

Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern mit mikrostrukturierter Oberfläche

Von der Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieurin
genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Anja-Elsa Justynka Polzin

2020

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac
2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Roland Scharf

Tag der Promotion:
21. September 2020

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Thermodynamik der Leibniz Universität Hannover.

Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac für die Initiierung und Betreuung dieser Arbeit. Seine Begeisterung für Wissenschaft und deren Vermittlung hat mich geprägt und wird mir stets ein Vorbild bleiben. Mit seinem fachlichen Wissen und den Anregungen war er mir ein wichtiger wissenschaftlicher Ratgeber. Seine menschliche Art und Empathie im gemeinschaftlichen Umgang miteinander hat das Institutsumfeld zu etwas ganz Besonderem gemacht.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Roland Scharf danke ich für die Übernahme des Korreferats sowie für die Korrekturen und Anregungen zu meiner Arbeit.

Für die Übernahme des Vorsitzes während des Promotionsverfahrens sei Herrn Prof. Dr.-Ing. Gerhard Poll herzlich gedankt.

Mein Dank gilt zudem Herrn Dr.-Ing. Bernd de Vries von der Firma Kelvion PHE GmbH für die Anregung des Forschungsvorhabens sowie die Bereitstellung der Plattenkassetten und weiterer Materialien. Seine Einschätzungen sowie der beständige fachliche Austausch waren für mich sehr wertvoll.

Dem Institut für Werkstoffkunde der Leibniz Universität Hannover danke ich für die Durchführung der Beschichtung sowie der Mikroskopaufnahmen der Plattenkassetten.

Für die Laserstrukturierung der Testplatten sowie die Unterstützung bei der Durchführung der Kontaktwinkelmessungen danke ich dem Forschungszentrum Energiespeichertechnologien der TU Clausthal.

Dem gesamten Team des Instituts für Thermodynamik danke ich herzlich für die Unterstützung und den Austausch bei wissenschaftlichen, technischen und administrativen Aufgaben. Auch allen Studierenden, die im Rahmen dieser Arbeit mitgewirkt haben, möchte ich danken.

Ganz herzlich bedanke ich mich bei meiner Familie, die stets an mich geglaubt und mir durch ihre Unterstützung auch in schwierigeren Zeiten immer wieder Kraft gegeben und meinen Blick auf das Wesentliche gelenkt hat.

Hannover, im Dezember 2020

KURZFASSUNG

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle Untersuchung des thermohydraulischen Verhaltens bei der Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern mit unterschiedlicher Oberflächenbeschaffenheit.

Für die Analyse der Zusammenhänge von Wärmeübergang, Strömungseigenschaften und Oberfläche wurden zwei Versuchsstände betrieben. In einem optisch zugänglichem Versuchswärmeübertrager konnte die Verdampfung des Kältemittels R365mfc visualisiert werden. Anhand von Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen wurden Keimstellen detektiert und die sich einstellenden Strömungsformen für unterschiedliche Testplatten erfasst. Die untersuchten Platten wiesen jeweils dieselbe makroskopische Winkelwellenstruktur auf, unterschieden sich jedoch in der Mikrostruktur. Neben einer herkömmlichen glatten Platte wurden eine Platte mit gewalzter Mikrostruktur sowie eine laserstrukturierte Platte untersucht. Für eine thermodynamische Bilanzierung wurden zudem die Zustände am Ein- und Austritt des Wärmeübertragers messtechnisch erfasst. Die Visualisierung zeigte eine deutliche Zunahme der Verdampfung für die strukturierten Platten. Im Vergleich zur glatten Platte setzte die Verdampfung bei beiden strukturierten Platten früher ein und die Keimstellendichte war höher. Die Platte mit gewalzter Struktur wies dabei für alle Betriebspunkte die stärkste Verdampfung und höchste Keimstellenzahl auf. Die Steigerung des Wärmeübergangs wurde auch von den gemessenen Zuständen bestätigt. Hier ergab sich eine Steigerung der Wärmestromdichte von bis zu 21%. Ein Unterschied zwischen den verschiedenen Arten der Strukturierung wurde dabei nicht festgestellt.

In einem zweiten Versuchsstand wurden industrielle Plattenwärmeübertrager als Verdampfer und Kondensator in einem Kompressionskältekreislauf untersucht. Als Arbeitsfluid diente R134a; die Anlage wies eine maximale Leistung von $55 \text{ kW}^{\text{el}} / 150 \text{ kW}^{\text{therm}}$ auf. Beide Wärmeübertrager wurden in den Sekundärspalten entlang der Strömungsrichtung mit Temperatursensoren ausgestattet, sodass eine lokale Messung der Wand- und Fluidtemperatur im Spalt möglich war. Anhand dieser Messdaten konnte eine abschnittsweise Bilanzierung des Wärmeübertragers erfolgen und so die starke Abhängigkeit des Wärmeübergangs von den stetig variierenden Strömungsbedingungen während des Phasenwechsels analysiert werden. Für die Untersuchungen kamen verschweißte Titan-Plattenkassetten zum Einsatz, welche dieselbe Winkelwellenprägung wie die der Testplatten des Visualisierungsversuchsstands aufwiesen. Es wurden sowohl glatte Plattenkassetten als auch solche mit gewalzter Mikrostruktur untersucht. Der Betriebsbereich des Kondensators umfasste Massenstromdichten von 40 bis $74 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$, Drücke zwischen 6,2 und 9,8 bar sowie Wärmestromdichten von 11 bis $21 \text{ kW}/\text{m}^2$. Die Verdampfung wurde für Massenstromdichten

zwischen 40 und 120 kg/(m²s), Drücke von 1,6 bis 3,3 bar und Wärmestromdichten zwischen 10 bis 20 kW/m² untersucht. Im Falle des Kondensators zeigt der Vergleich des lokalen Wärmeübergangs bei glatter und strukturierter Plattenoberfläche keinen signifikanten Unterschied. Die über den Apparat integrierten Wärmeübergangskoeffizienten der strukturierten Platten liegen jedoch leicht oberhalb derer der glatten Platten. Beim Druckverlust ist ein moderater Anstieg beim Einsatz der strukturierten Platten zu beobachten. Bei der lokalen Betrachtung des Wärmeübergangs während der Verdampfung zeigte sich ein deutlicher Unterschied zwischen den verschiedenen Plattentypen. Über den gesamten Betriebsbereich konnten deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten bei den strukturierten Platten festgestellt werden. Die mittlere Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten lag dabei im Bereich von 57 bis 71%. Ähnliche Ergebnisse zeigte die integrale Betrachtung. Beim Druckverlust ist z.T. ein leichter Anstieg für die mikrostrukturierten Platten zu erkennen.

Neben den experimentellen Untersuchungen enthält diese Arbeit auch eine umfassende Darstellung bisheriger literaturbekannter Arbeiten zur Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern sowie zur Anwendungspotentialen von Mikrostrukturierungen bei diesen Vorgängen.

Stichworte: Plattenwärmeübertrager, Verdampfung, Kondensation, Mikrostruktur

ABSTRACT

Evaporation and Condensation in Plate Heat Exchangers with microstructured Surfaces

The aim of this present analysis has been the experimental investigation of the thermohydraulic performance of plate evaporators and condensers with different surface configurations.

Two test stands have been used in order to examine the correlations of heat transfer, flow properties and surface configuration. In an optically accessible test heat exchanger, the evaporation of the refrigerant R365mfc could be visualized. Highspeed videos were used to detect nucleation sites and the resulting flow patterns for different test plates. All investigated test plates had the similar macroscopic corrugation, whereas the microstructure topology was different for all plates. A conventional, smooth plate was compared to a plate with a press-rolled microstructure as well as a laser structured plate. Inlet and outlet conditions of the fluids in the test heat exchanger were measured to enable thermodynamic balancing. The visualization results showed a strong increase in evaporation for the structured plates. Compared to the smooth plate, the evaporation started earlier and the nucleation site density was higher. The strongest evaporation and highest number of nucleation sites was observed for the plate with press-rolled microstructure over the whole experimental range. The measurement of the thermodynamic states showed an increase in heat flux of up to 21% for both types of microstructure.

A second test stand served to investigate industrial plate heat exchangers used as evaporator and condenser in a compression refrigeration cycle with a maximum output of $55 \text{ kW}^{\text{el}} / 150 \text{ kW}^{\text{therm}}$. R134a was used as working fluid. Both heat exchangers were equipped with thermocouples, along the direction of flow in the gap of the secondary fluid. In that way, a local fluid and wall temperature were measured along the gap. The measured local temperatures were used to conduct segment-wise calculation of the heat transfer, which enabled the investigation of the correlation of heat transfer and the variant occurring flow patterns during phase change. Titanium welded plate cassettes were used with the plate heat exchangers. The corrugation parameters were the same as for the plates of the visualization test stands. The experiments were conducted with the smooth plates and the press-rolled microstructured plates. The operation range of the condenser comprised $40 - 74 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$, $6,2 - 9,8 \text{ bar}$ and $11 - 21 \text{ kW}/\text{m}^2$, in terms of mass flux, operating pressure and heat flux, respectively. The evaporator was investigated within the range mass fluxes of $40 - 120 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$, pressures of $1,6 - 3,3 \text{ bar}$ and heat fluxes of $10 - 20 \text{ kW}/\text{m}^2$. During condensation, no significant change in terms of local heat transfer was observed for the different surface structures. The integrated values of the heat

transfer coefficient showed a slight increase for the structured plates. The two-phase pressure drop increased moderately for the structured plates, as well. During evaporation, the local heat transfer was considerably higher for the structured plate cassettes over the whole range of operation. The mean increase of the heat transfer coefficient layed between 57 and 71%. The values for the integrated heat transfer showed a similar behaviour. In terms of two-phase pressure drop, a slight increase for the microstructure plates was observed for some operating conditions.

