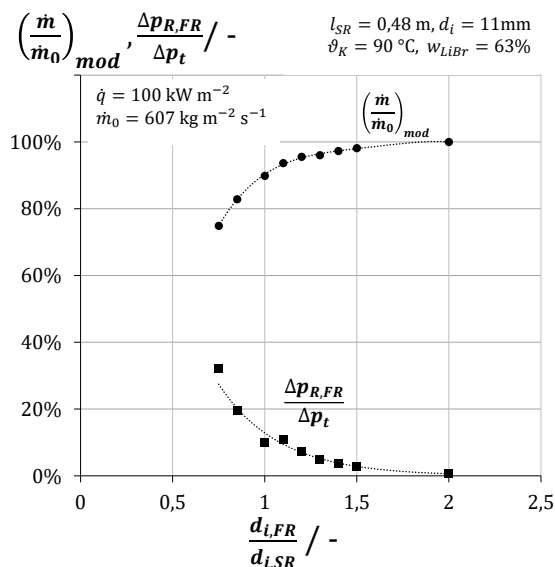


Abbildung 7.47

Einfluss des Verhältnisses zwischen Fallrohr- und Siederohrinnendurchmessers $\frac{d_{i,FR}}{d_{i,SR}}$ auf die relative Massenstromdichte im Siederohr $\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}\right)_{mod}$ bzw. auf das Verhältnis der Reibungsdruckverluste im Fallrohr zur treibenden Druckdifferenz $\frac{\Delta p_{R,FR}}{\Delta p_t}$. Ermittlung mittels dem *Naturumlaufmodell*.

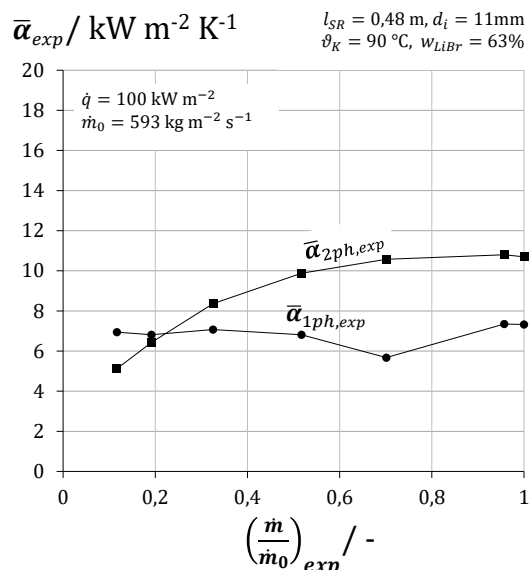


Abbildung 7.48

Experimentell ermittelte höhengemittelte WÜK $\bar{\alpha}_{exp}$ für beide Phasengebiete bei variiertem Massenstromdichte $\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}\right)_{exp}$ im Siederohr bei ansonsten identischen Randbedingungen.

In der experimentellen Untersuchung wurde der Durchmesser des Fallrohrs über das Drosselventil virtuell verkleinert. In Abbildung 7.48 sind die Wärmeübergänge in beiden Phasengebieten im Siederohr in Abhängigkeit vom sukzessive reduzierten Massenstrom dargestellt. Dieser ist wiederum als relativer Massenstrom $\left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0}\right)_{exp}$ ausgedrückt, der jeweilige Massenstrom wird auf den Massenstrom ohne Störung des Umlaufs \dot{m}_0 bezogen. Man kann beobachten, dass die WÜK für beide Phasenbereiche bei relativen Massenströmen zwischen 50 und 100 % keine merkliche Änderung aufweisen. Erst unterhalb von 50 % nimmt der WÜK im Zweiphasengebiet auf bis zu 50 % des ungestörten Falls ab und sinkt beim sehr niedrigem Umlaufmassenstrom unter die Werte der WÜK im einphasigen Bereich. Im einphasigen Bereich hingegen lässt sich keine deutliche Änderung des WÜK feststellen. Die Erläuterung für den Abfall des zweiphasigen WÜK lässt sich über stark gestiegene Dampfanteile im Zweiphasengebiet (gleiche Leistung, verringerter Massenstrom) erklären, ein teilweises Austrocknen der Heizflächen scheint die Reduktion im WÜK zu verursachen. Im einphasigen Bereich zeigt sich erneut die Unabhängigkeit des dortigen WÜK vom Massenstrom. Der WÜK wird durch das unterkühlte Strömungssieden dominiert.

Es bleibt festzuhalten, dass der Massenstrom bei sinnvoller Auslegung des Fallrohres ($d_{i,FR} \geq 0,7 \cdot d_{i,SR}$) keinen Einfluss auf die erzielbaren WÜK nimmt.

7.4.8 Vergleich mit Wasser als Prozessfluid

Es wurde bei der Betrachtung der verschiedenen Berechnungskorrelationen in Abschnitt 4.6 (Abb. 4.9) aufgezeigt, dass für die beiden Prozessfluide Wasser und LiBr-Lösung große Unterschiede im WÜK zu erwarten sind. Dies wird nun an dieser Stelle anhand experimenteller Versuche analysiert. Dafür wurden die bereits für die Naturumlaufanalyse herangezogenen Versuchsreihen mit Wasser (vgl. Abschnitt 7.3.6 bzw. Tabelle 7.3) auch hier für die Analyse des Wärmeübergangs verwendet. In Abbildung 7.49 ist das Ergebnis dieser Experimente dargestellt. Es ist jeweils der höhengemittelte WÜK für LiBr-Lösung über dem WÜK des gleichen Betriebspunkts (gleicher Druck, gleiche Wärmestromdichte) bei Verwendung von Wasser aufgetragen. Unterschieden wird erneut zwischen dem einphasigen (Abb. 7.49a) und dem zweiphasigen Bereich (Abb. 7.49b).

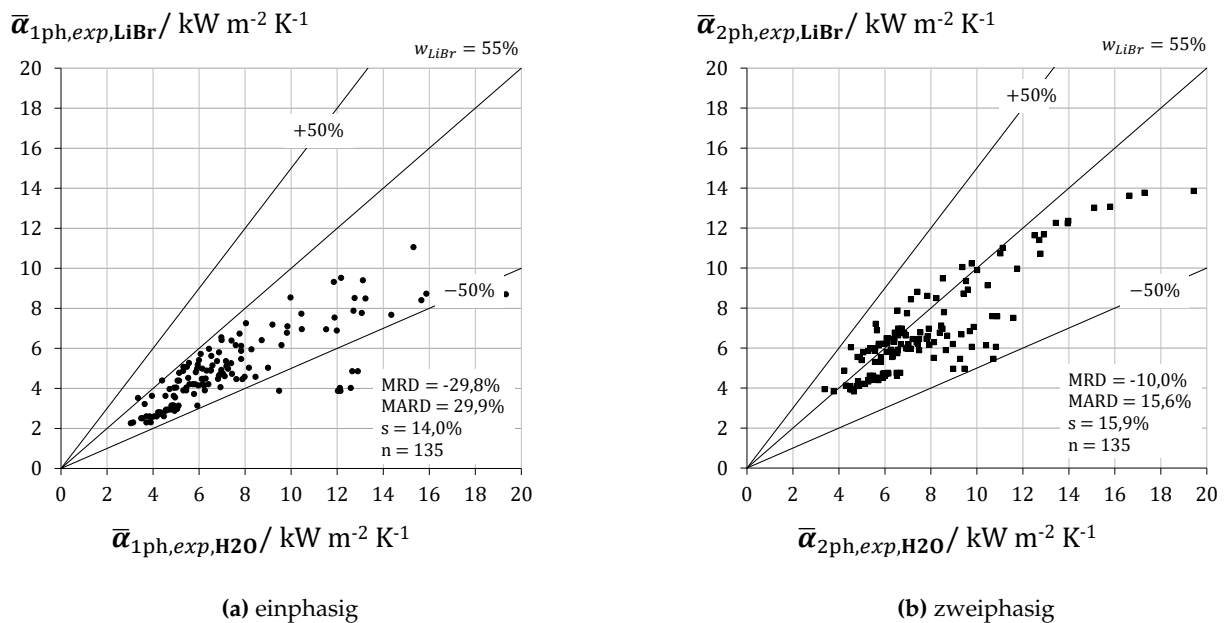


Abbildung 7.49

Vergleich der experimentell ermittelten höhengemittelten WÜK bei der Lösungskonzentration 55 % $\bar{\alpha}_{exp,LiBr}$ mit den höhengemittelten WÜK bei der Verwendung von Wasser $\bar{\alpha}_{exp,H_2O}$ bei jeweils identischen Prozessrandbedingungen im einphasigen (a) und zweiphasigen Bereich (b).

Für den einphasigen Bereich lässt sich beobachten, dass die WÜK für LiBr-Lösung im Mittel um ca. 30 % niedriger liegen als für Wasser. Es ergeben sich bei identischer Wärmestromdichte für LiBr-Lösung höhere Umlaufmassenströme als bei Wasser (vgl. Abb. 7.27). Trotzdem ergeben sich - laut Theorie - höhere rein konvektive WÜK α_{LO} für Wasser. Im Bereich des Blasensiedens bei Strömung und damit auch beim unterkühlten Strömungssieden, was bei beiden Fluiden auftritt, spielt der einphasige WÜK eine Rolle für die Mindestwärmestromdichte, die für das Einsetzen von Blasenbildung erforderlich ist (vgl. z.B. Gln. 4.81 oder 4.87). Je höher der einphasige WÜK α_{LO} , desto höher muss die Wärmestromdichte sein, um Blasensieden zu ermöglichen. Zusätzlich spielen aber auch die Sättigungstemperatur und die Oberflächenspannung eine Rolle, die wenn steigend - wie bei LiBr-Lösung gegenüber Wasser beim gleichen Druck der Fall - die erforderliche Wärmestromdichte erhöhen. Insgesamt ist die erforderliche Wärmestromdichte für das Einsetzen von Blasensieden bei LiBr-Lösung also höher als bei Wasser. Zusätzlich kommt der Rant-Faktor zur Geltung, der eine Verringerung der WÜK bei LiBr gegenüber Wasser vorhersagt (vgl. z.B. Abb. 4.6).

Für den zweiphasigen Bereich ist die Tendenz ähnlich, aber deutlich abgeschwächt. Im Mittel sind die WÜK hier bei LiBr-Lösung nur noch um ca. 10 % unterhalb derer von Wasser. Die Begründungen sind analog zum einphasigen Bereich. Die gleiche Massenstromdichte führt bei Wasser zu deutlich höheren WÜK als bei LiBr-Lösung. Folglich wird bei LiBr-Lösung der blasensiedende Anteil am WÜK beim Strömungssieden stärker sein, der Unterschied in den WÜK ist kleiner.

Es kann die Tendenz aus den Vorausberechnungen in Abschnitt 4.6 bestätigt werden, dass Wasser höhere WÜK als LiBr-Lösung ermöglicht. Die dort getroffene Aussage, dass beim Strömungssieden die WÜK von Wasser um Faktor 2-3 über denen der LiBr-Lösung liegen, kann jedoch nicht bestätigt werden. Die Verwendung der hierfür zur Verfügung stehenden Korrelationen ist also nur eingeschränkt zu empfehlen. Dies wird im später folgenden Abschnitt 7.4.10 ausführlicher diskutiert.

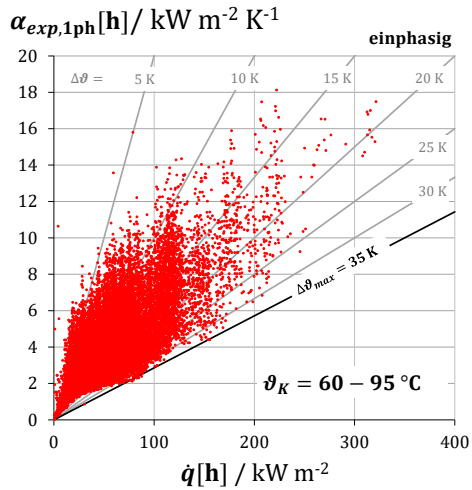
7.4.9 Analyse der Gesamtergebnisse zur Wärmeübertragung

Zusammenfassend werden in diesem Abschnitt noch einmal alle experimentellen Ergebnisse für den Wärmeübergang global analysiert und zudem die Ergebnisunsicherheit betrachtet.

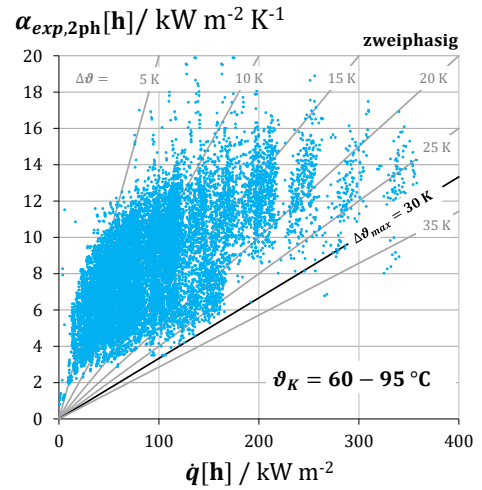
In Abbildung 7.50 sind zunächst alle lokalen WÜK aller Versuchsreihen $\alpha_{exp}[\text{h}]$ über der jeweiligen lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[\text{h}]$ aufgetragen, wobei nach einphasigem (linke Spalte) und zweiphasigem Bereich (rechte Spalte) gruppiert wird. Man kann erneut die Tendenz erkennen, dass die WÜK maßgeblich von der Wärmestromdichte abhängen. Es wurden Wärmestromdichten zwischen ca. 5 und 350 kW m^{-2} appliziert. Es resultierten im einphasigen Bereich WÜK $\alpha_{1ph,exp}[\text{h}]$ zwischen $0,2$ und $15 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ und im zweiphasigen Bereich WÜK $\alpha_{2ph,exp}[\text{h}]$ zwischen 1 und $20 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. Die zweiphasigen WÜK liegen im Mittel über alle Daten um ca. den Faktor 2 höher als die im einphasigen Bereich. Es ist aber festzuhalten, dass die einphasigen WÜK ebenfalls stark von der aufgetragenen Wärmestromdichte abhängen und deutlich höhere Werte aufweisen als durch die Annahme rein konvektiver Wärmeübertragung zu erwarten gewesen wäre (siehe auch nächster Abschnitt 7.4.10). Der Mechanismus des unterkühlten Siedens kann über fast den gesamten Betriebsbereich und bereits bei moderaten lokalen Wärmestromdichten ($>20 \text{ kW m}^{-2}$) beobachtet werden.

Der signifikante Einfluss des Betriebsdrucks bzw. der Kondensationstemperatur auf den WÜK ist in Abbildung 7.50 in den unteren vier Diagrammen veranschaulicht. Die Abbildungen 7.50c (1ph) bzw. 7.50d (2ph) zeigen die WÜK, die beim geringsten durchgehend untersuchten Druck (entspricht $\vartheta_K = 70 \text{ °C}$) ermittelt wurden und die beiden Abbildungen darunter - 7.50e (1ph) bzw. 7.50f (2ph) - diejenigen beim höchsten Betriebsdruck ($\vartheta_K = 95 \text{ °C}$). Höhere Betriebsdrücke ermöglichen deutlich höhere WÜK - und das in beiden Phasenbereichen.

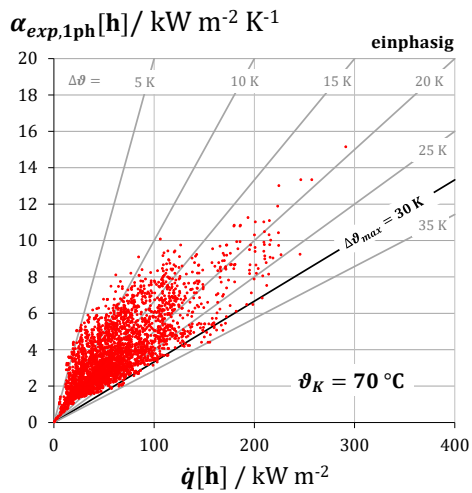
Generell lässt sich ableiten, dass die WÜK - unabhängig vom Phasenbereich und der Drucklage - einem Potenzgesetz der Wärmestromdichte folgen ($\alpha \propto \dot{q}^{const.}$), wie es auch in der Literatur für das Behältersieden angegeben wird. Die Abhängigkeit des WÜK von der Wärmestromdichte lässt in den folgenden Abbildungen mit dem Potenzansatz $\alpha \propto \dot{q}^{0,5...0,8}$ abbilden. Der Exponenten zwischen $0,5...0,8$ liegen in derselben Größenordnung wie z.B. beim Behältersieden von Wasser nach Cooper [1984] (Gl. 4.62), wo gilt: $\alpha \propto \dot{q}^{0,67}$.



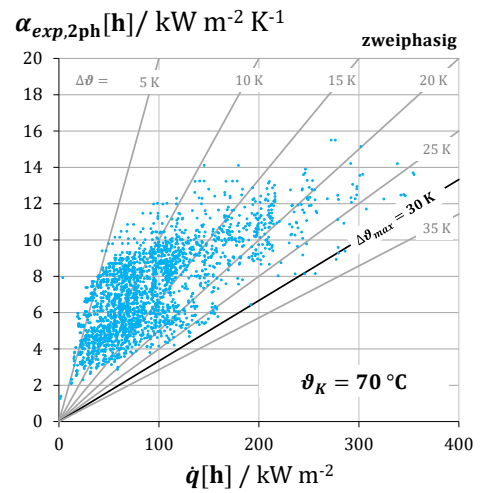
(a) einphasig, alle Druckbereiche



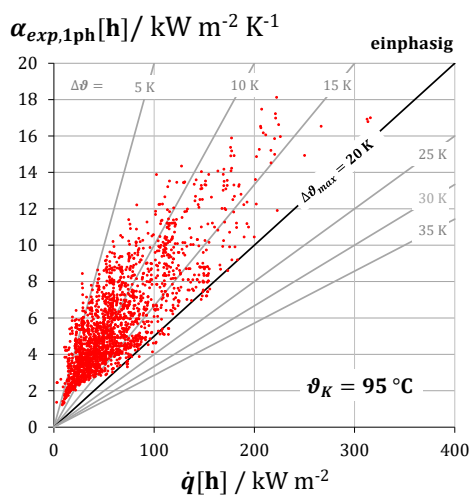
(b) zweiphasig, alle Druckbereiche



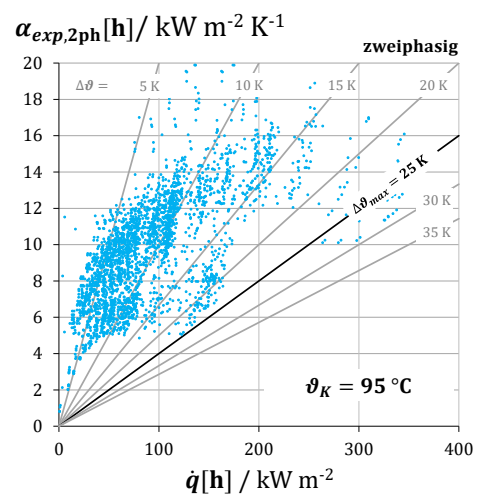
(c) einphasig, niedriger Druck



(d) zweiphasig, niedriger Druck



(e) einphasig, hoher Druck



(f) zweiphasig, hoher Druck

Abbildung 7.50

Alle experimentell ermittelten lokalen WÜK $\alpha_{exp}[h]$ über der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$ und zugehörige lokale Wandübertemperaturen $\Delta\theta = \vartheta_{W,i} - \vartheta_{Fl}$. Einphasige WÜK: linke Spalte, zweiphasige WÜK: rechte Spalte. Zweite Zeile: niedriger Betriebsdruck ($\vartheta_K = 70^\circ\text{C}$), dritte Zeile: hoher Betriebsdruck ($\vartheta_K = 95^\circ\text{C}$)

Ohne weitere Einflussfaktoren außer der Wärmestromdichte berücksichtigen zu müssen, ist eine untere Grenze der WÜK erkennen, die sich einer maximalen Wandübertemperatur $\Delta\vartheta_{max}[h] = \vartheta_{W,i}[h] - \vartheta_{Fl}[h]$ zuordnen lässt. Über 99 % Prozent der ermittelten lokalen WÜK haben diese oder eine kleinere Wandübertemperatur zur Folge. Folglich lässt sich für eine sichere Auslegung der minimale lokale WÜK $\alpha_{min}[h]$ in Abhängigkeit von der lokalen Wärmestromdichte und dieser maximal auftretenden Wandübertemperatur $\Delta\vartheta_{max}[h]$ angeben:

$$\alpha_{min}[h] = \frac{\dot{q}[h]}{\Delta\vartheta_{max}[h]} \quad \text{mit} \quad \Delta\vartheta_{max}[h] = \vartheta_{W,i}[h] - \vartheta_{Fl}[h] \quad (7.8)$$

Im einphasigen Bereich (Abb. 7.50a) liegt die maximale Wandübertemperatur $\Delta\vartheta_{max}[h]$ bei 35 K, im zweiphasigen Bereich liegt sie mit 30 K um 5 K unterhalb der im einphasigen Bereich. Der minimale WÜK ist somit im zweiphasigen Bereich um ca. 15 % höher als im einphasigen Bereich. Unterhalb einer Wärmestromdichte von 80 kW m^{-2} kann man als Grenze $\Delta\vartheta_{max}[h] = 20 \text{ K}$ annehmen, bei Wärmestromdichten unter 50 kW m^{-2} sogar nur 15 K (siehe auch Tabelle 7.6).