Additionally to the experimental analysis, a comprehensive literature assessment has been conducted, presenting previously published results for evaporation and condensation in plate heat exchangers as well as corresponding application potentials for microstructures.

Keywords: Plate Heat Exchanger, Evaporation, Condensation, Microstructure

INHALTSVERZEICHNIS

Kurzfassung.....	I
Abstract.....	III
Inhaltsverzeichnis.....	V
Abbildungsverzeichnis.....	VII
Tabellenverzeichnis	XI
Formelzeichen	XIII
1 Einleitung.....	1
2 Kondensation und Verdampfung in Plattenwärmeübertragern	5
2.1 Wärmedurchgang	5
2.1.1 Wärmeleitung	5
2.1.2 Konvektiver Wärmeübergang	6
2.1.3 Der Wärmedurchgangskoeffizient	8
2.2 Wärmeübergang bei der Kondensation	8
2.3 Wärmeübergang bei der Verdampfung	11
2.4 Druckverlust in zweiphasigen Strömungen	14
2.5 Plattenwärmeübertrager	16
3 Stand der Technik – Phasenwechsel im Plattenwärmeübertrager	21
3.1 Einphasige Strömung im Plattenwärmeübertrager.....	23
3.2 Kondensation im Plattenwärmeübertrager.....	26
3.3 Verdampfung im Plattenwärmeübertrager.....	37
3.4 Zweiphasige Strömungsformen in Plattenwärmeübertragern	52
3.5 Fehlverteilung in Plattenwärmeübertragern.....	57
4 Einfluss mikrostrukturierter Oberflächen auf den Phasenwechsel	61
4.1 Kondensation	64
4.2 Verdampfung	66
4.3 Anwendung im Plattenwärmeübertrager	67
5 Visualisierung der Verdampfung im Plattenspalt	71
5.1 Experimenteller Aufbau.....	71
5.1.1 Versuchsanlage.....	72
5.1.2 Untersuchte Testplatten	73
5.2 Auswertungsmethodik und Ergebnisse	76
5.2.1 Randwinkelmessungen	77
5.2.2 Thermodynamische Bilanzierung/Wärmeübergang	79

5.2.3	Visualisierung.....	83
5.2.4	Einphasiger Druckverlust	89
6	Wärmeübergang und Druckverlust im Plattenwärmeübertrager	91
6.1	Versuchsstand.....	92
6.1.1	Aufbringung der Thermoelemente.....	94
6.1.2	Messtechnik.....	98
6.1.3	Kalibrierung.....	103
6.2	Auswertungsmethodik	106
6.3	Unsicherheiten.....	114
6.3.1	Unsicherheitsanalyse	115
6.3.2	Anwendung der Unsicherheitsanalyse.....	116
6.4	Ergebnisse.....	118
6.4.1	Bestimmung des Ölgehalts im Kältemittel.....	119
6.4.2	Integrale Energiebilanz und Reproduzierbarkeit	121
6.4.3	Einphasiger Wärmeübergang	124
6.4.4	Kondensation.....	126
6.4.5	Verdampfung.....	134
7	Schlussfolgerung und Ausblick	143
8	Literaturverzeichnis	147
9	Anhang	161
9.1	Stoffdaten der verwendeten Kältemittel	161
9.2	R&I-Fließbild der PWÜ-Versuchsanlage.....	162
9.3	Kalibriergleichungen und Abweichungen zur Referenz.....	163
9.4	Empfindlichkeitskoeffizienten Unsicherheitsanalyse	166
9.5	Strömungsformenkarten.....	167
9.6	Bilanzierung des Verdampfers	168
9.7	Reproduzierung eines Betriebspunkts im Verdampfer.....	169

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.1: Schema eines OTEC-Kraftwerks	2
Abbildung 2.1: Geschwindigkeits- und Temperaturprofil als Funktion des Wandabstands modifiziert nach [71].....	6
Abbildung 2.2: Kondensattropfen auf einer Oberfläche mit auftretenden Grenzflächenspannungen, nach [12].....	9
Abbildung 2.3: Kondensatfilm an einer senkrechten Wand bei ruhender Gasphase, modifiziert nach [12]	10
Abbildung 2.4: Links: Entstehung von Keimstellen/Blasenkeimen durch Gaseinschluss. Rechts: Keimstellen für verschiedene β_0	11
Abbildung 2.5: Strömungsformen bei Verdampfung im senkrechten Rohr modifiziert nach [31] und [71].....	13
Abbildung 2.6: Aufbau eines gedichteten Plattenwärmeübertragers.....	16
Abbildung 2.7: Platte mit Winkelwellenprägung. Links: Weiche Platte, Rechts: Harte Platte.	17
Tabelle 3.10: Proportionalitätsfaktoren zur Bestimmung des Druckverlusts nach Gleichung (2.25) entsprechend der Arbeiten von Longo.....	48
Abbildung 4.1: Benetzungsverhalten auf Oberflächen mit und ohne Mikrostruktur. Links: Tropfen auf glatter Oberfläche; Mitte: Benetzungsverhalten nach Wenzel [172]; rechts: Benetzungsverhalten nach Cassie und Baxter [25].....	62
Abbildung 4.2: Relative Wärmestromdichte über dem Tropfenradius (modifiziert nach [22] und [8]).....	65
Abbildung 5.1: Versuchs-Plattenwärmeübertrager mit transparenter Frontplatte	72
Abbildung 5.2: Fließschema des Versuchsaufbaus zur Visualisierung der Verdampfung im Plattenspalt.....	73
Abbildung 5.3: links: Walzvorgang mit Aufbringen der Mikrostruktur (modifiziert nach [154]); rechts: Lasermikroskopaufnahme einer Erhöhung der resultierenden Struktur	74
Abbildung 5.4: Mikroskopaufnahmen der gewalzten Mikrostruktur nach der Prägung des Winkelwellen-Musters	75
Abbildung 5.5: rechts: laserstrukturierte Platte; links oben: Laserstruktur im Lichtmikroskop, 50-fache Vergrößerung; links unten: REM-Aufnahme der Laserstruktur.....	76
Abbildung 5.6: rechts: Aufgenommener Tropfen mit Dosiernadel, hier: Wasser auf Titan (unstrukturiert); links: Bestimmung des Kontaktwinkels anhand der Konturanalyse	77

Abbildung 5.7: mittlere Wärmestromdichte über der Massenstromdichte des Kältemittels für die untersuchten Testplatten	80
Abbildung 5.8: mittlerer zweiphasiger Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung von R365mfc	82
Abbildung 5.9: Links: Aufteilung des Spalts für die Charakterisierung der sich einstellenden Strömungsformen; Rechts: relative Anordnung der Winkelwellenplatten bei gemischt gewellter Konfiguration.....	83
Abbildung 5.10: Strömungsformen bei der Verdampfung im Plattenspalt.....	84
Abbildung 5.11: Detailansicht der Blasenströmung	85
Abbildung 5.12: oben: Strömungsformenkarten des Betriebspunktes BP2 (siehe Tabelle 5.3) für die untersuchten Testplatten; unten: Foto der Strömungsform in den grün umrandeten Bereichen auf der Strömungsformenkarte oben links.....	86
Abbildung 5.13: Position der Keimstellen (blaue Kreuze) in der unteren Hälfte des Spalts während der Verdampfung in Betriebspunkt BP2 der gewalzt strukturierten Testplatte	87
Abbildung 5.14: Nahaufnahme der Verdampfung im Plattenspalt mit Keimstellen (Pfeile). Die Kontaktpunkte von vorderer und hinterer Platte sind mit einem roten Punkt markiert.....	88
Abbildung 5.15: gemessener und berechneter Druckverlust der einphasigen Strömung über der Massenstromdichte.....	90
Abbildung 6.1: Versuchswärmeübertrager mit installierten Thermoelementen; Rechts: Kondensator; Links: Verdampfer.....	91
Abbildung 6.2: Vereinfachtes Schema der Versuchsanlage	92
Abbildung 6.3: Links: Anordnung der Thermoelemente auf der Platte; Mitte: Maske für Sandstrahlen und thermisches Spritzen; Rechts: Rückansicht der Maske mit befestigter Kassette.....	95
Abbildung 6.4: Links: Plattenkassette mit aufgebrachtener Nickelbeschichtung, Rechts: Detailaufnahme eines Beschichtungspunktes (dunkelgrau) mit Lot (silber)	96
Abbildung 6.5: Auf die Platte aufgelötete Thermoelemente, Links: Messung der Wandtemperatur, Rechts: Messung der Fluidtemperatur [182].....	97
Abbildung 6.6: Positionen der Thermoelemente zur Bestimmung der Wand-(▲) und Fluidtemperatur (●) und resultierende Segmente	97
Abbildung 6.7: Schema einer Vier-Leiter-Schaltung zur Anbindung eines Widerstandsthermometers [90].....	98
Abbildung 6.8: Anschluss der Druckmessvorrichtung im Verdampfer (links) und Kondensator (rechts)	100
Abbildung 6.9: Abweichungen der berechneten Temperaturen der Pt100-Sensoren nach der Kalibrierung.....	104