Man kann für beide Phasenbereiche den deutlichen Einfluss des Drucks auf die resultierenden WÜK und damit auf die maximal auftretenden Wandübertemperaturen beobachten. Im einphasigen Bereich liegt die maximale Übertemperatur mit 20 K um 10 K unterhalb der beim niedrigsten untersuchten Druck (30 K). Damit sind die minimalen WÜK beim höchsten Druck um 50 % höher als beim niedrigsten Druck, bei Wärmestromdichten kleiner 50 kW m^{-2} sogar um 100%.

Im zweiphasigen Bereich ergibt sich ein ähnliches Bild, wenngleich die Verbesserung des minimalen WÜK mit ca. 20 % beim höheren Druck nicht so hoch ausfällt wie im einphasigen Bereich. Bei kleineren Wärmestromdichten (<80 bzw. $<50 \text{ kW m}^{-2}$) lassen sich beim höheren Druck aber um ca. 75-100 % höhere minimale WÜK ausmachen.

Tabelle 7.6

Resultierende maximale lokale Wandübertemperaturen $\Delta\vartheta_{max}[h]$ aller experimentellen lokalen Messpunkte für die beiden Phasenbereiche und die beiden extremen Betriebsdrücke (lokale Wärmestromdichten \dot{q} in kW m^{-2})

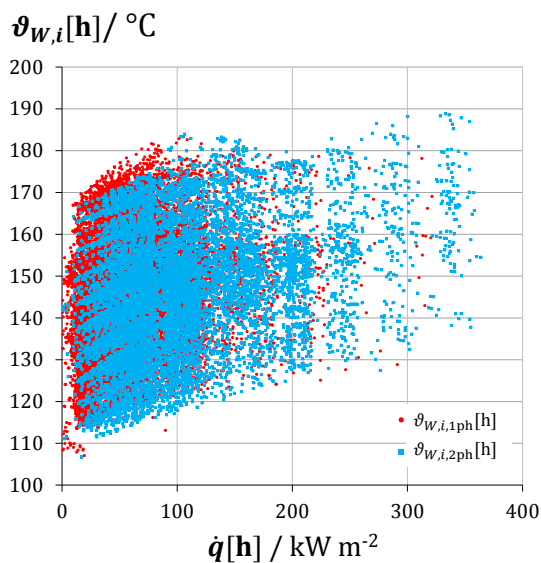
ϑ_K in °C	einphasig	zweiphasig
95	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} \geq 50) = 20 \text{ K}$	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} \geq 80) = 25 \text{ K}$
	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} < 50) = 15 \text{ K}$	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} < 80) = 15 \text{ K}$
		$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} < 50) = 10 \text{ K}$
70		$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} \geq 80) = 30 \text{ K}$
	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} \geq 7) = 30 \text{ K}$	$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} < 80) = 25 \text{ K}$
		$\Delta\vartheta_{max}(\dot{q} < 50) = 20 \text{ K}$

Der Einfluss der Wärmestromdichte und des Betriebsdrucks auf die minimal resultierenden WÜK lässt sich anhand der Werte in Tabelle 7.6 sicher abschätzen. Die maximalen Wandübertemperaturen für Drücke, die zwischen den beiden extremen Drücken liegen, lassen sich durch lineare Interpolation abschätzen. Trotzdem zeigt sich, dass die meisten lokalen WÜK höhere Werte erreichen, was durch die Kombination der zusätzlichen Einflussparameter lokaler Druck, Unterkühlung, Dampfgehalt, Massenstrom, Lösungskonzentration und Rohrgeometrie hervorgerufen wird. Wie in den vorherigen Abschnitten ausführlich diskutiert, haben diese Parameter einzeln betrachtet einen zunächst untergeordneten Einfluss ($<10\%$). Die günstige Kombination aller Parameter kann jedoch zu deutlich höheren WÜK führen.

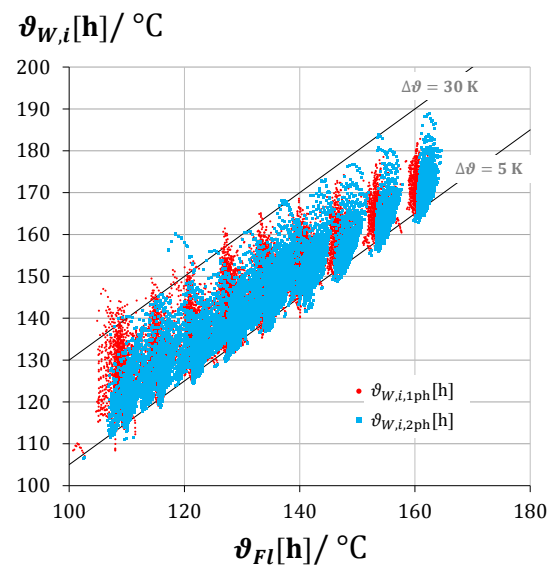
Die Eignung von Korrelationen für die Vorhersage lokaler WÜK in Abhängigkeit von allen be-

einflussenden Parametern ist nicht zwangsläufig gegeben und wird im folgenden Abschnitt 7.4.10 ausführlicher diskutiert.

Im Folgenden wird die Bandbreite der resultierenden lokalen Rohrrinnenwandtemperaturen $\vartheta_{W,i}[\text{h}]$ dargestellt, die in Abbildung 7.51a erneut in Abhängigkeit der lokalen Wärmestromdichte aufgetragen sind. Die Wandinnentemperatur - also die Temperatur der Rohrrinnenfläche, die in Kontakt mit dem Fluid steht - ist einerseits abhängig vom zugehörigen lokalen WÜK und andererseits die Folge der jeweiligen lokalen Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[\text{h}]$, deren Einfluss in Abbildung 7.51b dargestellt ist.



(a) Rohrrinnenwandtemperatur über der zugehörigen Wärmestromdichte



(b) Rohrrinnenwandtemperatur über der zugehörigen Fluidtemperatur

Abbildung 7.51

Experimentell ermittelte lokale Rohrrinnenwandtemperaturen $\vartheta_{W,i}[\text{h}]$ über der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[\text{h}]$ (a) sowie die Innenwandtemperaturen über der Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl}[\text{h}]$ (b).

Es wird deutlich, dass Rohrrinnenwandtemperaturen von ca. 110 bis 180 °C resultieren, die sich nahezu über die gesamte Bandbreite der applizierten Wärmestromdichte erstrecken. Zusätzlich ist der direkte Einfluss höherer Fluidtemperaturen auf die Wandtemperaturen zu sehen (Abb 7.51b). Es bestätigt sich hier erneut die Tendenz, dass die mit der Wärmestromdichte steigenden WÜK den Anstieg der Wandtemperaturen kompensieren bzw. diesen abschwächen. Niedrigere Fluidtemperaturen (als Folge des niedrigeren Betriebsdrucks) haben höhere Wandübertemperaturen zur Folge, da die WÜK bei ansonsten gleichen Randbedingungen - aber niedrigerem Betriebsdruck - niedriger liegen. Dies ist aber insofern unkritisch, da die hier schlechteren WÜK aufgrund der niedrigeren Fluidtemperaturen nicht zu Wandtemperaturen von über 180 °C führen, die hinsichtlich der Korrosionsgefahr als kritische Temperatur eingeschätzt wurde (siehe Abschnitt 3.3). Umgekehrt lässt sich sagen, dass sehr kleine WÜK nur in Konstellationen auftraten, die für die Wandtemperatur unkritisch sind. Beispielsweise traten diese kleinen WÜK nur bei sehr kleinen Wärmestromdichten oder bei geringen Fluidtemperaturen auf.

Betrachtung der Ergebnisunsicherheit im Wärmeübergang

Die Ermittlung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten in den Versuchssiederrohren erfolgt indirekt über die Messung von Rohrmanteltemperatur, zugehöriger Fluidtemperatur und der lokal von außen eingebrachten Heizleistung, sowie den Wärmeleitfähigkeiten im Rohrmantel. Nur über den Einsatz der in Kapitel 6 beschriebenen Modelle lässt sich also auf den zugehörigen WÜK schließen. Da sämtliche gemessenen Größen mit einer Messunsicherheiten behaftet sind, pflanzen sich diese auf die Gesamtunsicherheit im WÜK $\Delta\alpha$ fort, wobei auch lokal benachbarte Messgrößen auf den lokalen WÜK Einfluss nehmen. In Abschnitt 6.2.2 wurde die Vorgehensweise der komplexen Fehlerfortpflanzungsrechnung mithilfe der numerischen Modelle beschrieben und eine Abschätzung der zu erwartenden Unsicherheit für den WÜK abgeleitet. Diese Ergebnisse der Voruntersuchungen können nun anhand der experimentellen Ergebnisse und deren Unsicherheiten im Folgenden bestätigt werden.

Die Unsicherheiten der im Experiment gemessenen Größen wurden bereits in Tabelle 6.1 aufgeführt.

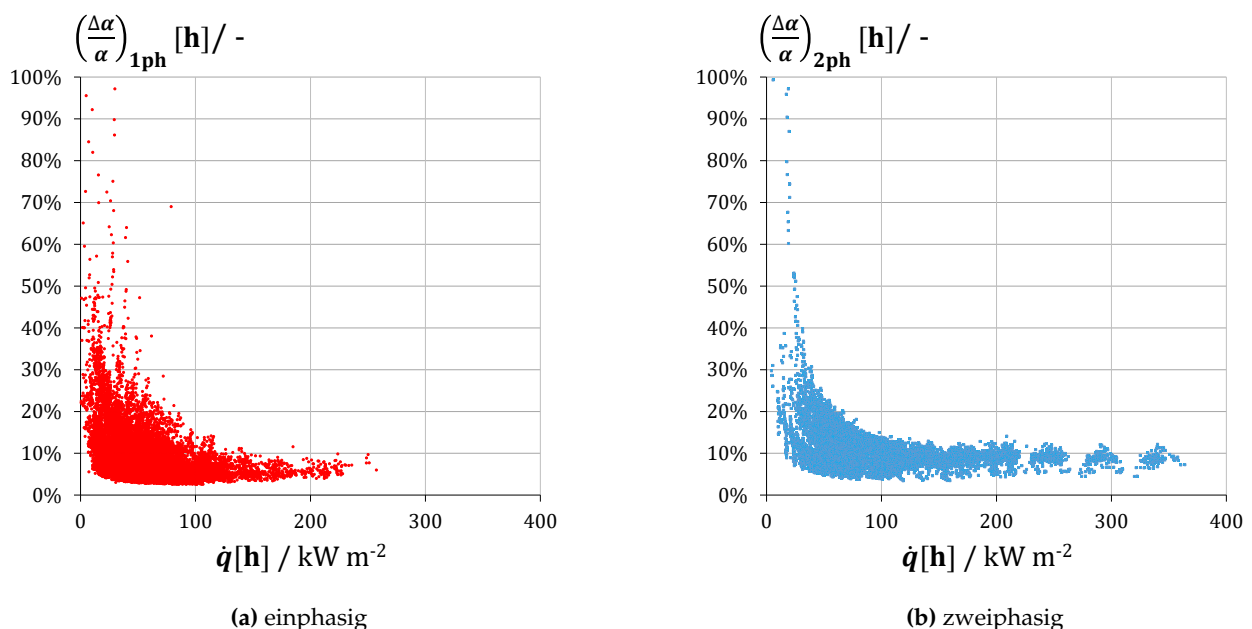


Abbildung 7.52

Relative Unsicherheit im lokalen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [h] separat für den ein- und zweiphasigen Bereich.

Die relativen Unsicherheiten (Messfehler) im lokalen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ [h] sind in den Abbildungen 7.52a bzw. 7.52b über der zugehörigen lokalen Wärmestromdichte aufgetragen. Man kann eine deutliche Tendenz erkennen: Die Unsicherheit im WÜK nimmt mit zunehmender Wärmestromdichte ab. Bei Wärmestromdichten unterhalb von 50 kW m⁻² treten einzelne lokale Unsicherheiten von über 30 % auf. Der Großteil der Unsicherheiten liegt aber unterhalb von 20%. Die Schwankungsbreite der Fehler bei konstanter Wärmestromdichte ist auf dort unterschiedliche WÜK selbst sowie unterschiedliche Fluidtemperaturen zurückzuführen.

Es bestätigt sich hier das tendenzielle Ergebnis der Voruntersuchungen. Dieses besagte, dass die größten Unsicherheiten im WÜK gerade bei hohen WÜK in Verbindung mit hohen Fluidtemperaturen und kleinen Heizleistungen auftreten (siehe z.B. Abbildung 6.4). Und umgekehrt zeigt sich, dass die höchsten WÜK, die im Experiment grundsätzlich eher bei hohen Wärmestromdichten von

über 100 kW m^{-2} auftreten, verhältnismäßig kleine Unsicherheiten von ca. 5-15 % aufweisen. Die Unsicherheit der experimentell ermittelten WÜK liegt im Mittel bei ca. $\pm 16\%$ und ist zufriedenstellend hinsichtlich der Bewertung der Aussagekraft der Ergebnisse und deren Verwendung für die künftige betriebssichere Auslegung derartiger Naturumlaufaustreiber.

7.4.10 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Literaturdaten

Wie einleitend im Abschnitt 4.6 erörtert, ergeben sich bei der Anwendung der zur Verfügung stehenden empirischen Berechnungskorrelationen für den Wärmeübergang im Siederohr teilweise große Abweichungen zueinander. Im Folgenden wird nun analysiert, welche dieser Berechnungskorrelationen die experimentellen Ergebnisse am besten wiedergeben können. Hierfür wurden mithilfe der Auswertemodelle für alle Versuchsreihen sämtliche lokale WÜK in Abhängigkeit von den lokalen Prozess- bzw. Zustandsgrößen (wie z.B. Wärmestromdichte, Massenstrom, Re-Zahlen, Dampfanteile, Druck, usw.) aus allen verfügbaren Korrelationen berechnet. Jedem experimentell ermittelten lokalen WÜK steht somit eine Vielzahl berechneter Werte gegenüber, die vergleichend bewertet werden können. Als Vergleichsmaßstab werden wiederum die relativen Abweichungen (χ_α , MRD und MARD) herangezogen, wie in Gl. 7.4 ff. definiert. Allerdings wird hiervon nun abweichend der berechnete WÜK aus der Literatur (lit) auf den experimentell ermittelten (exp) bezogen. ($\chi_\alpha = \alpha_{lit} / \alpha_{exp} - 1$). Eine negative relative Abweichung besagt also, dass der berechnete Wert kleiner ist als der experimentell ermittelte. Ein möglichst geringer Betrag in der mittleren relativen Abweichung MRD ist das erste Indiz für eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Literatur. Allerdings ist zusätzlich die mittlere absolute Abweichung (MARD) zu beachten, die als Streuung bzw. Streubreite der Abweichungen zu interpretieren ist. Ist diese zusätzlich gering, so ist die Übereinstimmung zwischen Experiment und Literatur gut. Als drittes Maß kann noch die Standardabweichung der Abweichungen s_{χ_α} herangezogen werden. Sie dient als Maß dafür, wie stark die Abweichungen um die mittlere Abweichung (MRD) streuen. Auch hier ist ein möglichst geringer Wert für die Übereinstimmung zwischen Experiment und Literatur positiv.

Die Übereinstimmungsanalyse wurde für den einphasigen und zweiphasigen Bereich separat durchgeführt und mit der Rohrrauheit R_a zudem ein zusätzlicher Parameter in den Modellrechnungen variiert. Dieser hat vor allem großen Einfluss auf die WÜK beim Behälterblasensieden. Die Rohrrauheit wurde zwischen $0,4 \mu\text{m} \leq R_a \leq 10 \mu\text{m}$ variiert, wobei der höchste Wert $R_a = 10 \mu\text{m}$ der gemessenen Rauheit der Versuchsrohre entspricht (siehe Abschnitt 7.1.2). Der kleinste Wert $R_a = 0,4 \mu\text{m}$ entspricht der Bezugsrauheit der Heizfläche der verschiedenen Autoren beim Behältersieden (siehe z.B. Gl. 4.59). Für alle Anteile der Berechnungskorrelationen für das Strömungssieden, die auf dem WÜK für Blasensieden basieren, wurden zunächst die entsprechenden WÜK für Wasser bei gleichen Bedingungen berechnet und anschließend mit dem Rant-Faktor (Gl. 4.98) multipliziert. Für die Anteile, die konvektive Mechanismen für die Wärmeübertragung zugrunde legen, wie z.B. rein einphasige Konvektion aber auch das konvektive Sieden bei Strömung, wurden zur Berechnung direkt die jeweiligen Stoffdaten der LiBr-Lösung herangezogen. Laut Kind u. a. [2013] dürfen hierbei Gemische wie Reinstoffe behandelt werden.

Analyse des einphasigen Bereichs

Dem einphasigen Bereich wurden alle Messpunkte zugewiesen, bei denen der lokale Sättigungszustand noch nicht erreicht ist. Dies war bei 21.795 von insgesamt 37.181 ausgewerteten lokalen WÜK der Fall. In Tabelle 7.7 sind die Abweichungen (MRD, MARD und Standardabweichung s_α) zwischen Literatur und Experiment für alle Berechnungskorrelationen aufgeführt. Für den einphasigen Bereich sind dies die Gleichungen für den rein konvektiven Wärmeübergang und für das unterkühlte Strömungssieden.

Die Korrelationen für **reine Konvektion** im einphasigen Bereich unterschätzen die experimentellen Werte deutlich. Erneut zeigt sich, dass die Abweichungen bei zunehmender Rauheit bei [Gnielinski \[2013a\]](#) zwar abnehmen, trotzdem aber im Mittel im besten Falle bei -38 % liegen. Alle Werte tendieren in die negative Richtung, was die MARD bestätigen, die nahezu dieselben Beträge zeigen wie die MRD. Bis auf die Gleichungen von [Dittus und Boelter \[1930\]](#) weisen alle anderen Gleichungen eine direkte Abhängigkeit von der angenommenen Rohrrauheit auf.

Die Gleichungen für das **unterkühlte Strömungssieden** zeigen ein sehr ähnliches Bild. Bis auf die Gleichung von [Hodgson \[1968\]](#), die den WÜK im Mittel um ca. 35 % überschätzt, unterschätzen sie den WÜK deutlich. Zunehmende angenommene Rauheiten führen auch hier zu geringeren Abweichungen.