Abbildung 6.10: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten lokalen Nu-Zahlen des Wassers im Kondensator für verschiedene Glättungen der Temperaturdaten.....	108
Abbildung 6.11: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten lokalen Nu-Zahlen des Heizfluids im Verdampfer für die Temperaturdaten mit und ohne Glättung	109
Abbildung 6.12: oben: Druckverlauf im Verteiler und Sammler für einen Plattenwärmeübertrager in U-Anordnung für verschiedene Strömungsverteilung. Unten: Strömungsverteilung entlang des Apparates in Abhängigkeit von m	110
Abbildung 6.13: Bilanzraum für die segmentweise Bestimmung der Wärmeströme	111
Abbildung 6.14: Bilanzraum zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten.....	113
Abbildung 6.15: vereinfachtes Fließschema der Vorrichtung zur Ölgehaltsmessung.....	119
Abbildung 6.16: Rückstände im Probenbehälter [138] rechts: Probe 1, links: Probe 2	120
Abbildung 6.17: Gemessene Wärmeströme des Primär- und Sekundärfluids im Kondensator	121
Abbildung 6.18: Gemessene Wärmeströme des Primär- und Sekundärfluids im Verdampfer	122
Abbildung 6.19: Wand- und Fluidtemperaturen im Sekundärfluid-Spalt des Kondensators jeweils für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten sowie deren Reproduzierungen aufgetragen über der relativen Position im Wärmeübertrager.....	123
Abbildung 6.20: Lokaler Wärmeübergangskoeffizient während der Kondensation von R134a für einen Betriebspunkt mit glatten (blau) und strukturierten Plattenkassetten (rot) sowie deren Reproduzierungen	124
Abbildung 6.21: Einphasige Wärmeübergangskoeffizienten von Wasser bei Variation der Massenstromdichte.....	125
Abbildung 6.22: Einphasige Wärmeübergangskoeffizienten des Heizfluids (Wasser- Ethylenglykol) bei Variation der Massenstromdichte	126
Abbildung 6.23: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Kondensation aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels	127
Abbildung 6.24: Experimentell ermittelter Druckverlust im Vergleich mit Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen	128
Abbildung 6.25: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Kondensation für verschiedene Sättigungsdrücke	129
Abbildung 6.26: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Kondensation bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der Massenstromdichte	130
Abbildung 6.27: Experimentell ermittelte Nußelt-Zahl über der äquivalenten Reynolds-Zahl im Vergleich mit Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen.....	131
Abbildung 6.28: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 690 kPa für verschiedene Massenstromdichten	132

Abbildung 6.29: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 790 kPa für verschiedene Massenstromdichten.....	133
Abbildung 6.30: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 980 kPa	133
Abbildung 6.31: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Verdampfung aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels für integrale Wärmestromdichten zwischen 10 und 16 kW/m ²	134
Abbildung 6.32: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Verdampfung aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels für integrale Wärmestromdichten zwischen 16 und 20 kW/m ²	135
Abbildung 6.33: Experimentell ermittelter integraler Druckverlust im Vergleich mit den Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen.....	136
Abbildung 6.34: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der integralen Wärmestromdichte.....	137
Abbildung 6.35: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der Massenstromdichte	138
Abbildung 6.36: Experimentell ermittelte Nußelt-Zahl über der äquivalenten Reynolds-Zahl im Vergleich mit den Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen.....	139
Abbildung 6.37: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 250 kPa und einer Massenstromdichte von 75 kg/(m ² s) für verschiedene Wärmestromdichten	140
Abbildung 6.38: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 250 kPa und einer Wärmestromdichte von 14 kW/m ² für verschiedene Massenstromdichten	141
Abbildung 9.1: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Thermoelementen im Kondensator.....	164
Abbildung 9.2: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Thermoelementen im Verdampfer.....	164
Abbildung 9.3: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Drucksensoren. Die gestrichelten Linien geben den Unsicherheitsbereich der Referenz-Druckwaage an.....	165
Abbildung 9.4: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Differenzdrucksensoren.....	165
Abbildung 9.5: Strömungsformenkarten für die Betriebspunkte 1 und 3 bis 5, vgl. Tabelle 5.3	167
Abbildung 9.6: Bilanzraum für die Bestimmung des Dampfgehalts am Verdampferaustritt.....	168
Abbildung 9.7: Wand- und Fluidtemperaturen im Sekundärfluid-Spalt des Verdampfers jeweils für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten (ungeglättete Messwerte).....	169
Abbildung 9.8: Lokaler Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung von R134a für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten sowie deren Reproduzierungen (ungeglättete Messwerte).....	169

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 3.1: Koeffizienten für die Korrelationen entsprechend Gleichung (3.22) nach Park et al....	27
Tabelle 3.2: Konstanten für die Bestimmung der geometrischen Parameter <i>Gei</i> nach Han et al.....	28
Tabelle 3.3: Koeffizienten für die Korrelationen entsprechend Gleichungen (3.23) nach Würfel und Ostrowski.....	29
Tabelle 3.4: Proportionalitätsfaktor zur Berechnung des Reibungsdruckverlustes bei den Arbeiten von Longo et al.	30
Tabelle 3.5: Parameter zur Berechnung der Nußelt-Zahl nach Jokar et al. und Hayes et al.	33
Tabelle 3.6: Geometrie- und Betriebsparameter der experimentellen Untersuchungen zur Kondensation.....	35
Tabelle 3.7: Koeffizienten für die Bestimmung des Reibungsbeiwertes nach Ayub	41
Tabelle 3.8 Konstanten für die Bestimmung der geometrischen Parameter <i>Gei</i>	41
Tabelle 3.9: Koeffizienten für die Bestimmung der Nußelt-Zahl und der Druckverluste nach Sternier und Sunden	43
Tabelle 3.10: Proportionalitätsfaktoren zur Bestimmung des Druckverlusts nach Gleichung (2.25) entsprechend der Arbeiten von Longo.....	48
Tabelle 3.11: Geometrie- und Betriebsparameter der experimentellen Untersuchungen zur Verdampfung.....	50
Tabelle 4.1: Fertigungsverfahren für mikrostrukturierte Oberflächen (erweitert nach [8])	64
Tabelle 5.1: Geometrische Parameter und Stoffdaten der verwendeten Platten	74
Tabelle 5.2: Ergebnisse der Kontaktwinkelmessungen	78
Tabelle 5.3: Parameter der untersuchten Betriebspunkte bei Variation der Massenstromdichte des Kältemittels	79
Tabelle 6.1: Drucksensoren	101
Tabelle 6.2: Koeffizienten für die Temperatur-Widerstand-Kennlinie nach DIN EN 60751	104
Tabelle 6.3: Untersuchte Betriebsbereiche für Kondensator und Verdampfer	118
Tabelle 9.1: Koeffizienten für Kalibriergleichungen der Pt100-Sensoren.....	163
Tabelle 9.2: Koeffizienten für Kalibriergleichungen der Drucksensoren	166
Tabelle 9.3: Empfindlichkeitskoeffizienten in Gleichung (6.28).....	166
Tabelle 9.4: Reproduzierte Betriebspunkte für Kondensator und Verdampfer	170

FORMELZEICHEN

LATEINISCHE BUCHSTABEN

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit
A	m^2	Fläche
b	mm	Prägetiefe
B	m	Breite
c_p	$\text{J}/(\text{kgK})$	spezifische isobare Wärmekapazität
c	$\text{J}/(\text{kgK})$	spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
E	J	Energie
f	-	Druckverlustbeiwert
F	-	Verstärkungsfaktor
g	m/s^2	Gravitationsbeschleunigung
G	$\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	Massenstromdichte
$\Delta^V h$	J/kg	spezifische Verdampfungsenthalpie
i	-	Zählparameter
J	-	Dimensionslose Geschwindigkeit
k	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$	Wärmedurchgangskoeffizient
L	m	Länge
M	kg/kmol	Molmasse
p	Pa	Druck
P	W	Leistung
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
\dot{Q}	W	Wärmestrom
r	m	Radius
R	Ω	Elektrischer Widerstand
R_a	μm	Mittenrauwert
T	K	Absolute Temperatur
V	m^3	Volumen
w	m/s	Geschwindigkeit
x	-	Dampfgehalt
\dot{x}	-	Strömungsdampfgehalt
X	-	Lockhart-Martinelli-Parameter
z	m	Länge

GRIECHISCHE BUCHSTABEN

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
α	W/(m ² ·K)	Wärmeübergangskoeffizient
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
δ	m	Wandstärke
β_0	°	Randwinkel
σ	N/m	Grenzflächenspannung
η	Pa·s	dynamische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte
ε	-	volumetrischer Dampfgehalt
θ	°	Neigungswinkel
ϕ	-	Zweiphasenmultiplikator
ξ	-	Druckverlustbeiwert
φ	°	Prägungswinkel
Φ	-	Flächenvergrößerungsfaktor
Λ	mm	Wellenlänge der Prägung
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ω	-	azentrischer Faktor
ϑ	°C	Temperatur

INDIZES

Formelzeichen	Bedeutung
a	Beschleunigung
BS	Blasensieden
D	Darcy
DO	Dry-Out

Formelzeichen	Bedeutung
<i>eq</i>	Äquivalent
<i>F</i>	Fluid, auch: Fanning
<i>g</i>	Gravitation
<i>G</i>	Gasphase
<i>h</i>	hydraulisch
<i>i0</i>	Reinstoff <i>i</i>
<i>k</i>	Schubspannungsdominiert
<i>KS</i>	konvektives Sieden
<i>krit</i>	am kritischen Punkt
<i>L</i>	Flüssigkeit
<i>m</i>	mittlere
<i>Man</i>	Manifold
<i>P</i>	Prägemuster
<i>q</i>	Querschnitt
<i>r</i>	reduziert, auf den kritischen Punkt bezogen
<i>R</i>	Kältemittel
<i>ref</i>	Referenz
<i>Reib</i>	Reibung
<i>S</i>	tiefgestellt: Festkörper hochgestellt: Sättigungszustand
<i>Sp</i>	Spalt
<i>sub</i>	Unterkühlung
<i>sup</i>	Überhitzung
<i>W</i>	Wasser
<i>Wand</i>	Wand
<i>2ph</i>	zweiphasig

ABKÜRZUNGEN

Abkürzung	Bedeutung
<i>KEV</i>	Kinetische Energie pro Volumeneinheit
R&I	Rohrleitungs- und Instrumenten-

1 EINLEITUNG

Plattenwärmeübertrager erhielten Anfang des 20. Jahrhunderts Einzug in die Industrie, wo sie zunächst für die Milchpasteurisierung entwickelt wurden [169]. Die Vorteile gegenüber anderen Wärmeübertragertypen gaben den Ausschlag für die weitere Verbreitung dieser Bauart auch in andere Industriebereiche. Dazu zählen u.a. eine hohe thermische Effizienz bei kurzer Verweilzeit des Fluids im Wärmeübertrager, ihre kompakte Bauweise, die einfache Zugänglichkeit der Flächen für Reinigungszwecke und eine schnelle Anpassungsmöglichkeit der thermischen Leistung durch Hinzufügen oder Entfernen von Platten. Durch die Weiterentwicklung der Dichtrahmen bei den verschraubten Plattenwärmeübertragern sowie die Einführung der gelöteten und (teil-) verschweißten Plattenwärmeübertrager wurden diese ab Anfang der Neunzigerjahre auch zunehmend für Kältemittelanwendungen und als Verdampfer und Kondensatoren eingesetzt [9].

Im Vergleich zum konvektiven Wärmeübergang einer einphasigen Strömung ist der Wärmeübergangskoeffizient beim Phasenübergang im Allgemeinen deutlich erhöht. Durch die starken Dichteunterschiede zwischen Gas- und Flüssigphase treten große Auftriebskräfte auf, die zur besseren Durchmischung der Strömung beitragen und den Wärmeübergang somit unterstützen [12]. Für Anwendungen, die hohe Wärmeübertragungsraten benötigen, werden daher vorwiegend Verdampfer oder Kondensatoren eingesetzt.

Da Strömungscharakteristik und Wärmeübergang stark voneinander abhängen und sich erstere während der Phasenumwandlung stetig verändert, ist die Voraussage des thermohydraulischen Verhaltens um ein Vielfaches komplexer als bei einphasigen Anwendungen. Hinzu kommt bei Plattenwärmeübertragern die komplexe Kanalgeometrie, die sich je nach Typ und Hersteller stark unterscheiden kann. Zudem hat die Beschaffenheit der Wärmeübertragungsfläche einen entscheidenden Einfluss auf die Keimbildung und Drainage bei der Kondensation sowie die Entstehung und Ablösung der Blasen bei der Verdampfung.

Durch neue Fertigungsmöglichkeiten im Bereich der Mikro- und Nanotechnologie ist es möglich, die physikalische und chemische Beschaffenheit von Oberflächen von der Nano- bis hin zur Makroebene zu gestalten. Dies kann für eine gezielte Unterstützung der wichtigen Mechanismen des Phasenübergangs genutzt werden und so den Wärmeübergang weiter steigern. Durch immer schnellere und kostengünstigere Fertigungsverfahren können diese Möglichkeiten auch bei der industriellen Fertigung und für große Stückzahlen eingesetzt werden.

Ein Anwendungsfeld stellt die fortwährende Erschließung erneuerbarer Energien dar. So ist auch die Nutzung der Wärmeenergie von Meerwasser (engl.: *Ocean Thermal Energy Conversion*, kurz OTEC) in den letzten Jahren wieder vermehrt in den Fokus gerückt. Weltweit gibt es mehrere Projekte, die

diese Art der Energiewandlung weiter erschließen und wirtschaftlich umsetzen wollen ([66] [67] [68] [69]). Zur Stromgewinnung wird dabei der Temperaturunterschied des Meerwassers aus unterschiedlichen Tiefen genutzt. Das oberflächennahe, wärmere Meerwasser sowie kälteres Wasser aus tieferen Meeresschichten werden dabei zur Verdampfung bzw. Kondensation eines Arbeitsmediums und so zum Antrieb einer Wärmekraftmaschine genutzt, welche einen Generator antreibt, siehe Abbildung 1.1.

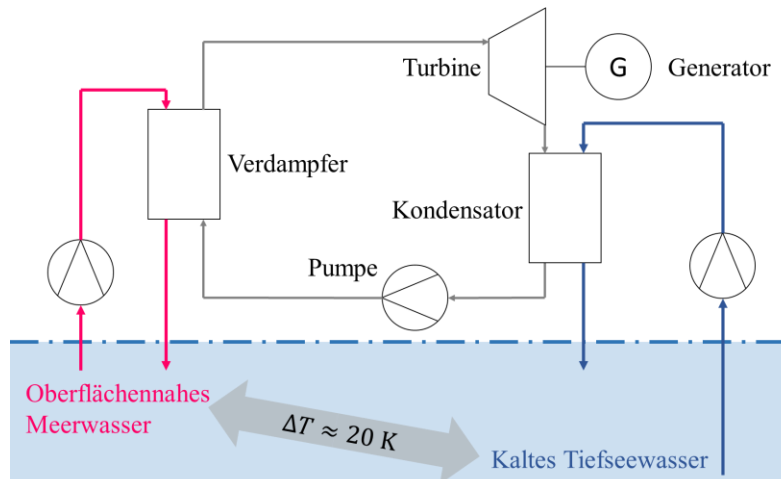


Abbildung 1.1: Schema eines OTEC-Kraftwerks

Die Temperaturdifferenz zwischen der Wärmequelle und -senke ist dabei mit etwa 20 K um ein Vielfaches geringer als in herkömmlichen Wärmekraftprozessen. Um sie möglichst vollständig zu nutzen und den Prozess effizient zu betreiben, ist eine sehr geringe Grädigkeit der Wärmeübertrager notwendig. Dies setzt besonders gute Wärmeübertragungseigenschaften voraus. Mikrostrukturierte Wärmeübertragungsflächen stellen dabei eine vielversprechende Möglichkeit zur Verbesserung des Wärmeübergangs auf der Arbeitsfluid-Seite im Plattenwärmeübertrager dar. Durch die Struktur können die Phasenwechselmechanismen gezielt beeinflusst und so der Wärmeübergangskoeffizient erhöht werden. Die Anwendung mit Meerwasser macht darüber hinaus besonders gute Korrosionseigenschaften erforderlich. Ein Material mit ausgezeichneter Korrosionsbeständigkeit stellt Titan dar. Durch seinen hohen Preis ist für eine wirtschaftliche Herstellung der Materialeinsatz möglichst gering zu halten, was ebenfalls die Notwendigkeit eines hocheffizienten Wärmeübergangs unterstreicht. Vor diesem Hintergrund wurden im Rahmen dieser Arbeit experimentelle Untersuchungen zum Einfluss mikrostrukturierter Oberflächen auf das thermohydraulische Verhalten in Plattenverdampfern und-kondensatoren durchgeführt.

Den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet die experimentelle Untersuchung des zweiphasigen Wärmeübergangs und Druckverlusts im Plattenwärmeübertrager. In einer Technikum-Versuchsanlage werden dazu industrielle Plattenwärmeübertrager mit und ohne Mikrostrukturierung als Verdampfer und Kondensator betrieben und untersucht. In einem weiteren Versuchsstand mit

optisch zugänglichem Verdampferspalt kann zudem das Strömungsbild sowie die Keimstellencharakteristik in Abhängigkeit der verschiedenen Oberflächenstrukturierungen erfasst werden. Die so erhaltenen Ergebnisse ermöglichen Rückschlüsse auf das Wärmeübergangsverhalten der industriellen Apparate und tragen so zu einem besseren Verständnis der Mechanismen bei.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit stelle die ausführliche Akquise bisheriger wissenschaftlicher Arbeiten zur Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern dar. Trotz jahrzehntelanger Forschung auf dem Gebiet ist eine allgemeingültige Beschreibung des Apparateverhaltens bisher nicht möglich. Mit der Zusammenstellung der verfügbaren Arbeiten soll eine Datenbasis geschaffen werden, die den weiteren Weg hin zu einer allgemeinen Vorhersage ebnet.

2 KONDENSATION UND VERDAMPFUNG IN PLATTENWÄRMEÜBERTRAGERN

Der Wärmetransport in einem Wärmeübertrager erfolgt als Wärmedurchgang von einem Fluid durch eine Wand an ein anderes Fluid. Die dabei wirkenden Transportmechanismen werden als Wärmeleitung und konvektiver Wärmeübergang bezeichnet. Zusammen mit der Wärmestrahlung bilden sie die drei Arten der Wärmeübertragung¹. In den folgenden Abschnitten werden die relevanten Mechanismen bei der Wärmeübertragung im Plattenwärmeübertrager zunächst allgemein erläutert. Im Anschluss erfolgt die Darstellung der Grundlagen zum Wärmeübergang bei der Kondensation und Verdampfung, wobei auch auf den Druckverlust in zweiphasigen Strömungen eingegangen wird. Abschließend werden die Geometrie und Funktionsweise von Plattenwärmeübertragern beschrieben und relevante Größen für Charakterisierung der Apparate definiert.

2.1 WÄRMEDURCHGANG

In einem Plattenwärmeübertrager erfolgt der Wärmetransport zunächst konvektiv von dem Fluid höherer Temperatur an eine Platte des Wärmeübertragers, innerhalb welcher die Wärme durch Wärmeleitung übertragen wird. Auf der anderen Seite der Platte findet wieder konvektiver Wärmeübergang von der Platte an das (kältere) Fluid statt. Dieser Vorgang aus verschiedenen Wärmetransportmechanismen wird Wärmedurchgang genannt. Im Folgenden werden beide relevanten Transportmechanismen einzeln erläutert. Durch die i.d.R. geringen Wandstärken in einem Wärmeübertrager sowie eine gute Wärmeleitfähigkeit des Plattenmaterials, ist der Wärmeleitwiderstand in der Platte vergleichsweise gering. Technisch interessant ist daher vor allem der konvektive Wärmeübergang, da dieser den den Transportvorgang limitierenden Mechanismus darstellt. Im Anschluss wird der Wärmedurchgangskoeffizient eingeführt, mit welchem das thermische Übertragungsverhalten eines Wärmeübertragers charakterisiert werden kann.