Tabelle 7.7

Abweichungen im lokalen WÜK im einphasigen Bereich zwischen Literatur und Experiment für alle Versuchspunkte

Art WÜ	Autor Gleichung		Rohrrauheit R_a in μm					
			0,4	1	1,5	2	5	10
rein konvektiv	Dittus und Boelter [1930] Gl. 4.51	MRD				-52 %		
		MARD				55 %		
		s_α				41 %		
	Gnielinski [2013a] Gl. 4.46 ff.	MRD	-43 %	-43 %	-42 %	-42 %	-40 %	-38 %
		MARD	47 %	46 %	46 %	46 %	45 %	43 %
		s_α	39 %	39 %	40 %	40 %	41 %	42 %
unterkühltes Strömungssieden scbf	Hodgson [1968] Gl. 4.93	MRD	29 %	29 %	29 %	30 %	34 %	39 %
		MARD	47 %	46 %	45 %	46 %	49 %	51 %
		s_α	269 %	147 %	128 %	130 %	162 %	130 %
	Moles und Shaw [1972] Gl. 4.92	MRD	-52 %	-51 %	-51 %	-51 %	-49 %	-48 %
		MARD	59 %	58 %	58 %	57 %	57 %	55 %
		s_α	68 %	44 %	40 %	41 %	48 %	42 %
	Liu und Winterton [1991] Gl. 4.94 ff.	MRD	-43 %	-43 %	-42 %	-42 %	-40 %	-38 %
		MARD	47 %	46 %	46 %	46 %	45 %	43 %
		s_α	39 %	39 %	40 %	40 %	41 %	42 %
	Kind u. a. [2013] Gl. 4.90	MRD	-43 %	-43 %	-42 %	-42 %	-40 %	-38 %
		MARD	47 %	46 %	46 %	46 %	45 %	43 %
		s_α	39 %	39 %	40 %	40 %	41 %	42 %

Tabelle 7.8

Abweichungen im lokalen WÜK im zweiphasigen Bereich zwischen Literatur und Experiment für alle Versuchspunkte

Art WÜ	Autor Gleichung		Rohrrauheit R_a in μm					
			0,4	1	1,5	2	5	10
Behältersieden pb	Cooper [1984] Gl. 4.62	MRD	-51 %	-21 %	-2 %	14 %	84 %	171 %
		MARD	51 %	28 %	25 %	29 %	85 %	171 %
		s_α	16 %	26 %	32 %	37 %	62 %	94 %
	Gorenflo [2013] Gl. 4.55 ff.	MRD	-70 %	-66 %	-64 %	-63 %	-58 %	-54 %
		MARD	70 %	66 %	64 %	63 %	58 %	54 %
		s_α	11 %	12 %	13 %	13 %	15 %	17 %
Blasensieden bei Strömung nbf	Kenning und Cooper [1989] Gl. 4.85 ff.	MRD	-51 %	-21 %	-2 %	14 %	84 %	171 %
		MARD	51 %	28 %	25 %	29 %	85 %	171 %
		s_α	16 %	26 %	32 %	37 %	62 %	94 %
	Liu und Winterton [1991] Gl. 4.82 ff.	MRD	-61 %	-37 %	-23 %	-10 %	46 %	114 %
		MARD	61 %	39 %	30 %	26 %	51 %	114 %
		s_α	12 %	20 %	25 %	30 %	50 %	75 %
	Steiner und Taborek [1992] Gl. 4.73 ff.	MRD	-79 %	-77 %	-75 %	-74 %	-71 %	-68 %
		MARD	79 %	77 %	75 %	74 %	71 %	68 %
		s_α	5 %	5 %	6 %	6 %	7 %	7 %
Konvektionssieden cb	Kenning und Cooper [1989] Gl. 4.85 ff.	MRD				61 %		
		MARD				62 %		
		s_α				20 %		
	Liu und Winterton [1991] Gl. 4.82 ff.	MRD				21 %		
		MARD				48 %		
		s_α				65 %		
Steiner und Taborek [1992] Gl. 4.73 ff.	MRD	-45 %	-44 %	-43 %	-43 %	-41 %	-38 %	
	MARD	48 %	48 %	48 %	48 %	47 %	45 %	
	s_α	28 %	29 %	29 %	29 %	31 %	33 %	
Strömungssieden $fb = nbf \& cb$	Kenning und Cooper [1989] Gl. 4.85 ff.	MRD	-48 %	-21 %	-2 %	14 %	84 %	171 %
		MARD	49 %	28 %	25 %	29 %	85 %	171 %
		s_α	18 %	26 %	32 %	37 %	62 %	94 %
	Liu und Winterton [1991] Gl. 4.82 ff.	MRD	28 %	38 %	46 %	54 %	93 %	150 %
		MARD	47 %	50 %	54 %	59 %	94 %	150 %
		s_α	64 %	64 %	64 %	65 %	73 %	90 %
	Steiner und Taborek [1992] Gl. 4.73 ff.	MRD	-44 %	-43 %	-42 %	-42 %	-40 %	-37 %
		MARD	48 %	47 %	47 %	47 %	45 %	44 %
		s_α	28 %	28 %	29 %	29 %	30 %	32 %

Analyse des zweiphasigen Bereichs

Dem zweiphasigen Bereich wurden alle Messpunkte zugewiesen, bei denen der lokale Sättigungszustand erreicht ist bzw. Dampf gebildet wurde ($\dot{x} > 0$). Dies war bei 15.386 von insgesamt 37.181 ausgewerteten lokalen WÜK der Fall. In Tabelle 7.8 sind die Abweichungen (MRD, MARD und Standardabweichung) zwischen Literatur und Experiment für alle Berechnungskorrelationen aufgeführt. Es werden diejenigen für das Behälterblasensieden, das Blasensieden bei Strömung, das konvektive Strömungssieden sowie das Strömungssieden angegeben. Bis auf die Gleichungen für das konvektive Sieden (cbf) von [Kenning und Cooper \[1989\]](#) und [Liu und Winterton \[1991\]](#), die auf dem einphasigen WÜK nach [Dittus und Boelter \[1930\]](#) basieren, ist die Rohrrauheit ein Einflussparameter auf den WÜK.

Es zeigt sich grundsätzlich ein ähnliches Bild wie im einphasigen Bereich. Die angenommene Rauheit übt einen starken Einfluss auf den WÜK aus. Für das reine **Behältersieden** sieht man, dass [Cooper \[1984\]](#) die experimentellen WÜK bei kleinen Rauheiten unterschätzt und mit zunehmender Rauheit teils deutlich überschätzt. Bei der im Experiment ermittelten Rauheit von $R_a = 10 \mu\text{m}$ im Mittel um 171%. Eine angenommene Rauheit von $R_a = 1,5 \mu\text{m}$ ergibt die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Werten. Der Ansatz von [Gorenflo \[2013\]](#) (Gl. 4.55 ff.) unterschätzt die WÜK deutlich, mit zunehmender Rauheit werden die Abweichungen kleiner.

Dies pflanzt sich in die auf dem Behälterblasensieden basierenden Gleichungen für das **Blasensieden bei Strömung** fort. Nachdem [Kenning und Cooper \[1989\]](#) für den WÜK beim Strömungsblasensieden die Verwendung des reinen Behältersiedens von [Cooper \[1984\]](#) vorschlagen, sind deren Werte identisch. Der Ansatz von [Liu und Winterton \[1991\]](#) basiert ebenfalls auf dem WÜK beim Behältersieden von [Cooper \[1984\]](#), zusätzlich werden aber überlagernde konvektive Einflüsse (Massenstrom, Dampfgehalt) einbezogen, sodass sich andere Werte ergeben als bei Kenning & Cooper. Die Tendenz ist dabei aber ähnlich, die WÜK werden allerdings erst ab einer angenommenen Rauheit $R_a > 2,5 \mu\text{m}$ überschätzt. Der Ansatz von [Steiner und Taborek \[1992\]](#) bzw. [Kind u. a. \[2013\]](#) (Gl. 4.73 ff.) nimmt den WÜK beim Blasensieden von [Gorenflo \[2013\]](#) als Basis, deren Abweichungen bereits stark negativ waren. Die Konvektionsanteile für das Sieden bei Strömung vergrößern die Abweichung zusätzlich.

Beim **Konvektionssieden** überschätzen die Ansätze von [Kenning und Cooper \[1989\]](#) sowie [Liu und Winterton \[1991\]](#) die experimentellen Werte. [Steiner und Taborek \[1992\]](#) unterschätzen hier auch wieder deutlich.

In der Kombination der beiden Mechanismen zum **Strömungssieden** zeigen sich die zuvor genannten Erkenntnisse wieder. Die Werte von [Kenning und Cooper \[1989\]](#) sind identisch mit denen des Behältersiedens, da der größere der beiden Siedeanteile als der Wert für das Strömungssieden benutzt wird. [Liu und Winterton \[1991\]](#) überschätzen durchgehend, [Steiner und Taborek \[1992\]](#) unterschätzen durchgehend. Keine der angenommenen - und technisch plausiblen - Rauheiten führen zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Die beste Übereinstimmung zeigt sich bei der Verwendung der Ansätze von [Kenning und Cooper \[1989\]](#) mit einer Rohrrauheit von $R_a > 1,5 \mu\text{m}$: eine mittlere relative Abweichung von $\text{MRD} = -2\%$ bei einer mittleren absoluten Abweichung von $\text{MARD} = 25\%$.

Fazit zur Verwendbarkeit der Berechnungskorrelationen

Die Ergebnisse aus den Gleichungen, die im Mittel die beste Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten WÜK für den jeweiligen Phasenbereich zeigen, sind in folgender Abbildung dargestellt. Im einphasigen Bereich sind es die Gleichungen für das unterkühlte Strömungssieden nach [Hodgson \[1968\]](#) (Gl. 4.93 ff.) $\alpha_{1ph,scbf,Ho}[h]$ bei Rauheit $R_a = 10 \mu m$, im zweiphasigen Bereich diejenigen für das Strömungssieden nach [Kenning und Cooper \[1989\]](#) $\alpha_{fb,K\&C}$ bei Rauheit $R_a = 1,5 \mu m$. Die experimentell ermittelten lokalen WÜK $\alpha_{1ph,exp}[h]$ bzw. $\alpha_{2ph,exp}[h]$ sind hierbei über den entsprechenden WÜK aus der o.g. Korrelation aufgetragen⁸.

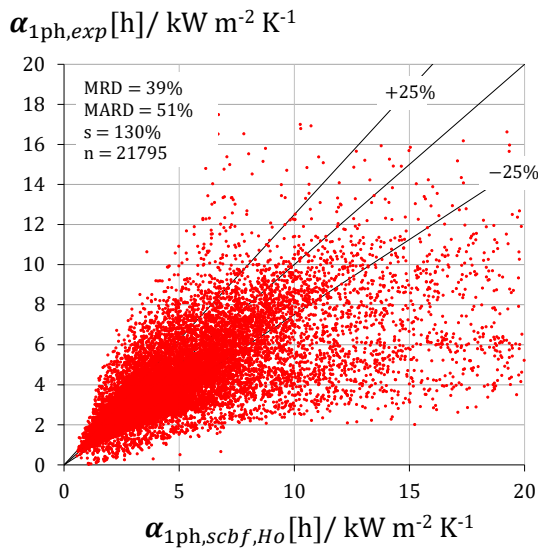


Abbildung 7.53

Alle experimentell ermittelten lokalen WÜK im **einphasigen** Bereich $\alpha_{1ph,exp}[h]$ über den WÜK resultierend aus den Berechnungsgleichungen für unterkühltes Strömungssieden (scbf) von [Hodgson \[1968\]](#) (Gl. 4.93 ff.) $\alpha_{1ph,scbf,Ho}[h]$ mit einer angenommenen Rohrrauheit von $R_a = 10 \mu m$.

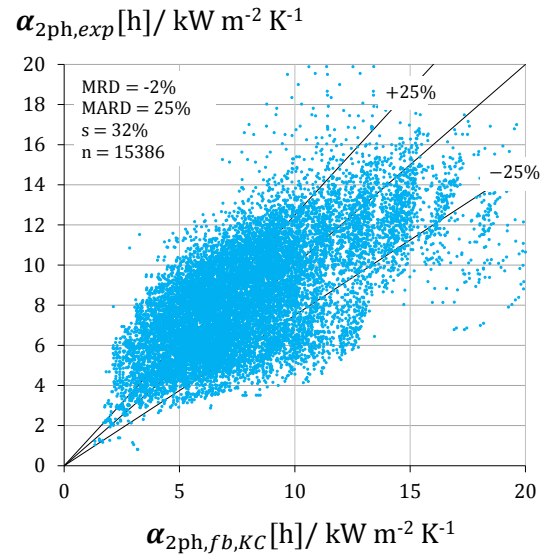


Abbildung 7.54

Alle experimentell ermittelten lokalen WÜK im **zweiphasigen** Bereich $\alpha_{2ph,exp}[h]$ über den WÜK resultierend aus den Berechnungsgleichungen für Strömungssieden (fb) von [Kenning und Cooper \[1989\]](#) (Gl. 4.85 ff.) $\alpha_{2ph,fb,K\&C}[h]$ mit einer angenommenen Rohrrauheit von $R_a = 1,5 \mu m$.

Man kann die Tendenz erkennen, dass sowohl positive als auch negative Abweichungen zwischen Experiment und Korrelation auftreten. Die mittlere absolute Abweichung MARD von 51 % bzw. 25 % drückt die mittlere Streuung aus. Im Einzelfall können die Abweichungen allerdings weit höher sein, im Extremfall über $\pm 100\%$. Dies lässt den Schluss zu, dass diese jeweilige beste Korrelation zwar im Mittel am besten die experimentellen Ergebnisse abbilden kann, sie aber nicht für die präzise Vorhersage lokaler WÜK zu verwenden ist. Nichtsdestotrotz ist die Präzision der Vorhersage in einem Bereich, der so auch in der Literatur zur Beschreibung der Verwendbarkeit von Korrelationsgleichungen zu finden ist. So geben beispielsweise [Liu und Winterton \[1991\]](#) an, dass ein Großteil der zur Erstellung ihrer Gleichung verwendeten Messergebnisse unterschiedlicher Autoren und Versuchsbedingungen innerhalb von $\pm 40\%$ liegen, wobei eine MRD von 1 % und eine MARD von 18,1 % angegeben wurde. Es ist letztlich aber genau zu prüfen, ob die Verwendung von Berechnungskorrelationen die Bedürfnisse der Auslegung erfüllen kann. Im ungünstigsten Falle überschätzen die Korrelationen den real auftretenden Wert so stark, dass ein sicherer Betrieb nicht gewährleistet

⁸ Die Ergebnisse der Versuche wurden an Rohren mit einer Rauheit ermittelt, die der von gezogenen Stahlrohren entsprechen. Bei der Verwendung glatterer Rohre sind die Ergebnisse u.U. nicht uneingeschränkt gültig.

ist. Auf der anderen Seite kann bei unterschätzten Werten allerdings auch eine Einbuße an Kompaktheit des Wärmeübertragers die Folge sein.

Die Empfehlung lautet, dass die hier angegebenen besten Korrelationen lediglich eine grobe Abschätzung der mittleren WÜK in einem derartigen Siederohr liefern können, nicht aber für die präzise und vor allem sichere Auslegung herangezogen werden sollten. Es sollte - im Sinne einer sicheren Auslegung und den Einbußen eventueller Überdimensionierung zum Trotz - auf die oben angegebenen Minimalwerte mittels der maximalen beobachteten Wandübertemperaturen zurückgegriffen werden (Tabelle 7.6). Diese beinhalten sowohl den Einfluss der Wärmestromdichte als auch der Drucklage. Zudem ist darauf zu achten, Siederohre mit möglichst hoher Rauheit zu verwenden. Die höhere Rauheit führt zwar u.U. zu höheren Druckverlusten im Naturumlauf und damit zu reduziertem Umlaufmassenstrom. Dieser hat aber nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf den WÜK, daher ist ein möglichst raues Rohr die beste Maßnahme.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Der weltweit steigende Energie- und Komfortbedarf führt bisher zu steigenden CO₂-Emissionen. Dies wird unweigerlich zu einer merklichen Veränderung des Klimas mit gravierenden Folgen für Mensch und Umwelt führen, wenn die Treibhausgasemissionen nicht stark reduziert werden. Ein beträchtlicher Teil der in Deutschland verursachten Treibhausgasemissionen und des Verbrauchs fossiler Energieträger wird im Sektor der Wärme- und Kältebereitstellung verursacht. Thermisch angetriebene Wärmepumpen und Kältemaschinen, z.B. Absorptionswärmepumpen, können einen Beitrag zur Steigerung der Energieeffizienz in diesem Sektor leisten. Sie benötigen im Gegensatz zu den weit verbreiteten Kompressionswärmepumpen keine elektrische Energie zum Antrieb, sondern Wärme. Es bietet sich somit die Möglichkeit, Abwärme für ihren Antrieb zu nutzen, die anderweitig ungenutzt bliebe. Es lässt sich auch Erdgas als Antriebsquelle nutzen und dieses lässt sich prinzipiell stufenlos durch erneuerbaren Brennstoff wie Wasserstoff oder synthetisches Methan aus z.B. Power-to-Gas ersetzen, um z.B. die Absorptionswärmepumpen zu betreiben. Das hat zudem den Vorteil, dass das Stromnetz nicht zusätzlich durch Heiz- und Kühlaufgaben belastet werden muss. Kommt hochwertige Antriebswärme, z.B. aus Gas zum Einsatz, sind mehrstufige Absorptionswärmepumpen vorteilhaft. Sie ermöglichen hohe Effizienzen und/oder hohe Temperaturhübe und sind damit vielfältig einsetzbar, wie beispielsweise in Hochtemperaturwärmepumpenanwendungen oder zum Heizen auf hohem Temperaturniveau und gleichzeitigem Kühlen.

Die Einbringung von hochtemperierter Antriebswärme aus Abgasen in den Absorptionswärmepumpenprozess erfordert einen betriebssicheren und effizienten Wärmeübertrager. Ein solcher ist ein Hochtemperaturaustreiber, der Kern der Untersuchungen der vorliegenden Arbeit ist. Vorherige Arbeiten haben gezeigt, dass die Ausführung des Austreibers in der Bauform eines Naturumlaufverdampfers mit stehenden Siederohren signifikante Vorteile gegenüber der bisher üblichen Bauform eines Rauchrohrkessels aufweist. In den stehenden Siederohren befindet sich das Arbeitsmittel, hier konkret wässrige Lithiumbromidlösung, aus der - durch die von außen zugeführte Antriebswärme aus dem heißen Abgas - das dampfförmige Kältemittel generiert (oder auch angetrieben) wird und dabei Lösung und Wasserdampf im Naturumlaufprinzip zweiphasig nach oben strömen. Im Gegensatz dazu strömt beim Rauchrohrkessel das Abgas innerhalb horizontal liegender Rohre, die außen vollständig von der im Mantelraum befindlichen Lithiumbromidlösung umgeben sind. Der abgasseitige Wärmeübergang ist - bei gleichem abgasseitigem Druckverlust - in der Siederohrvariante bis zu doppelt so hoch, wodurch die erforderliche Wärmeübertragerfläche maßgeblich verringert werden kann. Daraus folgende Effekte, wie reduziertes Bau- und Lösungsvolumen und reduzierte Herstellkosten, sind als Hauptvorteile der Bauform Siederohraustreiber im Naturumlaufprinzip zu nennen.

Dieser *Naturumlaufaufstreiber* ermöglicht eine kompakte Ausführung und damit auch hohe Leistungsdichten, gerade im Bereich hoher Abgastemperaturen, hoher Abgasgeschwindigkeiten und damit hoher abgasseitiger Wärmeübergänge. Die Rohrrinnenwandtemperatur ist die Folge der auf das Siederohr aufgeprägten Wärmestromdichte und des lösungsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten (WÜK) in Kombination mit der Lösungstemperatur. Das verwendete Arbeitsmittel wässrige Lithiumbromidlösung ist gerade bei erhöhten Temperaturen ($>140\text{ °C}$) stark korrosiv, so dass eine möglichst geringe Temperatur der Rohrrinnenwand, die mit der Lösung in Kontakt steht, anzustreben ist, um die Standfestigkeit des Wärmeübertragers sicherzustellen. Der lösungsseitige WÜK ist für die Rohrkühlung bzw. die resultierende Rohrwandtemperatur der maßgebliche Parameter und dessen genaue Kenntnis ist von entscheidender Bedeutung. Die zuverlässige Ermittlung bzw. Vorhersage dieses lösungsseitigen lokalen WÜK ist Hauptziel der vorliegenden Arbeit.

Im Zuge dieser Arbeit wurde das thermohydraulische Funktionsprinzip von Naturumlaufverdampfern skizziert und eine ausführliche Literaturrecherche zu verfügbaren Korrelationen und Berechnungsansätzen zur Beschreibung von Fluidströmung und gekoppelter Wärmeübertragung durchgeführt. Es ist eine Vielzahl unterschiedlicher empirischer Ansätze zur Berechnung der Vorgänge in derartigen Siederohren verfügbar. Zu nennen sind hier vor allem Korrelationen für konvektive Wärmeübertragung, Wärmeübertragung beim Behälter- und Strömungssieden sowie Reibungsdruckverluste in Zweiphasenströmungen. Die betreffenden Korrelationen basieren meist auf Wasser als Prozessfluid oberhalb des Atmosphärendrucks, während in der vorliegenden Anwendung wässrige LiBr-Lösung unter subatmosphärischen Druckbedingungen zum Einsatz kommt. Daher ist die Eignung der vorhandenen Korrelationen für diese Anwendung fraglich. Zudem ist die Streubreite der Ergebnisse aus den verschiedenen Korrelationen und Ansätzen sehr hoch. Eine weitere Herausforderung in der Quantifizierung der Vorgänge in derartigen Siederohren liegt in der Natur des thermisch getriebenen Naturumlaufs. Die Zufuhr von Wärme in das Siederohr - auch Steigrohr genannt - bewirkt einen Verdampfungsvorgang, wodurch sich ein Zweiphasengemisch bildet, dessen Dichte geringer ist als die Dichte der einphasigen Lösung im unbeheizten Fallrohr. Diese Dichtedifferenz verursacht den Umlaufmassenstrom. Der Massenstrom beeinflusst dabei auch die Wärmeübertragung im Siederohr, beispielsweise über die Strömungsgeschwindigkeit, die lokalen Dampfgehalte und das resultierende Fluidtemperaturprofil im Steigrohr. Die Kopplung von Wärmeübertragung und Fluidodynamik stellt ein implizites Problem dar. Der Umlaufmassenstrom ist *a priori* nicht bestimmbar und muss iterativ ermittelt werden. Diese dargelegten Randbedingungen ergaben den Schluss, dass für eine zuverlässige und sichere Auslegung von Naturumlaufaufstreibern eigene experimentelle Untersuchungen zu Fluidodynamik und Wärmeübertragung innerhalb der Siederohre notwendig sind.

Folglich wurde eine Versuchsanlage konzipiert und im Labor aufgebaut, mit der die ortsauflöste Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Aufwärtsströmung im Siederohr und die Erfassung des im Naturumlauf umgesetzten Massenstroms ermöglicht wird. Die vakuumdichte Apparatur, in der im Betrieb reine Wasserdampf-Atmosphäre über der LiBr-Lösung herrscht, besteht aus einem variabel beheizbaren Siederohr, einem Fallrohr, in dem der Umlaufvolumenstrom magnetisch-induktiv erfasst wird, einem Sumpfbehälnis, das unten Steig- und Fallrohr verbindet, einem Kopfbehälter oben an den Rohren, in dem die Trennung zwischen im Siederohr generiertem Dampf und der Lösung stattfindet sowie einem extern gekühlten Kondensatorwärmübertrager, an dem der generierte Dampf kondensiert und der Prozessdruck im Betrieb eingestellt werden kann.

Das Konzept ermöglicht das Wechseln der Siederohre, sodass Siederohre mit unterschiedlichen Geometrien (Innendurchmesser und Rohrlänge) untersucht werden können. Die Beheizung der Siederohre erfolgt elektrisch über - je nach Rohrlänge - 12 bis 18 einzeln leistungsregelbare Heizschellen. Die Siederohre weisen stets einen Außendurchmesser von 100 mm auf. Bei Innendurchmessern von 11 bis 30 mm, die durch Bohren aus dem Vollmaterial entstehen, ergeben sich vergleichsweise große Wandstärken des Rohrs. Außendurchmesser und Dickwandigkeit haben ihre Notwendigkeit: zum einen kann nur bei den großen Außendurchmessern die an der Rohrrinnenseite geforderte Wärmestromdichte von mindestens 100 kW m^{-2} über die Heizschellen, deren Heizleistungsdichte begrenzt ist, erreicht werden. Zum anderen muss Platz für die Einbringung von Temperaturfühlern in den Rohrmantel vorhanden sein, um die Rohrwandtemperatur höhenaufgelöst erfassen zu können. Hierfür sind in das Rohr in axialer Richtung 12-18 Pt100-Widerstandsthermometer in unterschiedlicher Tiefe über Tieflochbohrungen eingebracht. Um nicht zu vermeidende Inhomogenitäten in der Beheizung im Rohrumfang möglichst gut ausgleichen zu können, bestehen die Versuchssiederohre aus sehr gut wärmeleitendem Aluminium. Jeder der eingebrachten Temperaturfühler repräsentiert die (im Umfang als homogen anzunehmende) Temperatur eines Höhenelements. In dieser Teilung ist das Rohr dann in der Höhe für die Modellrechnung und die wärmetechnische Bilanzierung diskretisiert. Um nun auf den im jeweiligen Höhenelement herrschenden WÜK schließen zu können, ist in jedem Höhenelement die Kenntnis der lokal in das Fluid eingebrachten Wärmestromdichte sowie der Temperaturen der Rohrrinnenseite und der Lösung erforderlich.

Keine der genannten Größen kann direkt gemessen werden, da dies eine Beeinflussung der Strömung im Siederohr und damit eine Beeinflussung des Wärmeübergangs an dieser Stelle zur Folge hätte. Folglich muss indirekt auf den WÜK geschlossen werden: Es werden die außen in das Rohr eingebrachte Leistung über die elektrische Leistung und die Temperatur des Rohrmantels messtechnisch erfasst. Über die Anwendung eines eigens hierfür entwickelten Finite-Elemente-Rechenmodells, das die Wärmeleitungsvorgänge im dickwandigen Siederohr abbildet, werden dann die lokalen Werte des Wärmeübergangskoeffizienten berechnet. Zusätzlich ist für diese Untersuchung ein Softwaremodell nötig, das die thermodynamischen Zustände im aufwärtsströmenden Fluid in vertikaler Richtung diskretisiert berechnet. Dieses auch eigens entwickelte Modell bildet auf semi-empirischer Basis die Fluidodynamik des Naturumlaufs unter Ermittlung und Berücksichtigung aller lokalen thermodynamischen Größen wie (Sättigungs-)Temperatur und Druck, Dampfgehalt und Stoffeigenschaften des Fluids ab. Die Kombination beider Modelle ermöglicht unter Einbezug der gemessenen Größen die Ermittlung der lokalen WÜK. Sie werden zudem zur vergleichenden Berechnung der lokalen WÜK verwendet, die sich auf der Basis der verfügbaren Korrelationen ermitteln lassen, und ermöglichen die Durchführung der komplexen Fehlerfortpflanzungsrechnung.

In Vorversuchen wurde die Versuchsanlage auf ihre Eignung geprüft. Hierzu wurde zur Ermittlung der lokal aufgelösten WÜK ein beheiztes Versuchssiederohr mit einphasigem Wasser zwangsdurchströmt und der hydraulische Druckverlust im Rohr experimentell bestimmt, was in Kombination mit dem erfassten Rohrvolumenstrom einen Rückschluss auf die Rauheit der gebohrten Aluminiumrohre zuließ. Diese ist mit $R_a = \text{ca. } 10 \mu\text{m}$ mit der von gezogenen Stahlrohren, wie sie häufig als Siederohre zum Einsatz kommen, vergleichbar. Zudem ließ sich die thermische Verlustleistung nach außen am isolierten Siederohr präzise ermitteln und in den o.g. Modellen abbilden. In den Versuchsreihen wurden die Eintrittstemperaturen, die Beheizungsstärke und die Strömungs-

geschwindigkeiten variiert und - unter Verwednung der o.g. Softwaremodelle - die lokalen WÜK ermittelt. Diese wurden anschließend mit WÜK aus gängigen Korrelationen für einphasige konvektive Wärmeübertragung bei Rohrströmung verglichen. Der Vergleich zeigte, dass die ermittelten WÜK um ca. 20% unterhalb derer liegen, die die Korrelationen vorhersagen. Für diese Abweichung können mehrere Faktoren ursächlich sein, die allerdings nicht eindeutig und abschließend identifiziert werden konnten. Jedoch war die Bestimmung der Abhängigkeiten in qualitativer und auch quantitativer Hinsicht ausreichend genau, so dass die Vorversuche die Eignung der Apparatur und der Methodik zur Ermittlung der lokalen WÜK bestätigten konnten und der Teststand damit für die Hauptversuche im Naturumlaufbetrieb verwendbar war.

In den Hauptversuchen wurde eine breite Variation von verschiedenen Parametern durchgeführt, um deren Auswirkungen sowohl auf die Umlaufcharakteristik im Naturumlauf als auch auf die Wärmeübertragung zu analysieren. Zur Variation der geometrischen Parameter wurden 6 verschiedene Siederohre eingesetzt, die sich in Länge und Innendurchmesser unterschieden und typische Abmessungen in Hochtemperaturaustreibern repräsentieren (3 Rohre mit einer Länge von jeweils 480 mm und den Innendurchmessern 11, 17 und 30 mm sowie 3 Rohre mit den gleichen Innendurchmessern und einer Rohrlänge von 692 mm). Für alle Rohre wurden die Parameter lokale Beheizungsstärke (Wärmestromdichte an der Innenwand $\dot{q} = 7 - 323 \text{ kW m}^{-2}$), globaler Prozessdruck (ausgedrückt über die Kondensationstemperatur des generierten Wasserdampfs $\vartheta_K = 60-95 \text{ }^\circ\text{C}$, was Drücken von $p_K = \text{ca. } 200-850 \text{ mbar}_{\text{abs}}$ entspricht) sowie Lösungskonzentration ($w_{\text{LiBr}} = 55-63 \text{ Gew.}\%$) in engen Schritten variiert. Sie bilden das Spektrum der realen Einsatzbedingungen in Austreibern von mehrstufigen Absorptionswärmepumpen ab. Zusätzlich wurden zu Vergleichszwecken auch Versuchsreihen mit dem Prozessfluid Wasser durchgeführt. Für einen Versuchspunkt wurde stets ein stabiler und stationärer Betriebszustand von 10 Minuten eingestellt. Insgesamt standen so am Ende 2.122 Versuchspunkte für LiBr-Lösung und 301 für Wasser zur Verfügung. Die ausführliche Mess- und Ergebnisunsicherheitsrechnung erbrachte zufriedenstellende Unsicherheiten im Massenstrom von kleiner 5%, für die lokalen WÜK im Mittel deutlich unter 20%.

Zunächst wurden die Einflüsse der variierten Parameter auf das Umlaufverhalten analysiert. Es zeigt sich ein für alle Parameter einheitliches und allgemein gültiges Bild. Der umsetzbare Massenstrom im Naturumlauf wird stark von der eingebrachten Heizleistung beeinflusst. Bei kleinen Heizleistungen beginnend, steigt der umgesetzte Massenstrom mit größer werdender Heizleistung zunächst steil an, erreicht dann ein Maximum und fällt mit weiter zunehmender Heizleistung flach ab. Dies widerspricht zunächst der Intuition, die einen stetig steigenden Massenstrom mit zunehmender Heizleistung erwarten lässt, da die treibende Kraft für den Naturumlauf durch die Dichtedifferenz zwischen Steig- und Fallrohr hervorgerufen wird, denn eine höhere Heizleistung führt zu einer höheren freigesetzten Dampfmasse und folglich zu einer geringeren mittleren Dichte der Zweiphasenströmung im Steigrohr. Es ist jedoch zu beobachten, dass die erhöhte Dampfmenge zwar höhere treibende Kräfte hervorruft, diese aber nach Erreichen des Massenstrommaximums durch überproportional steigende Reibungs- und Beschleunigungsdruckverluste in der Strömung kompensiert werden. Ein Absinken des Massenstroms ist die Folge. Dies konnte durch eine detaillierte Analyse der Druck- und Strömungsverhältnisse dargelegt werden. Über alle Versuchsreihen hinweg wurden Massenstromdichten ($\dot{m} = \dot{M}/A$) von ca. $200-1000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ bei LiBr-Lösung und ca. $100-550 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$ bei Wasser beobachtet. Je größer dabei der Innendurchmesser des Siederohrs,

desto größer ist der umgesetzte Umlaufmassenstrom bei ansonsten identischen Randbedingungen. Zwischen dem größten (30 mm) und dem kleinsten untersuchten Innendurchmesser (11 mm) liegt teilweise ein Faktor bis zu 3 im Umlaufmassenstrom vor. Ein weiterer wichtiger Einflussparameter im Hinblick auf den Umlauf ist der globale Prozessdruck. Beim niedrigsten durchgehend untersuchten Betriebsdruck entsprechend der Kondensationstemperatur $\vartheta_K = 70 \text{ °C}$ ($p_K \approx 310 \text{ mbar}$) waren die Umläufe um bis zu 30 % geringer als beim höchsten Prozessdruck ($\vartheta_K = 95 \text{ °C}$, $p_K \approx 850 \text{ mbar}$), was durch die beim niedrigen Druck stark erniedrigten Dampfdichten und den damit einhergehenden höheren Reibungs- und Beschleunigungsdruckverlusten erklärt werden kann. Die weiteren untersuchten Parameter üben ebenfalls einen messbaren Einfluss auf das Umlaufverhalten aus, sind allerdings von untergeordneter Bedeutung. Das oben beschriebene Softwaremodell zur Abbildung des Naturumlaufs wurde mithilfe der experimentell gewonnenen Daten überprüft. Es lässt sich festhalten, dass das Naturumlauflmodell sowohl phänomenologisch als auch in quantitativer Hinsicht plausible und brauchbare Ergebnisse bei der Vorhersage der erzielbaren Umlaufmassenströme liefert und das Modell damit grundsätzlich als validiert bezeichnet werden kann. Die Unsicherheit in der empirischen Berechnung der Zweiphasendruckverluste pflanzt sich unweigerlich in das Ergebnis der Modellrechnungen zum Massenstrom fort. Die generell gültige Unsicherheit von ca. -17 % ist aber akzeptabel und das Modell damit für die hydraulische Dimensionierung von Hochtemperaturaustreibern verwendbar. Vorgreifend auf die Untersuchungen zum Wärmeübergang im Naturumlaufl lässt sich bereits sagen, dass der Massenstrom nur in geringem Maße Einfluss auf den Wärmeübergang im Siederrohr ausübt. Damit ist die Kenntnis des Umlaufverhaltens in der gezeigten Unsicherheitsbreite - vor allem auch weil der Massenstrom grundsätzlich vom Modell unterschätzt wird - ausreichend und damit für die hydraulische Auslegung von Siederhrohraustreibern verwendbar.

Die durchgeführten Versuchsreihen mit der o.g. Parametervariation wurden auch für die Analyse der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten benutzt. Grundsätzlich gilt, dass sich im Siederrohr unten beginnend ein Abschnitt mit unterkühltem einphasigem Fluid einstellt und nach Erreichen der vom lokalen Druck abhängigen Sättigungstemperatur ein Bereich zweiphasiger Strömung beginnt. Die grundsätzliche Erwartung war, dass die Wärmeübertragung im einphasigen Bereich durch Konvektion und im zweiphasigen Bereich zusätzlich durch Strömungssieden charakterisiert ist. Die niedrigsten WÜK entlang der Strömungsrichtung waren im einphasigen Bereich erwartet worden, folglich wäre hier auch die maximale Rohrwandtemperatur (bei axial gleichförmiger Beheizung) anzutreffen. Im Zweiphasengebiet sagen die Korrelationen gegenüber dem einphasigen Gebiet höhere WÜK voraus, da das Vorhandensein von Dampf turbulenzverstärkende Effekte verspricht und zudem Blasensieden die Wärmeübertragung verbessert. Die Wärmeübertragung durch Konvektion im einphasigen Bereich wäre demnach nur beeinflusst durch die Strömungseigenschaften des Fluids über Massenstrom, Strömungsgeschwindigkeit, Re-Zahlen usw., während im Zweiphasengebiet eine zusätzliche direkte Abhängigkeit des WÜK von der eingebrachten Heizleistung zu erwarten ist. In den Experimenten hat sich allerdings gezeigt, dass der WÜK - über alle Versuchsreihen hinweg und unabhängig vom Phasenzustand - nur unbedeutend vom umgesetzten Massenstrom abhängt, während eine durchgängige positive Abhängigkeit des WÜK von der lokal eingebrachten Heizleistung beobachtet wurde. Dass diese Abhängigkeit auch im Einphasengebiet auftritt, ist über das Auftreten von unterkühltem Strömungssieden erklärbar. Hier findet - eine Mindestwärmestromdichte vorausgesetzt - die Bildung von Dampf im wandnahen Fluid statt, obwohl im Querschnitt noch unterkühlte Flüssigkeit vorliegt. Die Dampfblasen wandern in Richtung des

noch unterkühlten Flüssigkeitskerns und kondensieren dort wieder. Der Wärmeübergang ist durch den latenten Wärmetransport gegenüber dem rein konvektiven Transport stark verbessert. Die in der Literatur beschriebene positive Abhängigkeit des WÜK von der Wärmestromdichte konnte damit experimentell bestätigt werden. Für den vorliegenden Anwendungsfall waren aber weit höhere Wärmestromdichten zum Einsetzen des unterkühlten Siedens erwartet worden.

Im Zweiphasengebiet zeigt sich durchgehend eine ähnliche Abhängigkeit: der dortige WÜK hängt ebenfalls - wie zu erwarten - direkt von der Wärmestromdichte ab ($\alpha \propto \dot{q}^{0,5...0,8}$). Zusätzlich übt der lokale Dampfgehalt verstärkende Effekte auf den WÜK aus: je höher der lokale Dampfgehalt, desto höher grundsätzlich der WÜK. Im Mittel liegen die WÜK im Zweiphasengebiet ca. um den Faktor 2 höher als im Einphasengebiet. Über alle Versuchsreihen hinweg wurden WÜK zwischen 0,2 und 15 $\text{kW m}^{-2} \text{K}^{-1}$ im einphasigen Bereich und WÜK zwischen 1 und 20 $\text{kW m}^{-2} \text{K}^{-1}$ im zweiphasigen Bereich beobachtet. Die Abhängigkeit der einphasigen WÜK von der Wärmestromdichte und die großen Werte der dort erzielbaren WÜK sind als sehr positiv für das Design derartiger Austreiber zu bewerten.

Es hat sich gezeigt, dass die Wahl der Rohrgeometrie (Rohrlänge und Innendurchmesser) nur einen unbedeutenden Einfluss auf die erzielbaren WÜK hat, obwohl der Massenstrom im Naturumlauf gerade durch den Innendurchmesser stark beeinflusst wird. Dies ist ein weiteres Indiz für den geringen Einfluss des Massenstroms auf den erzielbaren WÜK. Das Auftreten des unterkühlten Siedens überkompensiert etwaige Verschlechterungen im WÜK durch geringere Durchsätze im Einphasengebiet. Neben der Wärmestromdichte selbst hat der Prozessdruck einen signifikanten Einfluss auf die erzielbaren WÜK. Es gilt: je höher der Prozessdruck, desto höher grundsätzlich auch die WÜK. Die beim höchsten Betriebsdruck ($\vartheta_K = 95 \text{ }^\circ\text{C}$) ermittelten WÜK liegen im Mittel um über 50 % höher als die beim niedrigsten durchgehend untersuchten Betriebsdruck ($\vartheta_K = 70 \text{ }^\circ\text{C}$), was wiederum für beide Phasengebiete gilt. Als grundsätzliche Begründung kann der positive Druckeinfluss auf den WÜK beim Blasensieden, das in beiden Phasengebieten auftritt, genannt werden. Der Variationsparameter Lösungskonzentration hingegen hat nur einen untergeordneten Einfluss auf die WÜK.

In den anfangs durchgeführten rechnerischen Untersuchungen zum WÜK für Wasser und LiBr-Lösung anhand der verfügbaren empirischen Korrelationen ergaben sich für Wasser Werte, die um einen Faktor 2-3 höher lagen als die bei LiBr-Lösung. Dies konnte in den Experimenten so nicht beobachtet werden. Die experimentellen WÜK für LiBr im Einphasengebiet lagen im Mittel um 30 %, im Zweiphasengebiet nur um 10 % unterhalb derer von Wasser. Dies ist ein erstes Indiz für die nur unzuverlässige Verwendbarkeit der zur Verfügung stehenden Korrelationen für diesen Anwendungsfall.

Dieses erste Indiz konnte durch einen ausführlichen Vergleich aller experimentell gewonnenen lokalen WÜK mit den Ergebnissen aus Modellrechnungen, in die alle vorhandenen Korrelationen implementiert waren, bekräftigt werden. Es muss an dieser Stelle festgehalten werden, dass die Rohrrauheit in fast allen Korrelationen für den Wärmeübergang einen teilweise signifikanten Einfluss auf die Werte des WÜK ausübt. Dabei gilt grundsätzlich: eine höhere Rauheit hat einen höheren WÜK zur Folge. Vor allem die Korrelationen für WÜK, die durch Blasensieden bestimmt werden, hängen massiv von der gewählten Rauheit ab. Die experimentell ermittelte Rohrrauheit erbrachte bei den meisten Korrelationen eine starke Überschätzung der WÜK. Für den einphasigen Bereich unterschätzen die Korrelationen für rein konvektive einphasige Wärmeübertragung die WÜK deutlich. Korrelationen, die den direkten Einfluss der Wärmestromdichte auf den WÜK berücksichtigen, wie diejenigen für das Blasensieden, das unterkühlte sowie gesättigte Strömungs-

sieden, bilden die experimentellen Werte tendenziell besser ab, jedoch sind auch hier teils massive Abweichungen untereinander und auch im Vergleich zum Experiment vorzufinden. Für das Zweiphasengebiet ergibt sich ein ähnliches Bild. Die angenommene Rauheit beeinflusst das Rechenergebnis stark und große Abweichungen zwischen Experiment und Korrelationen sind zu beobachten. Auch hier zeigen sich beide Tendenzen: Teils massive Unterschätzung der WÜK bei kleinen angenommenen Rauheiten und hohe Überschätzung bei größeren Rauheiten. Für beide Phasengebiete gilt gleichermaßen, dass die am besten übereinstimmenden Korrelationen die Mechanismen bei der Wärmeübertragung qualitativ wiedergeben können. So wird beispielsweise der Einfluss der Wärmestromdichte und des Drucks richtig wiedergegeben. Die mittlere Streuung von ca. 25 % (MARD) ist ein zunächst akzeptabler Wert und findet sich in dieser Größenordnung auch in der Literatur bei der Angabe der Zuverlässigkeit von Korrelationen für diese Anwendungen wieder. Bei genauerer Betrachtung muss allerdings festgestellt werden, dass eine nicht unerhebliche Anzahl einzelner Werte Abweichungen zwischen Theorie und Experiment von teilweise über 100 % aufweisen. Damit ist die Verwendung dieser Korrelationen zur Berechnung lokaler WÜK zur effizienten und gleichzeitig sicheren Auslegung derartiger Siederohre nicht zu empfehlen. Zudem ist die Kenntnis bzw. die korrekte Annahme der realen Rauheit von entscheidender Bedeutung. Daher sollte in der Praxis bei der Auslegung auf die Ergebnisse der hier durchgeführten Experimente zurückgegriffen werden. Allerdings ist auch hier keine umfassende Sicherheit für die zuverlässige Vorhersage für alle lokalen WÜK gegeben. Wie bereits beschrieben, konnte zwar eine quantitative Aussage zum Einfluss der Wärmestromdichte und des globalen Prozessdrucks auf die lokalen WÜK getroffen werden, jedoch ist in den experimentellen Ergebnissen eine breite Streuung der WÜK zu beobachten. Die passende Kombination zusätzlicher Einflussfaktoren, wie z.B. die Rohrgeometrie und die Lösungskonzentration, die - einzeln betrachtet - einen untergeordneten Einfluss auf die WÜK nehmen, kann zu sogar noch günstigeren WÜK führen. Dies ist aber nicht zuverlässig quantifizierbar und damit lässt sich aus den Experimenten noch keine zuverlässige Korrelation über alle variierten Parameter ableiten. Zudem ist die Rohrrauheit ein wichtiger Einflussparameter, der aber im Zuge dieser experimentellen Untersuchungen nicht variiert wurde und dessen exakte mikroskopische Bestimmung nicht möglich war. Allerdings kann als wichtiges Ergebnis dieser Arbeit eine einfache aber zuverlässige Abschätzung der minimal erzielbaren WÜK für den untersuchten Betriebsbereich im Siederohr in Abhängigkeit von den entscheidenden Einzelparametern Wärmestromdichte und globaler Prozessdruck angegeben werden.