2.1.1 Wärmeleitung

Wärmeleitung bezeichnet den Wärmetransportmechanismus auf molekularer Ebene, der in Festkörpern und Fluiden bei vorhandenem Temperaturgradienten auftritt. Dabei erfolgt der Wärme-

¹ Wärmestrahlung tritt in signifikanter Größenordnung nur bei sehr hohen Temperaturdifferenzen auf. Diese sind für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebsbereiche nicht gegeben, weshalb auf eine weitere Erläuterung der Wärmestrahlung verzichtet wird.

übergang durch die Wechselwirkung benachbarter Moleküle oder Atome des Stoffes, bei Metallen kann die Wärmeenergie auch über die freien Elektronen transportiert werden. Der Zusammenhang zwischen vorherrschendem Temperaturgradienten $\text{grad } T$ und übertragener Wärmestromdichte \dot{q} ist durch das Gesetz der Wärmeleitung von Fourier [46] gegeben:

$$\dot{q} = \dot{Q}/A = -\lambda \text{ grad } T \quad (2.1)$$

Dabei ist der Proportionalitätsfaktor die Wärmeleitfähigkeit λ , welche eine Stoffeigenschaft des wärmeleitenden Materials darstellt.

2.1.2 Konvektiver Wärmeübergang

In einem strömenden Fluid erfolgt der Wärmeübergang zum einen durch Wärmeleitung im Fluid. Zum anderen wird durch die makroskopische Bewegung des Fluids Energie in Form von Enthalpie und kinetischer Energie durch das Fluid selbst transportiert. Die Überlagerung dieser beiden Mechanismen wird als konvektiver Wärmeübergang zusammengefasst.

Strömt ein Fluid über eine Wand mit abweichender Temperatur, ist vor allem die wandnahe Fluidschicht ausschlaggebend für den Wärmeübergang. Das Temperatur- und Geschwindigkeitsprofil in dieser Grenzschicht ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt.

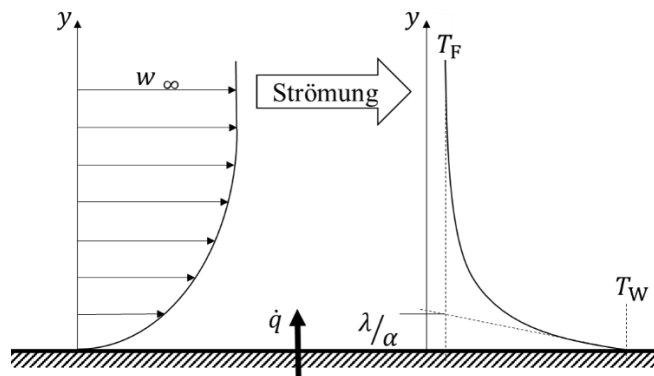


Abbildung 2.1: Geschwindigkeits- und Temperaturprofil als Funktion des Wandabstands
modifiziert nach [71]

Direkt an der Wand ist durch die Haftbedingung die Geschwindigkeit des Fluids gleich Null. Innerhalb der hydrodynamischen Grenzschicht steigt die Geschwindigkeit w mit zunehmendem Wandabstand y an, bis sie in der Kernströmung ihren Maximalwert w_∞ erreicht. Der Temperaturverlauf ist für den Fall einer beheizten Wand dargestellt. Die thermische Grenzschicht bezeichnet den Bereich, innerhalb dessen die Fluidtemperatur von der Wandtemperatur T_W nahezu bis auf die Temperatur der Kernströmung T_F absinkt. Durch diesen Temperaturunterschied innerhalb des Fluids, wird ein Wärmestrom induziert, dessen Betrag durch das *Newton'sche Abkühlungsgesetz* beschrieben wird:

$$\dot{q} = \alpha (T_W - T_F) \quad (2.2)$$

Der hier enthaltene Proportionalitätsfaktor α beschreibt die Güte des konvektiven Wärmeübergangs und wird als *konvektiver Wärmeübergangskoeffizient* bezeichnet:

$$\alpha := \frac{\dot{q}}{(T_W - T_F)} \quad (2.3)$$

Um den Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen, ist die Kenntnis der Wärmestromdichte notwendig. Direkt an der Wand tritt keine makroskopische Bewegung des Fluids auf, der Wärmeübergang erfolgt daher durch reine Wärmeleitung im Fluid. Hier ergibt sich die Wärmestromdichte aus dem Fourier'schen Gesetz (2.1) zu

$$\dot{q} = -\lambda_F \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W \quad (2.4)$$

Der Temperaturgradient an der Wand ist stark von der thermischen Grenzschicht abhängig, welche wiederum von der hydrodynamischen Grenzschicht beeinflusst wird. Setzt man Gleichung (2.4) in die Definitionsgleichung des Wärmeübergangskoeffizienten (2.3) ein, ergibt sich der Zusammenhang zwischen Temperaturfeld und konvektivem Wärmeübergang wie folgt:

$$\alpha = -\lambda_F \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_W}{(T_W - T_F)} \quad (2.5)$$

Hieraus wird die starke Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Grenzschicht deutlich. Ein hoher Temperaturgradient an der Wand führt bei vorgegebener Wand- und Fluidtemperatur zu einer dünnen thermischen Grenzschicht. Deren Breite kann mit dem Verhältnis λ/α abgeschätzt werden (vgl. Abbildung 2.1). Somit führt eine dünne Grenzschicht zu einem hohen Wärmeübergangskoeffizienten.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für den lokalen Wärmeübergang. In einem Wärmeübertrager ändern sich Strömungs- und Temperaturfeld stetig, wodurch sich ein in Strömungsrichtung veränderlicher Wärmeübergangskoeffizient ergibt. Für die meisten technischen Anwendungen ist jedoch der Gesamt-Wärmeübergang relevant. Dafür wird ein mittlerer Wärmeübergangskoeffizient definiert, welcher sich aus dem insgesamt übertragenen Wärmestrom \dot{Q} und der mittleren Temperaturdifferenz zwischen Wand- und Fluidtemperatur ΔT_m ergibt:

$$\alpha_m := \frac{\dot{Q}}{A \Delta T_m} \quad (2.6)$$

Der übertragene Wärmestrom berechnet sich aus der Integration der lokalen Wärmestromdichte über die überströmte Fläche, womit sich der mittlere Wärmeübergangskoeffizient wie folgt ergibt:

$$\alpha_m = \frac{1}{A \Delta T_m} \int_A \alpha (T_W - T_F) dA \quad (2.7)$$

Da die genaue Kenntnis der lokalen Temperaturen häufig nicht gegeben ist, findet man in der Literatur zwei Grenzfälle: Wärmeübergang bei einer konstanten treibenden Temperaturdifferenz oder einer konstanten Wärmestromdichte. Für den ersten Fall vereinfacht sich Gleichung (2.7) zu

$$\alpha_{m,T} = \frac{1}{A} \int_A \alpha \, dA. \quad (2.8)$$

Für den Fall einer konstanten Wärmestromdichte ergibt sich der mittlere Wärmeübergangskoeffizient durch Einsetzen der mittleren Temperaturdifferenz

$$\Delta T_m = \frac{1}{A} \int_A \frac{\dot{q}}{\alpha} \, dA \quad (2.9)$$

in Gleichung (2.6) wie folgt:

$$\alpha_{m,q} = A \left(\int_A \frac{1}{\alpha} \, dA \right)^{-1} \quad (2.10)$$

Das tatsächliche Verhalten realer Apparate liegt stets zwischen diesen Grenzfällen.

2.1.3 Der Wärmedurchgangskoeffizient

Um das Wärmeübergangsverhalten eines Apparats zu beschreiben, werden die einzelnen Übergangswiderstände zu einem Wärmedurchgangswiderstand zusammengefasst. Analog zur Elektrotechnik werden hierbei die thermischen Widerstände, die ein Wärmestrom beim Übergang von einem Fluid zu einem anderen erfährt, aufsummiert. Für den Fall eines Wärmeübertragers lässt sich der Wärmedurchgangswiderstand wie folgt beschreiben:

$$\frac{1}{kA} = \frac{1}{\alpha_1 A_1} + \frac{\delta_w}{\lambda_{w,m} A_m} + \frac{1}{\alpha_2 A_2} \quad (2.11)$$

Hierin ist k der Wärmedurchgangskoeffizient, der auf eine beliebige Fläche A bezogen wird und dann für diese Fläche gilt. Im Falle einer ebenen Trennwand der beide Fluide ist $A = A_1 = A_2 = A_m$ die Fläche der Wand.

2.2 WÄRMEÜBERGANG BEI DER KONDENSATION

Kondensation bezeichnet den Übergang eines Fluids vom gasförmigen in den flüssigen Zustand. Dieser Übergang erfolgt unter Wärmeabgabe des Fluids an seine Umgebung, in Form der Kondensationsenthalpie $\Delta^V h$. Technisch interessant ist vor allem die heterogene Kondensation, bei der das Gas an einer festen Oberfläche kondensiert.

Kommt das Gas in Kontakt mit einer Wand, deren Temperatur unterhalb der Sättigungstemperatur des Gases liegt, so kondensiert das Gas an der Wandoberfläche. Das kondensierte Fluid bildet auf der Wandoberfläche entweder Tropfen oder einen Film aus, abhängig davon spricht man von Tropfen- oder Filmkondensation. Welche Art der Kondensation sich ausbildet, ist abhängig von den Benetzungseigenschaften des Fluids auf der Oberfläche. In Abbildung 2.2 ist ein Kondensattropfen auf einer Oberfläche bei nicht vollständiger Benetzung mit den auftretenden

Grenzflächenspannungen dargestellt. Um das Kräftegleichgewicht zu erfüllen, muss die *Young'sche Gleichung* [179] gelten:

$$\sigma_{SG} = \sigma_{SL} + \sigma_{LG} \cos \beta_0 \quad (2.12)$$

Hierbei ist β_0 der Randwinkel, σ_{IJ} ist die jeweilige Grenzflächenspannung an der Grenzfläche der Phasen I und J , wobei S die feste, G die gasförmige und L die flüssige Phase bezeichnet.