Der minimal erzielbare lokale WÜK α_{min} lässt sich über den einfachen Zusammenhang $\alpha_{min} = \frac{\dot{q}}{\Delta\vartheta_{max}}$ als Funktion der Wärmestromdichte \dot{q} und der maximal aufgetretenen Wandübertemperatur $\Delta\vartheta_{max}$ berechnen. Die maximal aufgetretenen Wandübertemperaturen, die als Ergebnis dieser Arbeit verwendet werden können, variieren je nach Phasengebiet und Drucklage, dabei gilt: je kleiner die Wandübertemperatur desto höher der WÜK bei gleicher Wärmestromdichte. Für alle Druckbereiche gilt: maximale Wandübertemperatur $\Delta\vartheta_{max}$ für das Einphasengebiet 35 K, für das Zweiphasengebiet 30 K. Beim höchsten Druck kann mit $\Delta\vartheta_{max} = 20$ bzw. 25 K gerechnet werden. Bei kleineren Wärmestromdichten sind noch kleinere Wandübertemperaturen anzusetzen. Die maximalen Wandübertemperaturen für Drücke, die zwischen den beiden Extrema liegen, lassen sich durch lineare Interpolation sicher abschätzen. Die Tabelle 7.6 fasst die Werte für alle Bereiche zusammen. Dieses Vorgehen erlaubt zwar nicht unbedingt das optimale Design des Wärmeübertragers, da höhere WÜK resultieren können als über die Minimalabschätzung berechnet, allerdings kann damit zuverlässig ein betriebssicheres Design derartiger Austreiber abgeleitet werden. Der Einfluss der Rohr-

rauheit ist signifikant, daher ist die Verwendung möglichst rauer Rohre zu empfehlen. Die Rauheit übt zwar einen Einfluss auf den erzielbaren Umlaufmassenstrom aus - je rauer, desto geringer der Umlauf -, dieser hat aber in weiten Grenzen keinen signifikanten Einfluss auf die WÜK. Der Vorteil der Verbesserung des WÜK durch ein raues Rohr überwiegt hier eindeutig.

Um die Aussagekraft und Zuverlässigkeit in der Vorhersage lokaler WÜK in Siederohren in der Anwendung in Austreibern von LiBr-Absorptionswärmepumpen zu stärken, zu verallgemeinern und in Berechnungskorrelationen zu verankern, sind weitere detaillierte Experimente und Analysen sinnvoll. Die genaue Bestimmung und Variation von Rohrrauheiten kann Aufschluss darüber geben, wie sich die WÜK bei der Verwendung glatterer Rohre im Vergleich zu denen in den hier durchgeführten Versuchen verhält. Zusätzlich sollte der Betriebsbereich der Untersuchungen erweitert werden: Niedrigere Drucklagen, wie sie beispielsweise in einstufigen Absorptionswärmepumpen vorkommen, sollten ebenso untersucht werden, wie Drücke oberhalb des Atmosphärendrucks, wie sie beispielsweise in Triple-Effect-Absorptionswärmepumpen auftreten. Des Weiteren kann die Verwendung von auch makroskopisch oberflächenstrukturierten Rohren einen zusätzlich positiven Einfluss auf die erzielbaren WÜK nehmen und sollten bei weitergehenden Untersuchungen berücksichtigt werden. Ein wichtiger Aspekt für künftige Untersuchungen ist die Erforschung von Korrosionsmechanismen in den hochbelasteten Siederohren, um eine verlässlichere Aussage über die zulässige Wandinnentemperatur zu erhalten.

Als Fazit dieser Arbeit lässt sich festhalten, dass die vorteilhafte Bauform eines Naturumlauf-austreibers für LiBr-Absorptionswärmepumpen bestätigt werden kann. Die lösungsseitige Wärmeübertragung ist so gut, dass der Austreiber auch mit hohen Leistungsdichten beaufschlagt werden kann, ohne betriebssichere Grenzen hinsichtlich zu hoher Wandtemperaturen und erhöhter Korrosionsgefahr zu verletzen. Es konnte durchgehend eine positive Abhängigkeit der WÜK von der eingebrachten Wärmestromdichte beobachtet werden und dies sowohl im Gebiet der ein- als auch der zweiphasigen Strömung im Siederohr. Im Experiment wurden WÜK ermittelt, die in allen Betriebsbereichen deutlich oberhalb derer liegen, die nach Berechnung mit den vorhandenen Literaturkorrelationen zu erwarten gewesen wären. Die in dieser Arbeit aufgezeigten Zusammenhänge erweitern das Verständnis und die Vorhersagbarkeit der entscheidenden Vorgänge beim Sieden von LiBr-Lösung in vertikalen Siederohren unter subatmosphärischen Druckbedingungen. Sie ermöglichen eine Vielzahl von Optimierungsmöglichkeiten für das Design von Hochtemperaturaustreibern in mehrstufigen Absorptionswärmepumpen.

Anhang

A.1 Herleitung der Wärmeleitungsgleichung

An einem differentiellen, also infinitesimal kleinen, Teil eines an der Wärmeleitung beteiligten Festkörpers lässt sich eine Energiestrombilanz aufstellen, aus der dann ein funktionaler Zusammenhang des orts- und zeitabhängigen Temperaturverlaufs im betrachteten Körper abgeleitet werden kann. Im Folgenden ist die Herleitung der Wärmeleitungsgleichung für einen Hohlzylinder (Rohrwand) aufgezeigt.

Bezug nehmend auf Abbildung A.1 lässt sich das differentielle Element geometrisch beschreiben. Das Element stellt einen Ausschnitt an der radialen Position r aus einer Hohlzylinderwand dar, das die Höhe dz und den Umfang $du(r) = r d\varphi$ aufweist und das Volumen $dV = dr dz dU$ besitzt. In die jeweilige Raumrichtung n tritt der Wärmestrom $d\dot{Q}_n$ ein und $d\dot{Q}_{n+dn}$ aus. Das Element weise zudem die spezifische Wärmeleitfähigkeit λ , die spezifische Wärmekapazität c sowie die Dichte ρ auf. Es gilt dann folgende Energiebilanz:

$$d\dot{Q}_r - d\dot{Q}_{r+dr} + d\dot{Q}_\varphi - d\dot{Q}_{\varphi+d\varphi} + d\dot{Q}_z - d\dot{Q}_{z+dz} + \dot{w}dV = \frac{\partial dU}{\partial t} \quad (\text{A.1})$$

\dot{w} stellt eine volumetrische Wärmequellendichte dar und $\frac{\partial dU}{\partial t}$ die zeitliche Änderung der inneren Energie des Volumenelements, die wie folgt definiert ist:

$$\frac{\partial dU}{\partial t} = \rho(\vartheta) c(\vartheta) dV \frac{\partial \vartheta}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

Der Term stellt das instationäre, also zeitlich variable Glied in der Energiebilanz dar. Er beschreibt die zeitliche Änderung der Temperatur ϑ und der unter Umständen temperaturabhängigen Stoffwerte. Im stationären Fall wird dieser Term ebenso zu Null wie der Quellenterm bei nicht vorhandener innerer Wärmequelle. Damit vereinfacht sich Gl. A.1 zu:

$$d\dot{Q}_r - d\dot{Q}_{r+dr} + d\dot{Q}_\varphi - d\dot{Q}_{\varphi+d\varphi} + d\dot{Q}_z - d\dot{Q}_{z+dz} = 0 \quad (\text{A.3})$$

Die das Element an der Stelle $n + dn$ verlassende flächenspezifische Wärmestromdichte \dot{q}_{n+dn} lässt sich durch eine Taylor-Reihe darstellen:

$$\dot{q}_{n+dn} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\partial^i \dot{q}_n}{\partial n^i} \frac{(dn)^i}{i!} \quad \text{wobei} \quad \dot{q}_{n+dn} = \frac{d\dot{Q}_{n+dn}}{dA_{\perp,n}} \quad (\text{A.4})$$

Die Änderung ab dem zweiten ($i = 1$), quadratischen Summenglied ist bereits so gering, dass die

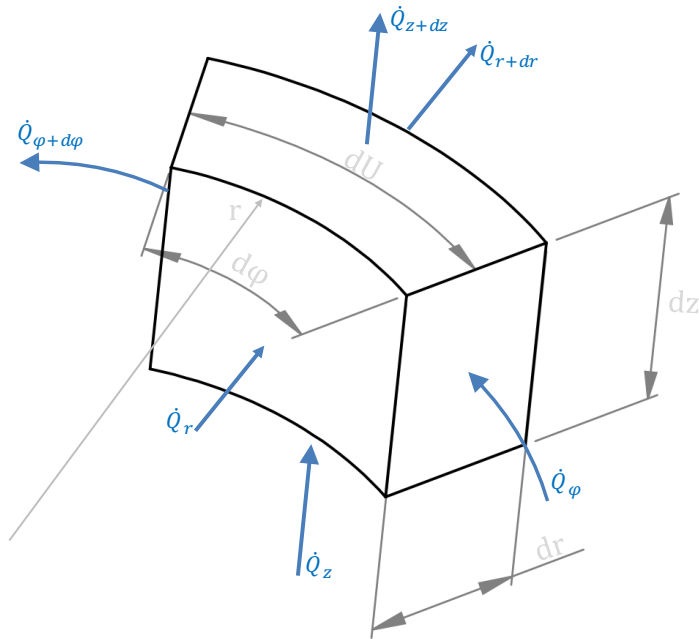


Abbildung A.1

Wärmestrombilanz an einem differentiellen Hohlzylinderwandelement

Reihe nach dem linearen Glied abgebrochen werden darf [Polifke und Kopitz 2005]. Es folgt also:

$$\dot{q}_{n+dn} = \dot{q}_n + \frac{\partial \dot{q}_n}{\partial n} dn \quad (\text{A.5})$$

Der Wärmestrom \dot{Q}_n ist nach dem *Fourierschen Gesetz* als Produkt aus Wärmeleitfähigkeit, der auf der Raumrichtung senkrecht stehenden Übertragungsfläche $dA_{\perp,n}$ und dem ortsabhängigen Temperaturgradienten $\frac{\partial \vartheta}{\partial n}$ definiert:

$$d\dot{Q}_n = -\dot{q}_n dA_{\perp,n} = -\lambda(n, \vartheta) dA_{\perp,n} \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \quad (\text{A.6})$$

Die Übertragungsflächen der jeweiligen Raumrichtungen sind:

$$dA_{\perp,r} = r d\varphi dz \quad (\text{A.7})$$

$$dA_{\perp,\mu} = dr dz \quad (\text{A.8})$$

$$dA_{\perp,z} = r d\varphi dr \quad (\text{A.9})$$

Für die meisten Anwendungen, wie auch für diese, lässt in sehr guter Näherung auch annehmen, dass die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers unabhängig von der Raumrichtung und der Temperatur ist, also $\lambda(n, \vartheta) = \lambda = \text{const.}$. Somit lässt sich die Energiebilanz aus Gl. A.3 in Kombination mit der Fourierschen Gesetz aus Gl. A.6 schreiben:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial r} \left(r d\varphi dz dr \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left(dr dz r d\varphi \frac{\partial \vartheta}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r d\varphi dr dz \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) &= 0 \\
\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left(r \frac{\partial \vartheta}{\partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) &= 0 \\
r \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial u^2} + r \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} &= 0 \\
\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial u^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} &= 0 \\
\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} &= 0 \quad (\text{A.10})
\end{aligned}$$

Gleichung A.10 ist die dreidimensionale partielle Differentialgleichung für die örtliche Temperaturverteilung in der Hohlzylinderwand. Sie ist die Laplace-Gleichung in zylindrischen Koordinaten. Sie unterscheidet sich gegenüber der Differentialgleichung für ein kartesisches System (wie z.B. Wärmeleitung in einer ebenen Wand), insofern, als dass die an der radialen Wärmeleitung beteiligte Fläche nicht konstant entlang des Weges ist. Für die Transformation in andere Koordinatensysteme sei z.B. auf [Carslaw und Jaeger 2011] verwiesen.

Aus der Differentialgleichung lässt sich nun ein expliziter formaler geometrischer Zusammenhang des jeweiligen örtlichen Temperaturverlaufs ($\vartheta(n)$) ableiten. Während die Temperatur in eine Raumrichtung als variabel betrachtet wird, seien die Verläufe in die beiden anderen Richtungen als konstant angenommen. Daraus ergibt sich der Temperaturverlauf in

- radialer Richtung (r)

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} &= 0 \quad \text{mit} \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial r} = b \\
\frac{\partial b}{\partial r} + \frac{b}{r} &= 0 \\
\frac{\partial b}{b} + \frac{\partial r}{r} &= 0 \\
\ln b + \ln r &= \ln C_1 \\
b r &= C_1 \\
\frac{\partial \vartheta}{\partial r} r &= C_1 \\
\partial \vartheta &= C_1 \frac{1}{r} \partial r \\
\vartheta &= C_1 \ln r + C_2
\end{aligned}$$

Die Integrationskonstanten C_1 und C_2 lassen sich durch die örtlichen Randbedingungen bestimmen, nämlich $\vartheta = \vartheta_1$ an der Stelle $r = r_1$ sowie $\vartheta = \vartheta_2$ an der Stelle $r = r_2$, wobei gilt: $r_1 \leq r \leq r_2$.

$$C_1 = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}$$

$$C_2 = \vartheta_1 - \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln r_1$$

Damit lässt sich der radiale Temperaturverlauf wie folgt ausdrücken:

$$\vartheta(r) = \vartheta_1 + \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \ln\left(\frac{r}{r_1}\right) \quad (\text{A.11})$$

- Umfangsrichtung (u)

Analog zur radialen Richtung lässt sich der Verlauf in Umfangsrichtung ableiten. Er lautet:

$$\vartheta(u) = \vartheta_1 + (\varphi - \varphi_1) \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\varphi_2 - \varphi_1} \quad (\text{A.12})$$

- axialer Richtung (z)

Für den axialen Temperaturverlauf ergibt sich analog:

$$\vartheta(z) = \vartheta_1 + (z - z_1) \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{z_2 - z_1} \quad (\text{A.13})$$

Es ist zu erkennen, dass die Temperaturverläufe in Umfangsrichtung und axialer Richtung eine lineare Charakteristik aufweisen, während der radiale Temperaturverlauf proportional zum natürlichen Logarithmus des Radius ist. In den ersten Fällen bleibt die Übertragungsfläche längs des Weges konstant, während in radialer Richtung ein die Fläche mit der Lauflänge variabel ist.

Für den Wärmestrom in der jeweiligen Richtung ergibt sich, Gl. A.6 und Gln. A.7 bis A.9 aufgreifend, wobei festzuhalten ist, dass diese Lösungen für eine Raumrichtung nur gelten, wenn die Temperaturen in die jeweils beiden anderen Raumrichtungen konstant sind.

$$\dot{Q}_r = -\lambda \, dz \, d\varphi \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)} \quad (\text{A.14})$$

$$\dot{Q}_\varphi = -\lambda \, dz \, dr \, r \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{\varphi_2 - \varphi_1} \quad (\text{A.15})$$

$$\dot{Q}_z = -\lambda \, dr \, d\varphi \, r \frac{\vartheta_2 - \vartheta_1}{z_2 - z_1} \quad (\text{A.16})$$

A.2 Siederohrversuchsteststand

A.2.1 Fotografie des Teststandes

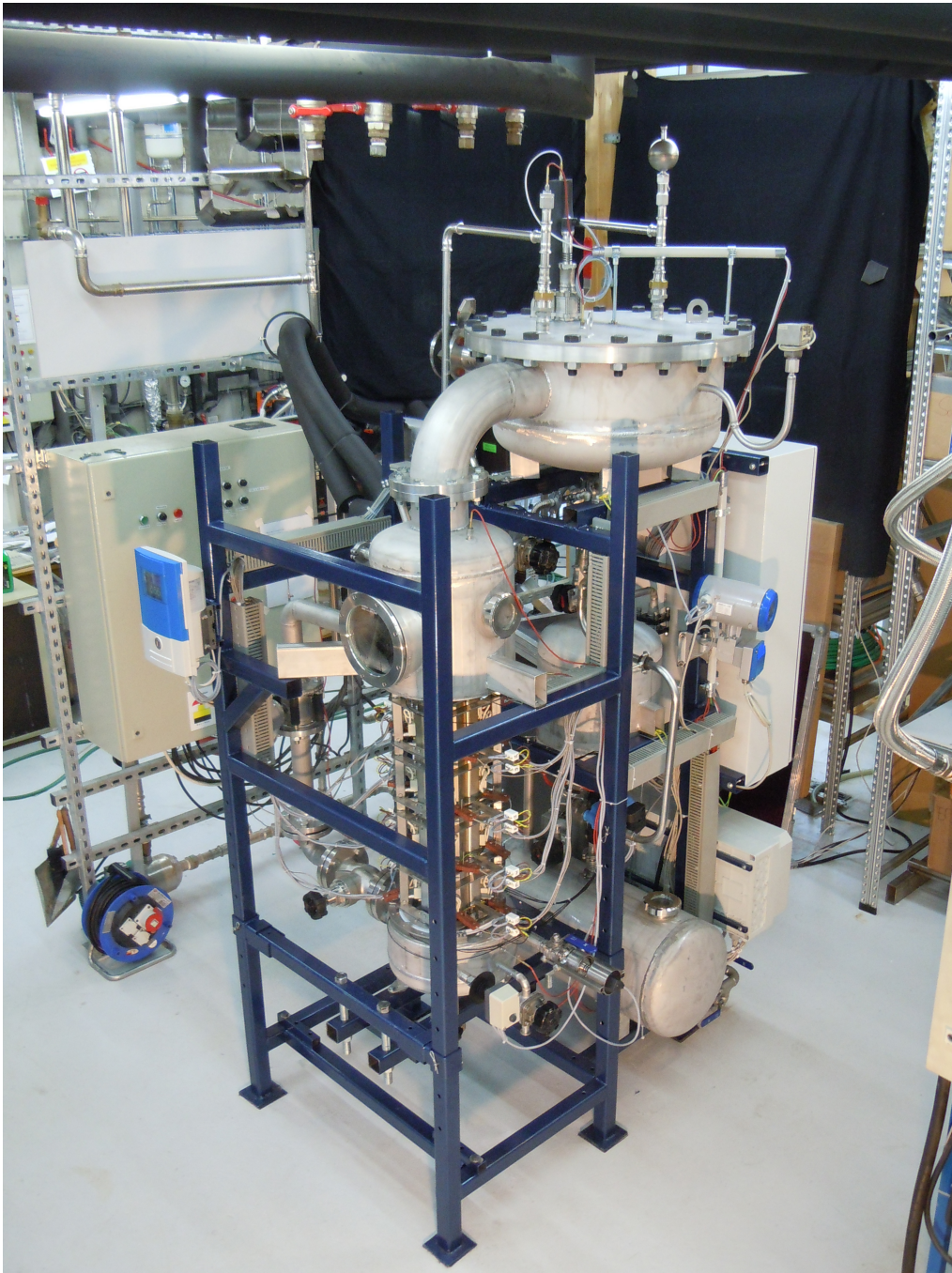


Abbildung A.2
Fotografie des Versuchsteststandes aus [Kausche \[2013\]](#)

A.2.2 Spezifikationen der Teststandmesstechnik

Tabelle A.1

Spezifikationen der im Siederohrteststand verwendeten Messgeräte (aus [Kausche \[2013\]](#))

Typ	Hersteller	Prozess-anschluss	Messbereich	Messfehler	Ausgangssignal
piezores. Drucktransmitter Optibar 2010 C (PIR 201/101)	Krohne Messtechnik GmbH	G 1"	0...2 bar(a)	$PN \leq 0,4 \text{ bar(a)}$ $\pm 0,5\% \text{ MBE}$ $PN \geq 0,4 \text{ bar(a)}$ $\pm 0,25\% \text{ MBE}$	4...20 mA 2 Leiter
MID OPTIFLUX 5300 C (FIR 101)	Krohne Messtechnik GmbH	<i>Sandwich</i> DIN-Flansch DN 50 PN 40	1...12 m/s bei \varnothing 40 mm	0,15% MW + 1 mm/s	4...20 mA 2 Leiter
MID OPTIFLUX 1100C (FIR 401)	Krohne Messtechnik GmbH	<i>Sandwich</i> DIN-Flansch DN 15 PN 40	1...12 m/s bei \varnothing 15 mm	0,3% MW + 2 mm/s	4...20 mA 2 Leiter
Cori (FIR/DIR 301)	Krohne Messtechnik GmbH	DIN-Flansch DN 15 PN 40	0...3500 kg/h	$\pm 0,5 \text{ kg/h} \pm 0,1\% \text{ MBE}$	4...20 mA 2 Leiter
			400...2500 kg/m ³	$\pm 2 \text{ kg/m}^3$	
Pt100-Widerstands-thermometer	TMH Temperatur Messelemente Hettstedt GmbH	<i>Mantel</i> \varnothing 3 & \varnothing 6 mm	-75...300 °C	$\pm (0,03+0,0005 \cdot t) \text{ } ^\circ\text{C}$	$\sim 100 \Omega$ 4 Leiter
Leistungsmessklemme Beckhoff EL3413	Beckhoff Automation GmbH	E-Bus	5 A 0...400 V AC 0...2000 W	0,5% MBE 0,5% MBE 1,0% MBE	E-Bus
Digitaleingangsklem. Beckhoff EL3202-0010 (für TIC 402)	Beckhoff Automation GmbH	E-Bus	-200...320 °C	$< \pm 0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$ (bei $T_{\text{Umgebung}} = 40 \text{ } ^\circ\text{C}$ & 50 Hz Filter)	E-Bus

A.2.3 Technische Zeichnung eines Versuchssiederohrs

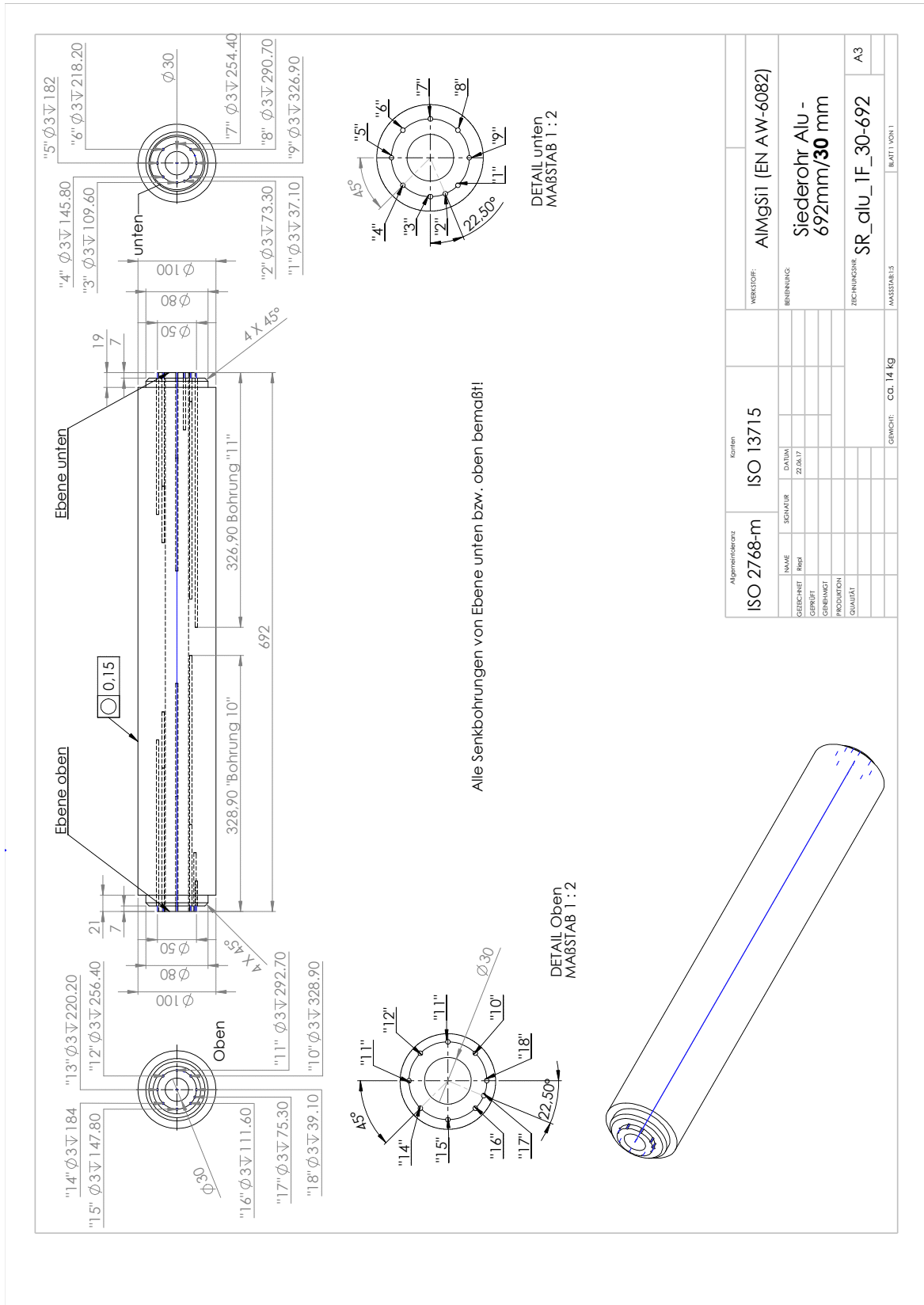
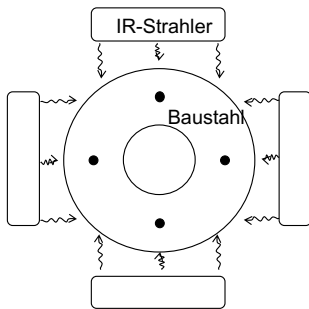


Abbildung A.3
Technische Zeichnung eines Versuchssiederohrs

A.2.4 Untersuchte Beheizungskonzepte



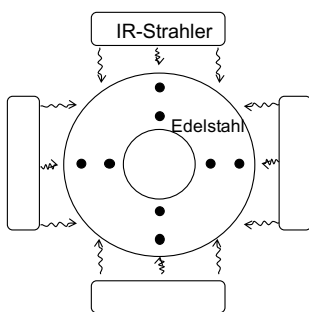
Beheizung / Rohrmaterial / Fühlerkonzept

Keramikstrahler / Baustahl / 1-Fühler

getestet: ja

Vorteile: Ursprüngliches Konzept, einfache Bauweise, auch im späteren HTG verwendeter Werkstoff

Nachteile: Hohe, nicht ausreichend quantifizierbare Wärmeverluste, keine brauchbare Bestimmung der lokalen Leistungsdichten



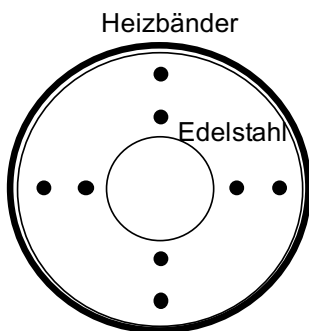
Beheizung / Rohrmaterial / Fühlerkonzept

Keramikstrahler / Edelstahl / 2-Fühler

getestet: ja

Vorteile: Lokale Leistungsbilanz über Doppelfühler in der Rohrwand; Unabhängigkeit von Wärmeverlusten; absichtlich schlechtere WLF für höhere dT zur Steigerung der Messgenauigkeit

Nachteile: Detektion von starker nicht ausreichend quantifizierbarer Inhomogenität der Wärmeeinbringung in axialer und tangentialer Richtung



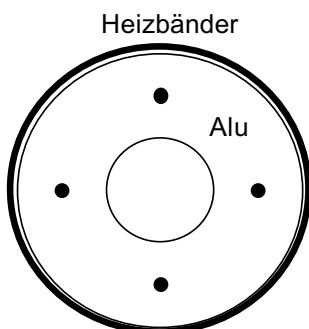
Beheizung / Rohrmaterial / Fühlerkonzept

Heizbänder / Edelstahl / 2-Fühler

getestet: ja

Vorteile: Diskrete, homogenere Wärmeeinbringung durch Heizbänder, einfache Isolierung möglich

Nachteile: Vorhandene leichte Inhomogenitäten in Kombination mit Fühlerposition und Leitfähigkeit des Stahls erlauben keine ausreichende Genauigkeit bei der Messung der WÜK



Beheizung / Rohrmaterial / Fühlerkonzept

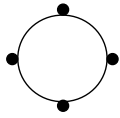
Heizbänder / Alu / 1-Fühler

getestet: ja

Vorteile: Ausreichende Homogenisierung des Wärmeeintrags bis zur Temperaturerfassung, geringere absolute T

Nachteile: Beständigkeit Alu gegen LiBr-Lösung

Rohr als Widerstandheizung



Beheizung / Rohrmaterial / Fühlerkonzept

Rohr als el. Widerstand / Edelstahl / Anlegefühler

getestet: nein

Vorteile: Bestmögliche homogene Wärmeeinbringung, einfache Bestimmung der Rohrwandtemperaturen

Nachteile: Gefahr von Wasserstoffgasbildung durch Elektrolyse; hoher Aufwand zur Einhaltung der Sicherheit

A.3 Fehlerrechnung und- analyse

A.3.1 Fehlerarten und Fehlerfortpflanzung

A.3.1.1 statistische Fehler

Als statistische Fehler werden die Abweichungen vom wahren Messwert x_w bezeichnet, die aufgrund der stochastischen Natur auftreten. Bei der Messung von n Einzelwerten tritt eine Abweichung vom Mittelwert \bar{x} auf. Diese Abweichung nähert sich gegen 0, wenn die Anzahl der Messwerte steigt; der Mittelwert entspricht dann also bei unendlich vielen Messwerten dem wahren Wert. Als statistische Fehler werden hier Abweichungen behandelt, die aus dem Betrieb des Systems selbst hervorgehen, wie z.B. nicht-ideales Regelverhalten.

Der Mittelwert \bar{x} der n Einzelmessungen x_k ist wie folgt definiert.

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_k \quad (\text{A.17})$$

Zur Beurteilung der mittleren Abweichung der Einzelwerte vom Mittelwert wird die absolute Standardabweichung s herangezogen.

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x})^2}{n - 1}} \quad (\text{A.18})$$

Die oben genannte, zur Beurteilung eines stabilen Betriebspunktes verwendete, relative Standardabweichung s_{rel} ermöglicht es die mit unterschiedlichen Einheiten behafteten Mess- und Rechengrößen vergleichbar zu machen und ist wie folgt definiert:

$$s_{rel} = \frac{s}{\bar{x}_w} \quad (\text{A.19})$$

Für die Bewertung der statistischen Fehler ist jedoch die Abweichung $\Delta\bar{x}$ des Mittelwerts \bar{x} vom zu erwartenden wahren Wert x_w entscheidend.

$$\Delta\bar{x} = |\bar{x} - x_w| = s \cdot \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (\text{A.20})$$

Um sicher zu stellen, dass die Messwerte mit hoher Wahrscheinlichkeit von 99,7 % im Fehlerintervall um den Mittelwert liegen, wird die 3-fache Standardabweichung (Studentfaktor) als Konfidenzbereich gewählt. Die statistische Messunsicherheiten ergeben sich somit zu:

$$\Delta\bar{x}_{stat} = s \cdot \frac{3}{\sqrt{n}} \quad (\text{A.21})$$

Fehlerfortpflanzung Falls eine für den Prozess relevante physikalische Größe nicht direkt gemessen wird, sondern als Funktion g gemessener Werte x_i berechnet werden muss, muss der Einfluss

der Messunsicherheiten der Einzelgrößen auf die zu berechnende Größe gewichtet werden. Die statistische Messunsicherheit $\Delta\bar{g}_{stat}$ des Mittelwerts der Funktion \bar{g} , die aus den Mittelwerten der Einzelwerten x_i gebildet wird, wird mit Hilfe der quadratischen Addition berechnet (Gauß'sche Fehlerfortpflanzung):

$$\Delta\bar{g}_{stat} = \sqrt{\sum_i \left(\left(\frac{\partial g}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \Delta\bar{x}_{i,stat}^2 \right)} \quad (\text{A.22})$$

Die partielle Differentiation der Funktion \bar{g} nach der jeweiligen Einzelwert x_i stellt die Gewichtung des Einflusses der statistischen Abweichung des Einzelwerts auf die Funktion dar. Die quadratische Addition wird verwendet, wenn die Einzelgrößen x_i voneinander statistisch unabhängig angesehen werden können.

A.3.1.2 systematische Fehler

Systematische Fehler haben ihren Ursprung nicht in der stochastischen Varianz der Messwerte sondern werden durch die Art der Messung, durch systembedingte Einflüsse oder durch die Unsicherheit des Messgeräts selbst hervorgerufen. Sie folgen daher keiner allgemeinen Regelmäßigkeit und müssen jeweils separat betrachtet und ausgewertet werden. In speziellen Fall dieser Versuchsanlage können die systematischen Fehler der Messwerterfassung aufgrund der hohen Präzision des Multimeters vernachlässigt werden. Mögliche systembedingte Fehlerquellen sind z.B. eine unzureichende Ankopplung der Thermosensoren an das zu messende Medium oder Verfälschungen der Druckmessung durch Kondensationseffekte im Druckmessgerät selbst. Diese Einflüsse sind allerdings nur schwer allgemein zu bewerten. Von daher werden in dieser Arbeit für die systematischen Abweichungen ausschließlich die gerätespezifischen, vom Gerätehersteller angegebenen Unsicherheiten berücksichtigt, wie in den Abschnitten zur Fehleranalyse detaillierter beschrieben.

Fehlerfortpflanzung Da die statistische Unabhängigkeit der einzelnen systematischen Messwertabweichungen $\Delta\bar{x}_{i,syst}$ bei der Betrachtung in einem System nicht zwingend gegeben ist, pflanzen sich die Abweichungen der Einzelwerte mit Einfluss auf eine von diesen abhängigen Funktion g nicht mittels quadratischer sondern mittels linearer Addition fort. Ein größerer Fehlerbereich wird dadurch induziert.

$$\Delta\bar{g}_{syst} = \sum_i \left| \left(\frac{\partial g}{\partial x_i} \right) \cdot \Delta\bar{x}_{i,syst} \right| \quad (\text{A.23})$$

A.3.1.3 Gesamtfehler

Der sich aus statistischen und systematischen Fehlern zusammensetzende Gesamtfehler einer Messgröße $\Delta\bar{x}$ bzw. einer aus Messgrößen berechneten Rechengröße $\Delta\bar{g}$ ergibt sich aus der linearen Addition beider Fehler.

$$\Delta\bar{x} = \left| \Delta\bar{x}_{i,stat} + \Delta\bar{x}_{i,syst} \right| \quad \text{bzw.} \quad \Delta\bar{g} = \left| \Delta\bar{g}_{i,stat} + \Delta\bar{g}_{i,syst} \right| \quad (\text{A.24})$$

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung von Wärmetransformationsprozessen (angelehnt an Ziegler [1997])	7
2.2	Schematische Darstellung eines mechanischen (einstufigen) Kompressionswärmepumpenkreislaufes in einem p,T-Diagramm	11
2.3	Schematische Darstellung eines einstufigen Sorptionswärmepumpenkreislaufes in einem p,T-Diagramm	14
2.4	Schematische p,T-Darstellung eines einstufigen Absorptionswärmepumpenkreislaufes im Lösungsfeld von wässriger LiBr-Lösung in der Dühring-Darstellung (Stoffdaten für Wasser aus IAPWS [1997] , Stoffdaten der wässrigen LiBr-Lösung aus Kim und Ferreira [2006]).	17
2.5	Auswirkung der Erhöhung der Antriebstemperatur T_2 einer einstufigen AWP	20
2.6	Schematische Darstellung der Ableitung mehrstufiger Absorptionskreisläufe aus elementaren einstufigen (SE)-Kreisläufen. links: Double-Effect (DE), rechts: Double-Lift (DL) Kreislauf (angelehnt an Schweigler u. a. [1995])	23
3.1	Bauformen von Hochtemperaturaustreibern	28
3.2	Vergleich der erzielbaren rauchgasseitigen WÜK für unterschiedliche Bauformen von Hochtemperaturaustreibern (aus Kren u. a. [2005])	31
4.1	Funktionsprinzip eines Naturumlaufverdampfers	41
4.2	Strömungsformen und zugehörige Wärmeübergangsbereiche für vertikale Siederohre (aus Baehr [2008])	42
4.3	Strömungskarte für vertikale Siederohre (aus Schmidt [2013])	46
4.4	Rohrreibungszahl λ von rauhen Rohren in Abhängigkeit vom Rauigkeitsmaß e und von der Reynolds-Zahl Re (<i>Moody</i> -Diagramm aus VDI [2013] , modifiziert)	50
4.5	Nukiyama-Kurve für Wasser bei einem Druck von 1 bar in doppelt logarithmischer Darstellung. Über der Temperaturdifferenz ΔT zwischen Heizfläche T_W und siedender Flüssigkeit T_s sind die Wärmestromdichte \dot{q} und der korrespondierende Wärmeübergangskoeffizient α aufgetragen (aus Stephan [2013b])	58
4.6	Vergleich der Wärmeübergangskoeffizienten beim Behältersieden von wässriger LiBr-Lösung im Vergleich zu Wasser bei unterschiedlichen Drücken und Lösungskonzentrationen für gleiche Wärmestromdichten und Geometrien (aus Estiot [2009])	75
4.7	Abhängigkeit des Strömungsdampfanteils $\dot{\epsilon}$ vom Strömungsdampfgehalt \dot{x} nach Gl. 4.14 für unterschiedliche Drücke p_K bzw. Kondensationstemperaturen ϑ_K für wässrige LiBr-Lösung in halblogarithmischer Darstellung.	78

4.8	Erforderliche Wärmestromdichte für Blasensieden bei Strömung $\dot{q}_{omb,fb}$ nach Kind u. a. [2013] (Gl. 4.81) in Abhängigkeit vom Druck p_K sowie unterschiedlichen einphasigen WÜK α_{LO} [Gnielinski 2013a] für wässrige LiBr-Lösung und Wasser in doppelt-logarithmischer Darstellung.	79
5.1	R+I-Schema des internen Prozesses am Versuchsteststand	87
5.2	R+I-Schema des Kühlkreises am Versuchsteststand	90
5.3	Schematische Darstellung eines Versuchssiederohrs	93
5.4	Heizband mit keramischen Heizelementen zur elektrischen Beheizung der Versuchssiederohre (aus Freek [2018])	95
5.5	3D-CAD-Modell des Versuchsteststandes nach Kausche [2013]	98
5.6	Fotografie des Versuchsteststandes aus Kausche [2013]	98
6.1	Berechnungsablauf des Naturumlaufmodells im <i>Prädiktions</i> -Modus	104
6.2	Berechnungsablauf des Naturumlaufmodells im <i>Experimental</i> -Modus	105
6.3	Diskretisierung des Siederohrs und Leistungsbilanz am einzelnen Element	106
6.4	Relative Ergebnisunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK α selbst und von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} bei niedriger Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 20^\circ\text{C}$ (a) und hoher Fluidtemperatur $\vartheta_{Fl} = 160^\circ\text{C}$ (b) . Unsicherheiten der Vorgabegrößen lt. Tabelle 6.1.	112
6.5	Abhängigkeit der relativen Ergebnisunsicherheit im fluidseitigen WÜK $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$ von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} und von unterschiedlichen WÜK α und Fluidtemperaturen ϑ_{Fl}	113
6.6	Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK selbst und von den einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen (Tabelle 6.1) in gestapelter Darstellung. Lokale niedrige Wärmestromdichte $\dot{q} = 5\text{ kW m}^{-2}$	115
6.7	Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ bei Betrachtung des rein radialen Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom WÜK selbst und von den einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen (Tabelle 6.1) in gestapelter Darstellung. Lokale hohe Wärmestromdichte $\dot{q} = 300\text{ kW m}^{-2}$	115
6.8	Einfluss der axialen Wärmeleiteffekte im gesamten Siederohr auf die relative Gesamtunsicherheit des WÜK an der axialen Position $h=9$ $\Delta\alpha_{rel}[9]$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für hohe Fluidtemperaturen und hohe WÜK.	117
6.9	Anteilige Ergebnisunsicherheit an der Gesamtunsicherheit des fluidseitigen WÜK an der axialen Position $[h=9]$ $\Delta\alpha_{y_i,rel}[9]$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte und der einzelnen unsicherheitsbehafteten Größen für hohe Fluidtemperaturen und hohe WÜK. Gestapelte Darstellung	119
6.10	Relativer Beitrag aller relevanten Variablen im Siederohr $\Delta\alpha_{y_i,rel}$ zur Unsicherheit des lokalen fluidseitigen WÜK an der axialen Position $[h=9]$ $\Delta\alpha_{[h=9]}$ für niedrige Wärmestromdichten $\dot{q} = 30\text{ kW m}^{-2}$ (a) und hohe Wärmestromdichten $\dot{q} = 300\text{ kW m}^{-2}$ (b) . Die Summe aller einzelnen Unsicherheiten ergibt 100%.	119