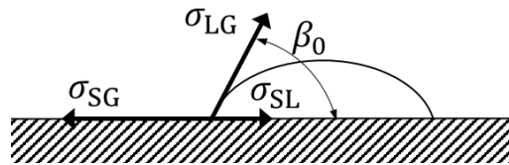


Abbildung 2.2: Kondensattropfen auf einer Oberfläche mit auftretenden Grenzflächenspannungen, nach [12]

Für $\beta_0 > 0$ kommt es zu Tropfenkondensation. Dabei wird zudem noch unterschieden, ob das Fluid die Wand gut benetzt ($\beta_0 < 90^\circ$) oder keine gute Benetzung vorliegt ($\beta_0 > 90^\circ$).

Sowohl die Kondensattropfen als auch der Film stellen einen zusätzlichen Widerstand bei der Kondensation des Gases an der Wand dar, da die Kondensationsenthalpie in Form von Wärme von der Gas-Flüssig-Phasengrenze durch die Flüssigkeit an die Wand transportiert werden muss. Dünnere Flüssigkeitsschichten stellen also einen Vorteil für den Wärmeübergang dar. Da der überwiegende Anteil der auftretenden Tropfen i.d.R. sehr klein (Durchmesser von kleiner als $100 \mu\text{m}$, [71]) und die Wandoberfläche durch die Tropfen nicht vollständig benetzt ist, kommt es bei der Tropfenkondensation zu weitaus höheren Wärmeübergangskoeffizienten als bei der Filmkondensation. Trotzdem sind die meisten technischen Anwendungsfälle von Filmkondensation geprägt. Dies liegt vor allem daran, dass die entsprechenden Bedingungen zur Tropfenkondensation nicht dauerhaft aufrechterhalten werden können. Beschichtungen sind z.B. nicht beständig, werden abgetragen oder durch Fouling belegt.

Eine weitere Unterteilung der Kondensationsvorgänge kann durch die den Vorgang dominierenden Mechanismen erfolgen. Kondensiert ein Gas an einer Wand, sind u.a. die Schwerkraft, die zwischen den Phasen auftretende Schubspannung, die Massenträgheit des Fluids und die Benetzungseigenschaften von Fluid und Oberfläche ausschlaggebend für den Kondensationsverlauf. Je nachdem welche Mechanismen überwiegen, spricht man von schwerkraft- bzw. schubspannungsdominierter Kondensation, englisch: *gravity* bzw. *shear controlled condensation*.

Eine analytische Betrachtung der schwerkraftdominierten Kondensation wurde 1916 von Wilhelm Nußelt vorgestellt [124]. Er beschreibt darin die laminare Filmkondensation ruhender Gase u.a. an senkrechten Wänden. Auch wenn die zugrunde gelegten Randbedingungen in den meisten technischen Fällen nicht erfüllt sind, ist die Methode in vielen Fällen gut geeignet, um den Wärmeübergangskoeffizienten bei der Filmkondensation abzuschätzen. In Abbildung 2.3 ist der Fall nach Nußelt schematisch dargestellt. Das Gas, das bei Sättigungstemperatur T^S vorliegt, kondensiert

an der Filmoberfläche. Der Kondensatfilm fließt unter Einwirkung der Schwerkraft nach unten ab. Da das Gas fortlaufend an der Filmoberfläche kondensiert, nimmt die Filmdicke $\delta(z)$ stromabwärts stetig zu.

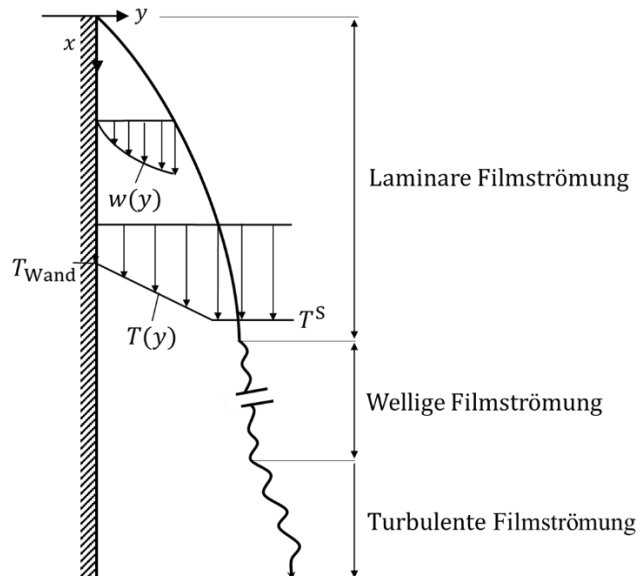


Abbildung 2.3: Kondensatfilm an einer senkrechten Wand bei ruhender Gasphase, modifiziert nach [12]

Bei einer genügend geringen Filmdicke liegt laminare Strömung vor, der konvektive Wärmeübergang im Film ist vernachlässigbar und die Wärme wird ausschließlich durch Wärmeleitung übertragen. Unter Annahme einer konstanten Wärmeleitfähigkeit λ_L ergibt sich ein linearer Temperaturverlauf im Film. Dadurch lässt sich der lokale Wärmeübergangskoeffizient bei der Kondensation als Quotient aus Wärmeleitfähigkeit und Filmdicke beschreiben:

$$\alpha(z) = \frac{\lambda_L}{\delta(z)} = \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G)g \Delta^V h \lambda_L^3}{4\eta_L(T^S - T_W) z} \right]^{1/4} \quad (2.13)$$

Die von Nußelt herangezogenen Randbedingungen sind in realen Wärmeübertragern meist nicht gegeben. Die Strömung im Film wird bei zunehmender Ablauflänge zunächst wellig und dann turbulent, s. Abbildung 2.3. Zudem liegen in Plattenwärmeübertragern meist hohe Geschwindigkeiten der Gasphase vor, sodass die Schubspannung an der Phasengrenze nicht mehr vernachlässigt werden kann.

Die meisten Betriebsbedingungen in Plattenwärmeübertragern führen daher zu einer schubspannungsdominierten Kondensation. Für diese Fälle wurde bisher kein analytischer Zusammenhang aufgezeigt. Es gibt jedoch eine Reihe empirischer Korrelationen, die auf dem Haupteinfluss des Wärmeübergangs durch Scher- und Reibkräfte basieren. Ein Überblick über die veröffentlichten empirischen Zusammenhänge wird in Abschnitt 3.1 gegeben.

2.3 WÄRMEÜBERGANG BEI DER VERDAMPFUNG

Kommt eine Flüssigkeit in Kontakt mit einer Oberfläche, deren Temperatur T_W größer ist als die Sättigungstemperatur des Fluids, T^S , so beginnt die Flüssigkeit ab einer bestimmten Überhitzung $\Delta T = T_W - T^S$ zu verdampfen. Die Ausprägung der Verdampfung ist dabei u.a. abhängig von der Höhe der Überhitzung, der Oberflächenbeschaffenheit, sowie den thermophysikalischen Fluideigenschaften. Eine besondere Bedeutung kommt – wie auch schon bei der Kondensation – den Grenzflächenspannungen zu.

Ist die Überhitzung gering, erfolgt die Verdampfung ohne Blasenbildung an der freien Oberfläche der Flüssigkeit. Die Wärme wird durch freie Konvektion von der Wand an die Oberfläche der Flüssigkeit übertragen. Diese Art der Verdampfung wird als *stilles* oder *konvektives Sieden* bezeichnet.

Wird die Überhitzung erhöht, kommt es an definierten Keimstellen auf der Oberfläche zu Blasenbildung. Diese Blasen wachsen durch die stetige Wärmezufuhr an, bis die Auftriebskräfte die Haftkräfte übersteigen und die Blase abreißt. Zurück bleibt ein Gasrest in der Keimstelle, aus dem eine neue Blase erwachsen kann. Diesen Vorgang bezeichnet man als *Blasensieden*. Ausschlaggebend für die Wärmeübertragung ist hierbei vor allem die Anzahl der aktiven Keimstellen. Wie oben angedeutet, bezeichnet eine Keimstelle eine Unebenheit in der technisch rauen Heizfläche, in der durch die begrenzte Benetzungsfähigkeit der Flüssigkeit Gas verblieben ist. In Abbildung 2.4 ist die Entstehung eines solchen Blasenkeims während der Benetzung der Oberfläche dargestellt. Für alle Randwinkel $\beta_0 > 0$ kommt es dabei zum Gaseinschluss während des Voranschreitens der Flüssigkeit.

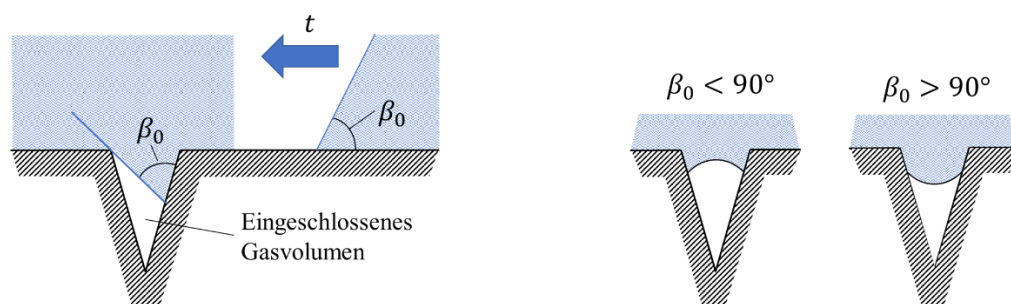


Abbildung 2.4: Links: Entstehung von Keimstellen/Blasenkeimen durch Gaseinschluss. Rechts: Keimstellen für verschiedene β_0

Wie viele aktive Keimstellen auf einer gegebenen Oberfläche vorliegen, ist abhängig von der Überhitzung der Oberflächenstruktur und dem vorherrschenden Druck. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen, soll im Folgenden auf den theoretischen Hintergrund der Blasenbildung eingegangen werden.