6.11	Schematische Darstellung der unterschiedlich feinen Höhengauflösung eines Rohr-FEM-Elements und Adressierung der Wärmeleitfähigkeit des Manteltemperaturfühlers MS. Links: 5 Höhenglemente (H5), anteilige Höhenglemente durch Fühler MS besetzt. Rechts: 1 Höhenglement (1H), gesamte Höhe durch Fühler MS besetzt.	120
6.12	Abweichung der zu erwartenden Rohrmanteltemperatur $\Delta\vartheta_{MS}$ in Abhängigkeit von der gewählten Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantelfühlers λ_{MS} und von verschiedenen feinen Auflösungen des Modellnetzes bei hoher lokaler Wärmestromdichte $\dot{q} = 300 \text{ kW m}^{-2}$	121
6.13	Abweichung der zu erwartenden Rohrmanteltemperatur $\Delta\vartheta_{MS}$ in Abhängigkeit von der lokalen Wärmestromdichte \dot{q} und von der Netzauflösung mit der Wärmeleitfähigkeit des Rohrmantelfühlers $\lambda_{MS} = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	121
6.14	Berechnungsablauf und Modellkombination zur Ermittlung der lokalen WÜK $\alpha[\text{h}]$ aus den experimentellen Ergebnissen	122
7.1	Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die einphasigen Vorversuche	126
7.2	(a) : Abhängigkeit der in das einphasige Fluid eingebrachten Wärmeleistung $\dot{Q}_{Fl,tot}$ von der aufgebrachten elektrischen Gesamtheizleistung $P_{el,tot}$ (b) : relative Verlustleistung $\dot{Q}_{V,rel}$ und die über das FEM-Modell ermittelte relative Verlustleistung $\dot{Q}_{V,rel,Mod}$ in Abhängigkeit von der elektrischen Gesamtheizleistung $P_{el,tot}$	128
7.3	Experimentell ermittelter Druckverlustbeiwert ζ in Abhängigkeit von der relativen Rohrrauheit e und der Reynolds-Zahl Re	130
7.4	Diagramm zur grafischen Ermittlung des Mittenrauhwerts R_a aus der gemittelten Rautiefe R_z und umgekehrt (in Anlehnung an DIN4768 [1990] aus Strack [2020]).	130
7.5	(a) : Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} der 12 zentralen Rohrelemente über der Re-Zahl im Vergleich mit berechneten lokalen WÜK aus den Literatur-Korrelationen: α_{DB} aus [Dittus und Boelter 1930] . α_{Gn} aus Gnielinski [2013a] zum einen mit experimentell ermittelter Rauheit mit Berücksichtigung der Wandtemperatur $\alpha_{Gn,e=0,01}$ und zum anderen mit glattem Rohr (relative Rohrrauheit $e = 0$) ohne Berücksichtigung der Wandtemperatur $\alpha_{Gn,e=0,Pr/Pr_w=1}$ (b) : Relative Abweichungen χ_α des experimentell ermittelten WÜK von den jeweiligen berechneten WÜK aus der Literatur.	133
7.6	Relative Unsicherheit im experimentellen WÜK $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ über der Re -Zahl sowie die zugehörigen Wärmestromdichten \dot{q}	135
7.7	(a) : Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} sowie die aus Dittus und Boelter [1930] berechneten WÜK α_{DB} über der Wärmestromdichte \dot{q} . (b) : Relative Messunsicherheit im WÜK $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ über der Wärmestromdichte \dot{q} . Es sind nur Werte der WÜK für Re -Zahlen von $18.000 \pm 5 \%$ aufgeführt.	136
7.8	Experimentell ermittelte lokale WÜK α_{exp} der 12 zentralen Rohrelemente über der Re-Zahl im Vergleich mit berechneten lokalen WÜK α_{DB} aus [Dittus und Boelter 1930] für Messwerte, deren relative Messunsicherheit $\frac{\Delta\alpha_{exp}}{\alpha_{exp}}$ weniger als 5 % betragen. Zur Orientierung sind zudem die zugehörigen Wärmestromdichten \dot{q} dargestellt.	137
7.9	Massenstromdichte \dot{m} in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} ; zusätzlich ist die Lage des Maximums der Massenstromdichte gekennzeichnet ($\dot{m}_{max,I_{SR}=0,48m}$). Die Fehlerbalken zeigen die Messunsicherheit in Massenstrom und Wärmestrom.	142

7.10	Längenspezifische treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$, volumetrischer Dampfanteil im Rohr ε , mittl. volumetrischer Strömungsdampfanteil $\bar{\varepsilon}$ und auf die Rohrlänge bezogener Beginn des 2-Phasengebietes $h_{rel,2ph,start}$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q}	142
7.11	Abhängigkeit der spezifischen Druckverluste $(\Delta p/l_{SR})_i$ von der Wärmestromdichte \dot{q} .	143
7.12	Auftragung der spezifischen Druckverluste $(\Delta p/l_{SR})_i$ gegenüber der Massenstromdichte \dot{m} . ① = Versuchspunkt mit geringstem \dot{q} , ② = Versuchspunkt mit höchstem \dot{q} , vgl. Abb. 7.9	144
7.14	Volumetrischer Dampfanteil im Rohr ε und spezifische treibende Druckdifferenz $(\Delta p/l_{SR})_t$ für die beiden Rohrlängen in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}	147
7.15	Dampfmassenstromdichte \dot{m}_G für die beiden Rohrlängen in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}	147
7.16	Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q} für die beiden Rohrlängen	147
7.17	Abhängigkeit des experimentell ermittelten, spezifischen Umlaufmassenstroms \dot{m} von der Wärmestromdichte \dot{q} und Rohrlänge l_{SR} für die verschiedenen Rohrrinnendurchmesser: (a) $d_i = 11$ mm, (b) $d_i = 17$ mm und (c) $d_i = 30$ mm.	148
7.18	Umlaufmassenstrom \dot{M} für die unterschiedlichen Rohrrinnendurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} bzw. der Gesamtleistung \dot{Q}	149
7.19	Massenstromdichte für die unterschiedlichen Rohrrinnendurchmesser	150
7.20	Volumetrischer Dampfanteil im Rohr ε für die unterschiedlichen Rohrrinnendurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q}	150
7.21	Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ für die unterschiedlichen Rohrrinnendurchmesser d_i in Abhängigkeit von der Gesamtleistung \dot{Q} . .	150
7.22	Massenstromdichte \dot{m} für die unterschiedlichen Betriebsdrücke p_K in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q}	152
7.23	Unterkühlung $\Delta\vartheta_{sc}$ und mittlere Dampfdichte ρ_G in Abhängigkeit von der Kondensationstemperatur ϑ_K	152
7.24	Gestapelte Darstellung der spezifischen Druckverlustanteile $(\Delta p/l_{SR})_i$ in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} für unterschiedliche Betriebsdrücke bzw. Kondensationstemperaturen ($\vartheta_K = 95$ und 75 °C)	153
7.25	Experimentelle Massenstromdichten beim höchsten Betriebsdruck ($\dot{m}_{exp,\vartheta_K=95^\circ C}$) gegenüber den entsprechenden experimentellen Massenstromdichten beim niedrigsten Betriebsdruck ($\dot{m}_{exp,\vartheta_K=70^\circ C}$) bei jeweils identischen Wärmestromdichten und Prozessrandbedingungen.	153
7.26	Experimentell ermittelte Massenstromdichten bei der Lösungskonzentration 63 Gew.-% $\dot{m}_{exp,w_{LiBr}=63\%}$ über den ermittelten Massenstromdichten bei 55 Gew.-% $\dot{m}_{exp,w_{LiBr}=55\%}$ bei jeweils identischen Wärmestromdichten und sonstigen Randbedingungen.	154
7.27	Experimentell ermittelte Massenstromdichten bei der Lösungskonzentration 55 Gew.-% $\dot{m}_{exp,LiBr}$ über den ermittelten Massenstromdichten bei der Verwendung von Wasser \dot{m}_{exp,H_2O} bei jeweils identischen Wärmestromdichten und sonstigen Randbedingungen.	155

7.29	Einfluss der relativen Rohrrauheit e auf den vom Modell berechneten spezifischen Umlauf \dot{m}_{mod} im Vergleich zum experimentell ermittelten Umlauf \dot{m}_{exp} in Abhängigkeit von der Wärmestromdichte \dot{q} . Exemplarische Darstellung für eine Versuchsreihe.	158
7.31	Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ sowie der jeweils höhenminimale WÜK im einphasigen Bereich $\alpha_{1ph,min}$ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q}	162
7.32	Massenstromdichte \dot{m} , relative Rohrhöhe des Beginns der 2-Phasenströmung $h_{rel,2ph,start}$ sowie mittlerer vol. Dampfanteil im Rohr $\bar{\epsilon}$, mittlerer vol. Strömungsdampfanteil $\bar{\epsilon}$ und mittlerer Strömungsdampfgehalt \bar{x} in Abhängigkeit von der mittleren Wärmestromdichte \dot{q}	162
7.33	Lokale WÜK im zweiphasigen Bereich $\alpha_{2ph,exp}[h]$ über der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$. Farblich gekennzeichnet sind die verschiedenen Bereiche der aufgetretenen Strömungsdampfgehalte \dot{x} . Zusätzlich sind 3 Bereiche von Werten bei ähnlicher Wärmestromdichte markiert, die in nebenstehender Abbildung verwendet werden.	164
7.34	Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ vom lokalen Strömungsdampfgehalt $\dot{x}[h]$. Zusätzlich sind die drei Bereiche annähernd konstanter lokaler Wärmestromdichten gekennzeichnet.	164
7.35	Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und den zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ sowie minimaler lokaler einphasiger WÜK $\bar{\alpha}_{1ph,exp,min}$ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} für die beiden Siederohrlängen $l_{SR} = 0,48$ m (gefüllte Symbole) und 0,69 m (leere Symbole) bei ansonsten identischen Randbedingungen.	166
7.36	Relative Rohrhöhe des Beginns der 2-Phasenströmung $h_{rel,2ph,start}$ sowie volumetrischer Dampfanteil im Rohr ϵ über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} für die unterschiedlichen Siederohrlängen l_{SR} bei ansonsten identischen Randbedingungen.	166
7.38	Experimentelle höhengemittelte WÜK für den einphasigen $\bar{\alpha}_{1ph,exp}$ und den zweiphasigen Bereich $\bar{\alpha}_{2ph,exp}$ für die beiden extremen Betriebsdrücke p_K bzw. Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 70$ und 95 °C über der mittleren Wärmestromdichte \dot{q} bei ansonsten identischen Randbedingungen.	169
7.40	Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ für die beiden extremen Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 70$ und 95 °C von der lokalen Wärmestromdichte $\dot{q}[h]$. Farblich gekennzeichnet sind die verschiedenen Bereiche der Strömungsdampfgehalte \dot{x} . Zusätzlich sind 2 Bereiche von Werten bei ähnlicher Wärmestromdichte markiert, die in nebenstehender Abb. verwendet werden.	171
7.41	Abhängigkeit der experimentellen zweiphasigen lokalen WÜK $\alpha_{2ph,exp}[h]$ vom lokalen Strömungsdampfgehalt $\dot{x}[h]$ für die beiden extremen Kondensationstemperaturen $\vartheta_K = 70$ und 95 °C. Zusätzlich sind die zwei Bereiche annähernd konstanter lokaler Wärmestromdichten gekennzeichnet.	171
7.44	Experimentell ermittelte Massenstromdichte \dot{m} , volumetrischer Dampfanteil im Rohr ϵ und rel. Höhe des Beginns des 2-Phasengebietes $h_{rel,2ph,start}$ für die unterschiedlichen Beheizungsvariationen der Versuchsreihe <i>ungleichförmige axiale Rohrbeheizung</i>	175
7.45	Höhenaufgelöste Darstellung des Strömungsdampfgehalts $\dot{x}[h]$ der Versuchsreihe <i>ungleichförmige axiale Rohrbeheizung</i>	175

7.47	Einfluss des Verhältnisses zwischen Fallrohr- und Siederohrinnendurchmessers $\frac{d_{i,FR}}{d_{i,SR}}$ auf die relative Massenstromdichte im Siederohr $(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0})_{mod}$ bzw. auf das Verhältnis der Reibungsdruckverluste im Fallrohr zur treibenden Druckdifferenz $\frac{\Delta p_{R,FR}}{\Delta p_i}$. Ermittlung mittels dem <i>Naturumlaufmodell</i>	178
7.48	Experimentell ermittelte höhengemittelte WÜK $\bar{\alpha}_{exp}$ für beide Phasengebiete bei variiertem Massenstromdichte $(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0})_{exp}$ im Siederohr bei ansonsten identischen Randbedingungen.	178
7.53	Alle experimentell ermittelten lokalen WÜK im einphasigen Bereich $\alpha_{1ph,exp}$ [h] über den WÜK resultierend aus den Berechnungsgleichungen für unterkühltes Strömungssieden (scbf) von Hodgson [1968] (Gl. 4.93 ff.) $\alpha_{1ph,scbf,Ho}$ [h] mit einer angenommenen Rohrrauheit von $R_a = 10 \mu\text{m}$	189
7.54	Alle experimentell ermittelten lokalen WÜK im zweiphasigen Bereich $\alpha_{2ph,exp}$ [h] über den WÜK resultierend aus den Berechnungsgleichungen für Strömungssieden (fb) von Kenning und Cooper [1989] (Gl. 4.85 ff.) $\alpha_{2ph,fb,K\&C}$ [h] mit einer angenommenen Rohrrauheit von $R_a = 1,5 \mu\text{m}$	189
A.1	Wärmestrombilanz an einem differentiellen Hohlzylinderwandelement	200
A.2	Fotografie des Versuchsteststandes aus Kausche [2013]	203
A.3	Technische Zeichnung eines Versuchssiederohrs	205

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht über gängige Sorptionsverfahren für Wärmepumpenprozesse, angelehnt an Henning u. a. [2013]	15
2.2	Sorptionsprozesse: Anwendungen und Vor- und Nachteile (Daten zusammengefasst aus Henning u. a. [2013] und Ziegler [1997])	16
4.1	Gültigkeits- und Anwendungsbereiche für die Berechnung der WÜK beim Strömungsieden von Wasser und wässriger LiBr-Lösung (rechte Spalte)	77
6.1	Unsicherheiten der Mess- und Vorgabevariablen für die Ermittlung von α	111
7.1	Übersicht der Versuchsparameter bei den einphasigen Vorversuchen	127
7.2	Ergebnisübersicht der einphasigen Vorversuche: Vergleich der Abweichungen der experimentell ermittelten WÜK über den berechneten aus der Literatur	137
7.3	Übersicht der Parameter aller durchgeführten Versuchsreihen im Naturumlaufbetrieb	140
7.4	Tabellarischer Vergleich der experimentell ermittelten mit den mittels dem <i>Naturumlaufmodell</i> vorhergesagten Massenstromdichten. Dargestellt als relative Abweichungen MRD bzw. MARD.	157
7.5	Parameter der Versuchsreihe <i>ungleichförmige axiale Rohrbeheizung</i>	174
7.6	Resultierende maximale lokale Wandübertemperaturen $\Delta\theta_{max}[h]$ aller experimentellen lokalen Messpunkte für die beiden Phasenbereiche und die beiden extremen Betriebsdrücke (lokale Wärmestromdichten \dot{q} in kW m^{-2})	182
7.7	Abweichungen im lokalen WÜK im einphasigen Bereich zwischen Literatur und Experiment für alle Versuchspunkte	186
7.8	Abweichungen im lokalen WÜK im zweiphasigen Bereich zwischen Literatur und Experiment für alle Versuchspunkte	187
A.1	Spezifikationen der im Siederohrteststand verwendeten Messgeräte (aus Kausche [2013])	204

Literaturverzeichnis

- [Adelt u. a. 2013] ADELDT, Theresa ; ALBERS, Jan ; TRINH, Quoc D.: Application of heat transfer correlations for two-phase flow in a thermosiphon desorber at sub-atmospheric pressure. In: *4th IIR Conf. on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Delft, The Netherlands*. Berlin : -, 7–9 Sep. 2013, S. paper TP–059. – ISBN 978-0-9563329-0-5 36
- [Albers u. a. 2005] ALBERS, J. ; ZIEGLER, F. ; ASDRUBALI, F.: Investigation into the influence of cooling water temperature on the operating conditions of thermosiphon generators. In: *International Sorption Heat Pump Conference*. Denver, CO, USA, June 22-24 2005 35
- [Alefeld 1982] ALEFELD, Georg: *Wärmeumwandlungssysteme*. Skript zur Vorlesung, Lehrstuhl E19 des Physik Departments der Technischen Universität München, 1982 21
- [Arneth und Stichlmair 2001] ARNETH, S. ; STICHLMAIR, J.: Characteristics of thermosiphon reboilers. In: *International Journal of Thermal Sciences* (2001), Nr. 40, S. 385–391 142
- [Arneth 1999] ARNETH, Stephan: *Dimensionierung und Betriebsverhalten von Naturumlaufverdampfern*, Technische Universität München, Fakultät für Maschinenwesen, Dissertation, 1999 40, 96
- [Ausfelder u. a. 2017] AUSFELDER, Florian ; DRAKE, Frank-Detlef ; ERACH, Berit ; AL. et: *SSektorkopplung Untersuchungen und Überlegungen zur Entwicklung eines integrierten Energiesystems (Schriftenreihe Energiesysteme der Zukunft)*. München : acatech, 2017. – URL https://energiesysteme-zukunft.de/fileadmin/user_upload/Publikationen/PDFs/ESYS_Analyse_Sektorkopplung.pdf. – ISBN 978-3-9817048-9-1 2
- [Baehr 2008] BAEHR, K: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, Berlin, 2008 42, 53, 57, 60, 64, 70, 211
- [Bauer u. a. 2008] BAUER, Marco ; PLURA, Stefan ; SCHICKTANZ, Matthias ; SCHWEIGLER, Christian: Entwicklung eines kompakten Rauchgaswärmetauschers zur Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung. In: *KI - Luft- und Kältetechnik* 44 (2008), Nr. 9, S. 22–28 34
- [Beckhoff 2017] BECKHOFF: *EL3413 | 3-Phasen-Leistungsmessklemme bis 690 V AC - Datensheet*. Beckhoff (Veranst.), abgerufen am 23.04.2017 2017. – URL https://download.beckhoff.com/download/Document/Catalog/Main_Catalog/german/Einzelseiten/EtherCAT/EL3413.pdf 91, 111
- [Bierling 2019] BIERLING, Bernd: *Untersuchung des thermohydraulischen Förderverhaltens einer Thermosiphonpumpe bei unterschiedlichen Beheizungsarten*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2019 142
- [BMU 2016] BMU: *Klimaschutzplan 2050: Klimaschutzpolitische Grundsätze und Ziele der Bundesregierung*. 01.11.2016. Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und nukleare Sicherheit (BMU), 2016 1

- [BMW 2019] BMW: *Erneuerbare Energien in Zahlen - Nationale und internationale Entwicklung im Jahr 2018*. Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (BMWi), Oktober 2019. – URL https://www.erneuerbare-energien.de/EE/Redaktion/DE/Downloads/Berichte/erneuerbare-energien-in-zahlen-2018.pdf?__blob=publicationFile&v=6 1
- [Butterworth 1979] BUTTERWORTH, D.: *The correlation of cross-flow pressure drop data by means of the permeability concept*. UKAEA Atomic Energy Research Establishment, 1979 64
- [Carslaw und Jaeger 2011] CARSLAW, H.S. ; JAEGER, J.C.: *Conduction of heat in solids*. 2. Oxford University Press, 2011 201
- [Cheah 1996] CHEAH, L.W.: *Forced Convective Evaporation at Sub-atmospheric Pressure*, Imperial College, University of London., Dissertation, 1996 96
- [Chen 1966] CHEN, J. C.: Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. In: *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 5 (1966), Nr. 3, S. 322–329 64, 68, 69, 77
- [Cooper 1984] COOPER, M.G.: Heat Flow Rates in Saturated Nucleate Pool Boiling - A Wide-ranging Examination Using Reduced Properties. In: *Advances in Heat Transfer* 16 (1984), S. 157–239 33, 62, 69, 74, 81, 180, 187, 188
- [Dialer 1983] DIALER, K.: *Die Wärmeübertragung beim Naturumlaufverdampfer*, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Dissertation, 1983 40, 96, 142
- [DIN1267 2012] DIN1267: *Industriearmaturen - Messung des Strömungswiderstandes mit Wasser als Prüfmedium; Deutsche Fassung EN 1267:2012*. 2012 126
- [DIN4768 1990] DIN4768: *Ermittlung der Rauheitskenngrößen Ra, Rz, Rmax mit elektrischen Tastschnittgeräten; Begriffe, Meßbedingungen; DIN 4768:1990-05*. 1990 129, 130, 213
- [Dittus und Boelter 1930] DITTUS, F. ; BOELTER, L.: Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. In: *The University of California Publications on Engineering* 2 (1930) 443-461, Reprinted in *Int. Commun. Heat Mass* 12 (1985) 3-22. (1930) 56, 68, 131, 133, 134, 136, 137, 138, 160, 186, 188, 213
- [EAW 2016] EAW: *Technische Beschreibung für Absorptionskälteanlage WEGRACAL® SE 150*, aufgerufen am 13.10.2016 2016. – URL http://www.eaw-energieanlagenbau.de/index.php/absorber-akm.html?file=files/theme_data/pdf-dokumente/akm/150_Technische_Beschreibung_WEGRACAL_SE_150.pdf 19
- [Effenberger 1999] EFFENBERGER, Helmut: *Dampferzeugung*. Berlin : Springer Verlag, 1999. – ISBN 978-3540641759 39
- [Eisentraut und Brown 2014] EISENTRAUT, Anselm ; BROWN, Adam: HEATING WITHOUT GLOBAL WARMING - Market Developments and Policy Considerations for Renewable Heat / International Energy Agency. URL http://www.iea.org/publications/insights/insightpublications/FeaturedInsight_HeatingWithoutGlobalWarming_FINAL.pdf, 2014. – Forschungsbericht 1

- [Estiot 2009] ESTIOT, Elise: *Behältersieden von wässriger Lithiumbromidlösung - Untersuchung zur Entwicklung kompakter Absorptionskältemaschinen*, Technische Universität München, Fakultät für Maschinenwesen, Dissertation, 2009 63, 73, 74, 75, 211
- [F-CHART 2017] F-CHART: *EES - Engineering Equation Solver for Microsoft Windows Operating Systems- Manual*. V10.078. F-Chart Software (Veranst.), abgerufen am 23.04.2017 2017. – URL http://www.fchart.com/assets/downloads/ees_manual.pdf 108
- [Freek 2018] FREEK: *Düsenheizbänder*, aufgerufen am 18.06.2018 2018. – URL https://freek.de/downloadcenter/files/5_heizbaender.pdf 95, 212
- [Friedel 1979] FRIEDEL, L.: Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow. In: *Rohre Rohrleitungsbau Rohrleitungstransport* 18 (1979), Nr. 7, S. 498–491 51, 157
- [FVEE 2010] FVEE: *Energiekonzept 2050 - Eine Vision für ein nachhaltiges Energiekonzept auf Basis von Energieeffizienz und 100 % erneuerbaren Energien / ForschungsVerbund Erneuerbare Energien (FVEE)*. 2010. – Forschungsbericht 2
- [Geller 2006] GELLER, Wolfgang: *Thermodynamik für Maschinenbauer*. 4. Springer-Verlag, 2006 8
- [Gnielinski 1975] GNIELINSKI, Volker: Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 41 (1975), 01, S. 8–16 131, 134, 138
- [Gnielinski 2013a] GNIELINSKI, Volker: Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion - Durchströmte Rohre. In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. G1 54, 56, 66, 79, 131, 133, 160, 186, 212, 213
- [Gnielinski 2013b] GNIELINSKI, Volker: Wärmeübertragung bei erzwungener Konvektion - Querumströmte einzelne Rohrreihen und Rohrbündel. In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. G7 55
- [Gorenflo 2013] GORENFLO, Dieter: Behältersieden (Sieden in freier Konvektion). In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. H2 60, 61, 62, 74, 81, 187, 188
- [Hauer 2002] HAUER, Andreas: *Beurteilung fester Asorbentien in offenen Sorptionssystemen für energetische Anwendungen*, Technische Universität Berlin, Fakultät III - Prozesswissenschaften, Dissertation, 2002 15
- [Henning und Palzer 2013] HENNING, H.-M. ; PALZER, A.: *Energiesystem Deutschland 2050*. (2013). – URL <http://www.ise.fraunhofer.de/de/veroeffentlichungen/veroeffentlichungen-pdf-dateien/studien-und-konzeptpapiere/studie-energiesystem-deutschland-2050.pdf> 2
- [Henning u. a. 2013] HENNING, Hans-Martin ; MOTTA, Mario ; MUGNIER, Daniel: *Solar cooling handbook: a guide to solar assisted cooling and dehumidification processes*. Birkhäuser, 2013 15, 16, 217

- [Hodgson 1968] HODGSON, AS: Forced convection, subcooled boiling heat transfer with water in an electrically heated tube at 100-550 lb/in². In: *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* (1968), Nr. 46, S. 25–31 72, 186, 189, 216
- [Hörner und Riepl 2011] HÖRNER, M. ; RIEPL, M.: Solares Klimatisierungssystem für Bestandsgebäude / Lindner AG, Bayerisches Zentrum für angewandte Energieforschung. 2011. – Abschlussbericht / Bayerische Forschungstiftung 35
- [Hsu 1962] HSU, Y. Y.: On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface. In: *Journal of Heat Transfer* 84 (1962), August, Nr. 3, S. 207–213. – ISSN 0022-1481 70
- [IAPWS 1997] IAPWS: *IAPWS-IF97. Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam*. IAPWS Secretariat, Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA, am 03.01.2018 elektronisch abgerufen unter: <http://www.iapws.org/relguide/IF97-Rev.pdf> (Veranst.), 1997 17, 100, 211
- [Jurng und Park 1998] JURNG, Jongsoo ; PARK, Chan W.: On the performance of a desorber for absorption heat pumps with a thermosyphon and a surface-flame burner. In: *Applied Thermal Engineering* 18 (1998), Nr. 3, S. 73–83. – URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431197000732>. – ISSN 1359-4311 36
- [Kandlikar 1990] KANDLIKAR, Satish: A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes. 112 (1990), 02, S. 219–228 65
- [Kast u. a. 2013] KAST, Werner ; NIRSCHL, Hermann ; KAST, Werner ; NIRSCHL, Hermann ; GADDIS, Edward S. ; WIRTH, Karl-Ernst ; STICHLMAIR, Johann: *L1 Einphasige Strömungen*. S. 1221–1284. In: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. – URL https://doi.org/10.1007/978-3-642-19981-3_74. – ISBN 978-3-642-19981-3 129
- [Kausche 2013] KAUSCHE, Manuel: *Prüfstand für Siedeeperimente an einem Naturumlaufverdampfer*, Hochschule München, Fakultät 05 - Energie- und Gebäudetechnik, Diplomarbeit, 2013 86, 93, 98, 203, 204, 212, 216, 217
- [Keil u. a. 2005] KEIL, Christian ; PLURA, Strefan ; KREN, Christoph ; SCHWEIGLER, Christian: Einsatzbeispiele angepasster Absorptionswärmepumpen mit Heizleistungen über 500 kW. In: *Tagungsbeitrag Deutsche Kälte- und Klimatagung des DKV, Würzburg Nov. 2005* (2005) 26
- [Kenning und Cooper 1989] KENNING, D.B.R. ; COOPER, M.G.: Saturated flow boiling of water in vertical tubes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 32 (1989), Nr. 3, S. 445 – 458. – ISSN 0017-9310 69, 77, 81, 82, 160, 187, 188, 189, 216
- [Kern 1991] KERN, Wolfgang: *Aufbau und Betrieb einer zweistufigen Absorptionswärmepumpe zum Heizen und Kühlen*, Technische Universität München, Fakultät für Physik, Dissertation, 1991 25
- [Keysight Technologies 2018] Keysight Technologies (Veranst.): *34980A Multifunction Switch/Measure Unit Data Sheet*. aufgerufen am 18.06.2016 2018. – URL <https://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5989-1437EN.pdf> 91
- [Kim und Ferreira 2006] KIM, D.S. ; FERREIRA, C.A. I.: A Gibbs energy equation for LiBr aqueous solutions. In: *International Journal of Refrigeration* 29 (2006), S. 26–46 17, 100, 211

- [Kind u. a. 2013] KIND, Matthias ; SAITO, Yasushi ; HERBST, Oliver ; KATSAOUNIS, Anastassios: *Strömungssieden*. Kap. H3, S. 895–1010. In: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. – URL https://doi.org/10.1007/978-3-642-19981-3_54. – ISBN 978-3-642-19981-3 52, 57, 65, 66, 67, 71, 74, 78, 79, 185, 186, 188, 212
- [Kren 2009] KREN, Christoph: *Flue Gas Fired Absorption Chillers*, Technische Universität München, Physik Department, Dissertation, 2009 3, 28, 29, 30, 32, 33, 34, 35, 36
- [Kren u. a. 2005] KREN, Christoph ; SCHWEIGLER, Christian ; ZIEGLER, Felix: Heat Transfer Characteristics In Flue Gas Fired Regenerators Of Water/lithium Bromide Absorption Chillers. In: *Proceedings- International Sorption Heat Pump Conference (ISHPC 2005), June 22-24, 2005, Denver, CO, Paper No. ISHPC-072-2005* (2005) 29, 31, 211
- [Kren u. a. 2007] KREN, Christoph ; SCHWEIGLER, Christian ; ZIEGLER, Felix: Heat Transfer Characteristics in Flue Gas Fired Regenerators of Water/Lithium Bromide Absorption Chillers. In: *ASME Advanced Energy Systems Division - Held as part of the 2006 International Mechanical Engineering Congress and Exposition (IMECHE2006)* 46 (2007), S. 159–174. – ISSN 9780791847640 32
- [Kutateladze 1961] KUTATELADZE, S.S.: Boiling heat transfer. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 4 (1961), Nr. 0, S. 31 – 45. – ISSN 0017-9310 64, 65, 68
- [Lenton und Schellnhuber 2007] LENTON, Timothy M. ; SCHELLNHUBER, Hans J.: Tipping the scales. In: *Nature Climate Change* 1 (2007), Nr. 712, S. 97–98. – URL [1758-6798](https://doi.org/10.1038/ncc1071). – ISSN 1758-6798 1
- [Lienhard IV und Lienhard V 2018] LIENHARD IV, J.H. ; LIENHARD V, J.H.: *A Heat Transfer Textbook*. 4th. Cambridge, MA : Phlogiston Press, 2018. – URL <http://ahtt.mit.edu>. – Version 2.12. 134
- [Liu und Winterton 1991] LIU, Z. ; WINTERTON, R.H.S.: A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 34 (1991), Nr. 11, S. 2759 – 2766. – ISSN 0017-9310 68, 69, 72, 77, 81, 82, 83, 160, 186, 187, 188, 189
- [Marcos u. a. 2009] MARCOS, J.D. ; IZQUIERDO, M. ; LIZARTE, R. ; PALACIOS, E. ; FERREIRAE, C.A. I.: Experimental boiling heat transfer coefficients in the high temperature generator of a double effect absorption machine for the lithium bromide/water mixture. In: *International Journal of Refrigeration* 32 (2009), S. 627–637 37
- [Mayinger 1975] MAYINGER, Franz: Blasenbildung und Wärmeübergang beim Sieden in freier und erzwungener Konvektion. In: *Chemie Ingenieur Technik* (1975), Nr. 18, S. 737–748 58, 60, 63
- [Menhart u. a. 2015] MENHART, Florian ; RIEPL, Manuel ; NATZER, Stefan: Effect of the surface texture on the heat transfer coefficient in nucleate boiling of aqueous lithium bromide solution at low heat fluxes. In: *Science and Technology for the Built Environment* 21 (2015), Nr. 3, S. 258–266. – URL <https://doi.org/10.1080/23744731.2014.995068> 75
- [Mertel 2014] MERTEL, Volker: *Konzept zur experimentellen Ermittlung lösungsseitiger Wärmeübergangskoeffizienten in Hochtemperaturgeneratoren mehrstufiger Absorptionskältemaschinen*, Technische Universität München, Fakultät für Maschinenwesen, Masterarbeit, 2014 96, 107, 109, 120

- [Minchenko und Firsova 1969] MINCHENKO, F.P. ; FIRSOVA, E.V.: *Heat Transfer to Water and Water-Lithium Salt Solution in Nucleate Pool Boiling*. Kap. 10, S. 137–151, Pergamon Press, 1969 73
- [Moles und Shaw 1972] MOLES, F. D. ; SHAW, J. F. G.: Boiling heat transfer to subcooled liquids under conditions of forced convection. In: *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* (1972), Nr. 50, S. 76–84 71, 186
- [Mori u. a. 2003] MORI, Kiyoyuki ; OKA, Masahiro ; OHHASHI, Toshikuni: Development of a Triple-Effect Absorption Chiller-Hetaer. In: *Proceedings of the 22nd World Gas Conference - Tokyo 2003*, 2003 37
- [Mueller-Steinhagen und Heck 1986] MUELLER-STEINHAGEN, H. ; HECK, K.: A Simple Friction Pressure Drop Correlation for Two-Phase Flow in Pipes. In: *Chemical Engineering & Technology* (1986), Nr. 20, S. 297–308 51, 52, 157
- [Nellis und Klein 2009] NELLIS, Gregory ; KLEIN, Sanford: *Heat Transfer*. Cambrigde University Press, 2009 56
- [Plura 2008] PLURA, Stefan: *Entwicklung einer zweistufigen Absorptionskältemaschine zur effizienten Kraft-Wärme-Kälte-Kopplung*, Technische Universität München, Fakultät Maschinenwesen, Dissertation, 2008 26, 33, 36
- [Polifke und Kopitz 2005] POLIFKE, Wolfgang ; KOPITZ, Jan: *Wärmeübertragung - Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. München, Deutschland : Pearson Studium, 2005. – ISBN 3-8279-7104-X 200
- [Pátek und Klomfar 2006] PÁTEK, J. ; KLOMFAR, JA: A computationally effective formulation of the thermodynamic properties of LiBr-H₂O solutions from 273 to 500 K over full composition range. In: *International Journal of Refrigeration* 29 (2006), 06, S. 566–578 100
- [Rant und Krey 1977] RANT, Z. ; KREY, J.: *Verdampfen in Theorie und Praxis*. Verlag Sauerlander, 1977 (Grundlagen der Chemischen Technik). – ISBN 9783794115167 74, 81
- [Riepl u. a. 2012] RIEPL, Manuel ; LOISTL, Felix ; GURTNER, Richard ; HELM, Matrtin ; SCHWEIGLER, Christian: Operational performance results of an innovative solar thermal cooling and heating plant. In: *Energy Procedia* 30 (2012), S. 974–985 26
- [Sathyabhama und Krishnan 2012] SATHYABHAMA, A. ; KRISHNAN, V.: Pool Boiling Heat Transfer to Water/Lithium Bromide Mixture. In: *International Conference on Challenges and Opportunities in Mechanical Engineering, Industrial Engineering and Management Studies 552 (ICCOMIM - 2012)*, 2012, S. 548–552. – PAPER ID: MET04 74
- [Sattelmayer 2008] SATTELMAYER, T.: *Technische Thermodynamik - Verbrennung, Gas-Dampf-Gemische, Gasdynamik*. TU München, Lehrstuhl für Thermodynamik, 2008 52, 53
- [Sawin 2013] SAWIN, Janet L.: Renewables 2013 - Global Status Report / REN21. URL http://www.ren21.net/Portals/0/documents/Resources/GSR/2013/GSR2013_lowres.pdf, aufgerufen am 16.11.2017 2013. – Forschungsbericht 1

- [Schmidt 2013] SCHMIDT, Holger: Zweiphasige Gas-Flüssigkeitsströmungen - Berechnung der Phasenanteile. In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. L2.1 42, 46, 47, 211
- [Schweigler u. a. 1995] SCHWEIGLER, C. ; HELLMANN, H.-M. ; DEMMEL, S.: Ein neuer Absorptions-Kaltwassersatz für den Einsatz in Fernwärmenetzen. In: *ki Luft- und Kältetechnik* 7 (1995), S. 305–309 23, 211
- [Schweigler 1999] SCHWEIGLER, Christian ; FORTSCHRITT-BERICHT E VDI (Hrsg.): *Kälte aus Fernwärme - Konzept, Auslegung und Betrieb der Single-Effect/Double-Lift-Absorptionskälteanlage*. Düsseldorf : VDI Verlag GmbH, 1999 (Reihe 19 Nr. 121). – ISBN 3-18-312119-0 20
- [Shah 1982] SHAH, M: *Chart correlation for saturated boiling heat transfer: Equations and further study*. 01 1982 64, 77
- [Shuangliang 2016] SHUANGLIANG: *Absorption Chiller Product Catalogue*, aufgerufen am 13.10.2016 2016. – URL <http://www.climanet.ch/wp-content/uploads/SL-Product-Catalogues-2009-6-5.pdf> 24
- [Steiner und Taborék 1992] STEINER, Dieter ; TABOREK, Jerry: Flow Boiling Heat Transfer in Vertical Tubes Correlated by an Asymptotic Model. In: *Heat Transfer Engineering* 13 (1992), Nr. 2, S. 43–69 65, 66, 68, 74, 77, 81, 82, 160, 187, 188
- [Stephan 2013a] STEPHAN, Karl: Entstehung von Dampfblasen. In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. H1 60
- [Stephan 2013b] STEPHAN, Peter: Berechnungsmethoden für Wärmeleitung, konvektiven Wärmeübergang und Wärmestrahlung. In: VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE E.V. (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013, Kap. B2 58, 211
- [Strack 2020] STRACK: *Oberflächenbeschaffenheit, DIN 4768-1, Umrechnung von Ra in Rz und umgekehrt*. 2020. – URL https://www.strack.de/de/qualitaet/technische_informationen/ 130, 213
- [Thermax 2016] THERMAX: *Absorptionstechnik: Nachhaltige Lösungen zur Energieeinsparung*, aufgerufen am 13.10.2016 2016. – URL <http://www.thermax-europe.com/german/pdf/Thermax-german.zip> 19, 24
- [Trinh 2016] TRINH, Quoc D.: *Operational behaviour and heat transfer in a thermosiphon desorber at sub-atmospheric pressure*, Technische Universität Berlin, Dissertation, 2016 36
- [VDI 2013] VDI ; VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE, VDI-GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN (VDI-GVC) (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 11. Auflage. Springer DE, 2013 50, 211
- [Volk 2018] VOLK, Raimund ; DIN E.V. edited by (Hrsg.): *Rauheitsmessung Theorie und Praxis*. Beuth Verlag, 2018. – URL <https://ebookcentral.proquest.com/lib/munchentech/detail.action?docID=5431652> 129

- [WorldEnergy 2016] WORLDENERGY: *Absorption Chiller, Absorption Chiller & Heater, Absorption Heat Pump*, aufgerufen am 13.10.2016 2016. – URL <http://www.worldenergyeurope.eu/download/wecat.pdf> 25
- [Xu und Fang 2012] XU, Yu ; FANG, Xiande: A new correlation of two-phase frictional pressure drop for evaporating flow in pipes. In: *International Journal of Refrigeration* 35 (2012), Nr. 7, S. 2039 – 2050. – URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0140700712001570>. – ISSN 0140-7007 51
- [Ziegler 1997] ZIEGLER, Felix: *Sorptionswärmepumpen*. Forschungsberichte des Deutschen Kälte- und Klimatechnischen Vereins, 1997 (Nr. 57). – 978-3-932715-60-0 (ISBN) 7, 16, 17, 211, 217
- [Zigrang und Sylvester 1982] ZIGRANG, D.J. ; SYLVESTER, N.D.: Explicit Approximations to the Solution of Colebrook's Friction Factor Equation. In: *AIChE Journal* 28 (1982), S. 514–515 50