Dazu wird eine kugelförmige Blase mit dem Radius r in der sie umgebenden Flüssigkeit betrachtet. Unter Annahme eines thermischen Gleichgewichts in beiden Fluidphasen lässt sich anhand der Kräftebilanz an der Phasengrenzfläche die Bedingung für das mechanische Gleichgewicht herleiten:

$$p_G - p_L = \frac{2\sigma_{LG}}{r} \quad (2.14)$$

Dieser Zusammenhang wird als *Laplace-Gleichung* bezeichnet. Damit ist es möglich, die für die Blasenbildung notwendige Druckdifferenz $\Delta p = p_G - p_L$ zu bestimmen. Um diese Druckdifferenz zu erreichen, ist eine Überhitzung der Gasphase notwendig. Der Zusammenhang zwischen Druckdifferenz und Überhitzung kann mit der Gleichung von *Clausius-Clapeyron* abgeschätzt werden. Für die notwendige Überhitzung bei gegebenem Δp ergibt sich danach:

$$\Delta T = \frac{2\sigma_{LG} T^S}{r \Delta^V h \rho_G} \quad (2.15)$$

Hierin ist r der Mindestradius, den die Blase einnehmen muss, um bei der gegebenen Überhitzung zu bestehen und weiter anwachsen zu können. Steigt die Überhitzung, wird der Mindestradius geringer. Dies führt dazu, dass mit steigender Überhitzung immer mehr Keimstellen aktiviert werden, da auch kleinere eingeschlossene Gasvolumina ausreichen, um eine Blase wachsen zu lassen. Da die Grenzflächenspannung für höhere Betriebsdrücke sinkt, nimmt bei konstanter Überhitzung auch der Mindestradius ab. Höhere Drücke führen also bei sonst gleichen Bedingungen zur Aktivierung einer höheren Anzahl an Keimstellen.

In den meisten technischen Anwendungsfällen findet Verdampfung unter erzwungener Konvektion statt. Die Dynamik der Blasenbildung, welche ausschlaggebend für die Strömungseigenschaften in der Grenzschicht und somit den Wärmeübergang ist, wird dann von der aufgeprägten Strömung beeinflusst. Zudem wechselt das Wärmeübertragungsverhalten stetig bedingt durch die kontinuierliche Zunahme des Dampfgehalts und der damit einhergehenden Änderung der Fluid- und Strömungseigenschaften.

Eine allgemeingültige Beschreibung der Verdampfung in Plattenwärmeübertragern ist aufgrund der sehr komplexen und variablen Geometrie der Strömungskanäle schwierig. In der Literatur gut bekannt ist dagegen das senkrechte Verdampferrohr. Die dort wirkenden Mechanismen sind prinzipiell auf den Plattenspalt übertragbar. Im Folgenden soll daher der Verdampfungsvorgang und die sich einstellenden Strömungsformen bei der Verdampfung im senkrechten Rohr erläutert werden. In Abbildung 2.5 sind die Strömungsformen in einem solchen beheizten Rohr dargestellt. Das Fluid tritt von unten unterkühlt in das Rohr ein. Der Wärmeübergang erfolgt hier konvektiv, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben. Sobald an der Wand eine bestimmte Überhitzung erreicht ist, tritt dort Blasenbildung auf. Die Kernströmung ist zunächst noch unterkühlt, sodass die Blasen nur im Wandbereich bestehen können, man spricht von unterkühltem Sieden. Sobald die Fluidtemperatur auch in der Kernströmung die Sättigungstemperatur erreicht hat, stellt sich gesättigtes Blasensieden

ein. Der Wärmeübergang steigt im Bereich des Blasensiedens stark an und ist abhängig vom Dampfgehalt und der Wärmestromdichte sowie schwach abhängig von der Massenstromdichte. Bei einem weiteren Anstieg des Dampfgehalts koalieren immer mehr einzelne Basen, die Strömung geht in eine Schwallströmung über. Mit zunehmender Verdampfung wachsen auch die Gasschwallen immer mehr zusammen, sodass die Flüssigkeit an den Randbereich des Rohrs gedrängt wird und die Gasphase sowie mitgerissene Tropfen in der Rohrmitte strömen. Dabei geht die Strömungsform von der Ring-Schaumströmung in eine Ringströmung über. Charakteristisch für diese Strömungsform ist ein großer Unterschied der Strömungsgeschwindigkeiten von Flüssig- und Gasphase. Der Wärmeübergang ist nun durch das Strömungssieden dominiert und kaum noch abhängig von der Wärmestromdichte, jedoch stark abhängig von der Massenstromdichte.

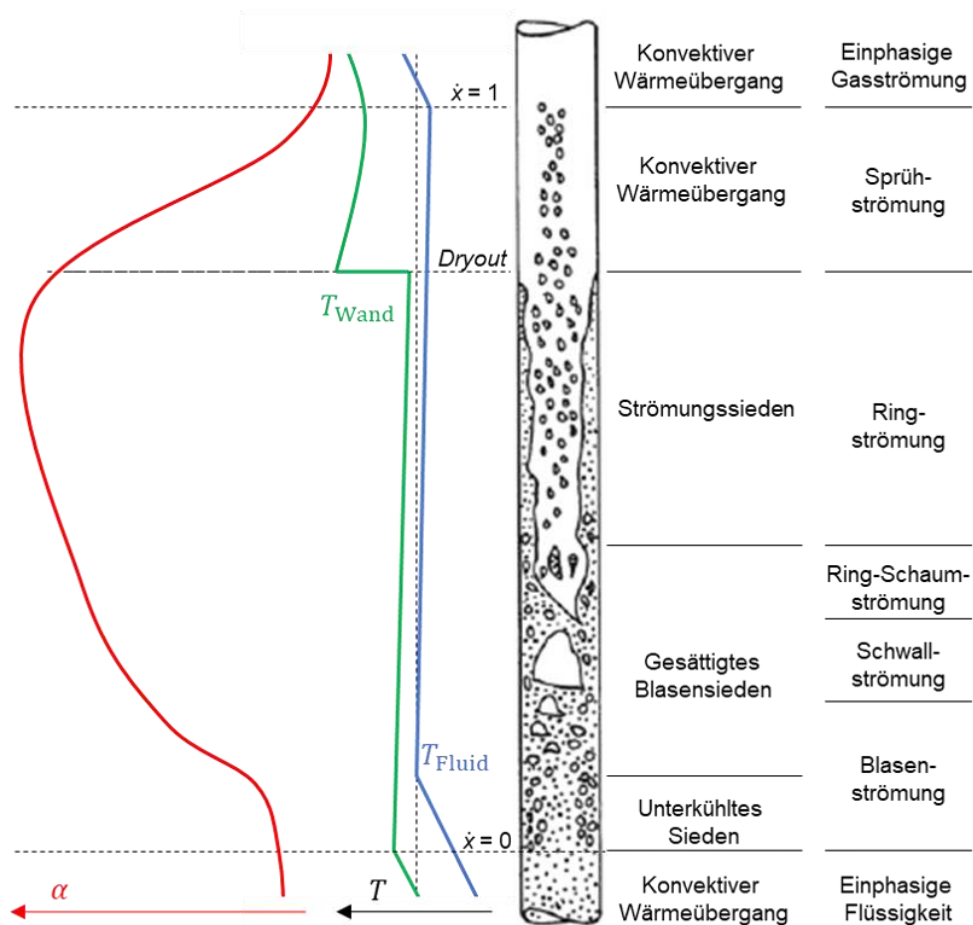


Abbildung 2.5: Strömungsformen bei Verdampfung im senkrechten Rohr modifiziert nach [31] und [71]

Der Wärmeübergangskoeffizient steigt weiterhin intensiv an, bis so viel Flüssigkeit verdampft, dass der Film nicht mehr die komplette Wand benetzt. Der Film reißt auf und es kommt schließlich zum Austrocknen der Wand (*Dryout*). Die Wärme muss nun konvektiv von der Wand an die Gasphase übertragen werden, was infolge des schlechteren Wärmeübergangs zu einem sofortigen Anstieg der Wandtemperatur führt. Die verbliebene Flüssigkeit ist bei der Sprühströmung als Tropfen in der Gasphase dispergiert und verdampft schließlich vollständig. Für die Berechnung des

Wärmeübergangs bei der Verdampfung in Plattenwärmeübertragern liegen diverse empirische Ansätze vor. Für eine Erläuterung dieser Ansätze sei auf Abschnitt 3.3 verwiesen.

2.4 DRUCKVERLUST IN ZWEIPHASIGEN STRÖMUNGEN

Der Druckverlust in einer zweiphasigen Kanalströmung ist auf drei Ursachen zurückzuführen: Wandreibung, Gravitation und Impulsänderung [91]. Die Druckänderung infolge von Gravitation und Impulsänderung ist hauptsächlich von den Fluideigenschaften und den vorherrschenden Betriebsbedingungen abhängig und nicht von der Kanalgeometrie. Daher können für die Berechnung dieser Einflüsse unabhängig von der Beschaffenheit des Strömungskanals allgemeingültige Ansätze, z.B. aus [31], herangezogen werden.

Erfährt das Fluid beim Durchströmen eine Höhenänderung Δz , wird durch die Gravitationskraft die geodätische Druckdifferenz induziert:

$$\Delta p_g = g \sin \theta \rho_m \Delta z \quad (2.16)$$

Hierbei ist g die Erdbeschleunigung, θ ist der Neigungswinkel der Strömungsachse bezogen auf die Wirkrichtung der Erdbeschleunigung und ρ_m die Dichte der Zweiphasenströmung, die mit dem volumetrischen Dampfgehalt ε über die Dichten der Gas- und Flüssigphase gemittelt wird:

$$\rho_m = \varepsilon \rho_G + (1 - \varepsilon) \rho_L \quad (2.17)$$

Findet in der Strömung eine Phasenumwandlung statt, so kommt es durch die sich ändernden Fluideigenschaften und Phasengeschwindigkeiten zu einer Änderung des Impulsstroms. Diese Impulsänderung resultiert in der Beschleunigungsdruckdifferenz:

$$\Delta p_a = - \frac{G^2 \Delta x}{\rho_m} \quad (2.18)$$

Sie ist abhängig von der Änderung des Dampfmassenanteils Δx , der Massenstromdichte G sowie der Zweiphasendichte des strömenden Fluids.

Der Reibungsdruckverlust ist neben den Fluideigenschaften und Betriebsbedingungen vor allem abhängig von der Kanalgeometrie. Da letztere besonders bei Plattenwärmeübertragern sehr komplex ist und stark variiert, kann für die Beschreibung des Reibungsdruckverlusts keine allgemeingültige Gleichung herangezogen werden. Die in der Literatur verbreiteten Berechnungsmethoden lassen sich jedoch in drei Ansätze unterteilen, welche im Folgenden vorgestellt werden.

Das *Homogene Modell* setzt eine gleichmäßige Verteilung von Gas- und Flüssigphase über den Strömungsquerschnitt sowie eine einheitliche Geschwindigkeit der beiden Phasen voraus. Mit diesen Annahmen kann die Strömung wie eine einphasige Strömung behandelt werden, sofern man entsprechend gemittelte Fluideigenschaften für die Berechnung verwendet. Durch die Annahme der einheitlichen Geschwindigkeit kann der schwer zu bestimmende volumetrische Dampfgehalt in

Gleichung 2.17 in den massenbezogenen Strömungsdampfgehalt \dot{x} umgerechnet werden. Damit ergibt sich die mittlere Dichte zu

$$\rho_m = \left(\frac{\dot{x}}{\rho_G} + \frac{1 - \dot{x}}{\rho_L} \right)^{-1}. \quad (2.19)$$

Mit dieser mittleren Dichte kann der Reibungsdruckverlust $\Delta p_{\text{Reib},2\text{ph}}$ wie für eine einphasige Strömung berechnet werden.

$$\Delta p_{\text{Reib},2\text{ph}} = \frac{\xi_{2\text{ph}} G^2 l}{2 d_h \rho_m} \quad (2.20)$$

Hierbei ist $\xi_{2\text{ph}}$ der Druckverlustbeiwert, auch Darcy-Faktor f_D genannt, der durch eine empirische Korrelation bestimmt werden muss. Im englischsprachigen Raum wird statt des Druckverlustbeiwerts häufig der Fanning-Faktor f_F verwendet.

$$f_F = \frac{\xi_{2\text{ph}}}{4} = \frac{f_D}{4} \quad (2.21)$$

Beim *heterogenen Modell* werden beide Phasen einzeln betrachtet und der Reibungsdruckverlust der Zweiphasenströmung als Funktion aus den Reibungsdruckverlusten der Einzelphasen bestimmt. Die meisten Modelle basieren auf dem Ansatz von Lockhart und Martinelli [96] aus dem Jahr 1949. Dabei wird der Lockhart-Martinelli-Parameter X als Quadratwurzel aus dem Verhältnis der einphasigen Reibungsdruckverluste gebildet:

$$X^2 = \frac{\Delta p_{\text{Reib},L}}{\Delta p_{\text{Reib},G}} \quad (2.22)$$

$\Delta p_{\text{Reib},L/G}$ ist hierbei jeweils der Reibungsdruckverlust, der entsteht, wenn ein Phasenanteil allein durch den Kanal strömen würde. Zudem wird der Zweiphasenmultiplikator ϕ definiert, welcher die Proportionalität zwischen dem Reibungsdruckverlust der zweiphasigen Strömung und der einphasigen Strömung angibt. ϕ kann sowohl auf die Gas- als auch auf die Flüssigphase bezogen werden:

$$\phi_L^2 = \frac{\Delta p_{\text{Reib},2\text{ph}}}{\Delta p_{\text{Reib},L}}, \quad \phi_G^2 = \frac{\Delta p_{\text{Reib},2\text{ph}}}{\Delta p_{\text{Reib},G}} \quad (2.23)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Lockhart-Martinelli-Parameter und ϕ_L^2 kann z.B. nach Chisholm [29] in folgender Form angegeben werden:

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.24)$$

C ist dabei eine Konstante, welche Chisholm in Abhängigkeit des Strömungszustands (laminar oder turbulent) der beiden Phasen angibt.

Der dritte Ansatz zur Bestimmung des Reibungsdruckverlusts basiert auf der *kinetischen Energie pro Volumeneinheit*:

$$\frac{E^{\text{kin}}}{V} = \frac{G^2}{2\rho_m} = \frac{\Delta p_{\text{Reib,2ph}}}{f_{\text{KEV}}} \quad (2.25)$$

f_{KEV} stellt dabei den Proportionalitätsfaktor zwischen zweiphasigem Reibungsdruckverlust und E^{kin}/V dar, welcher empirisch ermittelt werden muss.

2.5 PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

Plattenwärmeübertrager zählen zu den Kompakt-Wärmeübertragern, welche sich durch eine besonders große Wärmeübertragungsfläche im Verhältnis zum Gesamtvolumen auszeichnen. Der schematische Aufbau eines geschraubten Plattenwärmeübertragers ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Wärmeübertragerplatten werden durch die Verschraubung von Fest- und Losplatte aneinandergespresst, sodass in den Plattenzwischenräumen Kanäle entstehen. Durch die Elastomer-Dichtrahmen auf den Wärmeübertragerplatten werden die den Apparat durchströmenden Fluide so in die Kanäle gelenkt, dass wärmeres und kälteres Fluid alternierend durch die Kanäle strömen. Dadurch und durch die hohe Turbulenz der Strömung in den Kanälen wird ein besonders effektiver Wärmeübergang erreicht. Neben der geschraubten Variante, werden industrielle Plattenwärmeübertrager auch gelötet oder verschweißt angeboten. Dies ermöglicht den Betrieb bei höheren Temperaturen und Drücken (bis zu 900°C und 60 bar [81]). Der Einsatzbereich geschraubter Plattenwärmeübertrager liegt mit Maximalwerten von 24 bar [114] und je nach Dichtungsmaterial bis zu 160°C [162] deutlich darunter. Jedoch bietet diese Bauart den Vorteil einer guten Zugänglichkeit, z.B. für Reinigungszwecke sowie ein einfaches Hinzufügen oder Entfernen von Platten bei veränderten Leistungsanforderungen.

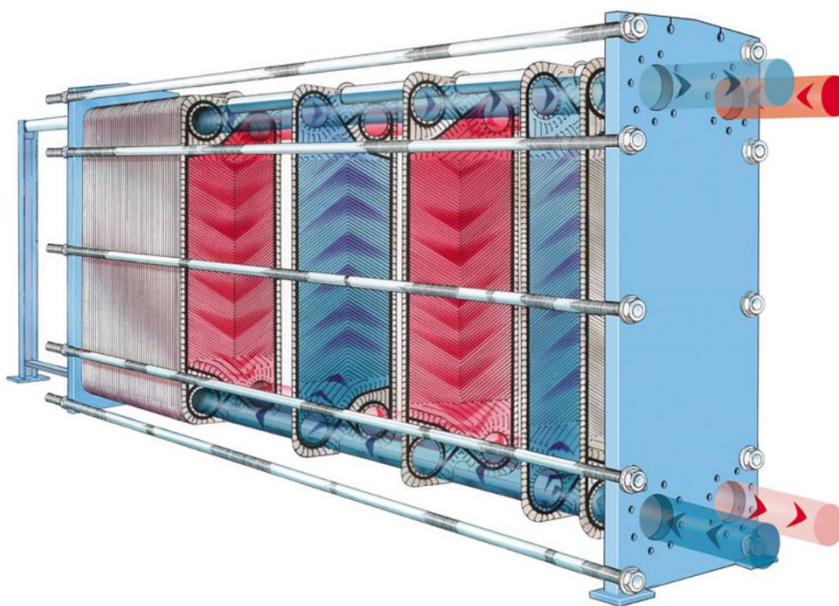


Abbildung 2.6: Aufbau eines gedichteten Plattenwärmeübertragers (Quelle: tranter.com)

In Abbildung 2.7 ist die Geometrie einer Wärmeübertragerplatte mit Winkelwellenprägung in doppeltem Fischgrätmuster beispielhaft für zwei verschiedene Prägungswinkel φ dargestellt. Im Allgemeinen spricht man bei Prägungswinkeln kleiner als 45° von *weichen* Platten und bei $\varphi > 45^\circ$ von *harten* Platten. Der Prägungswinkel hat einen entscheidenden Einfluss auf die sich ausbildende Strömung. Harte Platten führen im Vergleich zu weichen Platten zu einer stärker turbulenten Strömung, was zu einem besseren Wärmeübergang, aber auch zu einem höheren Druckverlust führt. Für die optimale Anpassung an die zulässigen Betriebsbedingungen kann auch der Einsatz von Winkelwellenplatten mit verschiedenen Prägungswinkeln (φ_1, φ_2) von Vorteil sein. Diese müssen ansonsten dieselbe Geometrie aufweisen und werden abwechselnd im Plattenpaket verwendet. Mit dieser gemischten Konfiguration werden mittlere Wärmeübergangseigenschaften bei moderaten Druckverlusten erreicht. Martin [114] schlägt für die Berechnung bei Platten mit gemischten Prägungswinkeln die Verwendung eines mittleren Prägungswinkels vor:

$$\varphi = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2) \quad (2.26)$$

Die Winkelwellenprägung ist näherungsweise sinusförmig mit der Wellenlänge Λ und der Prägtiefe b ausgeführt.

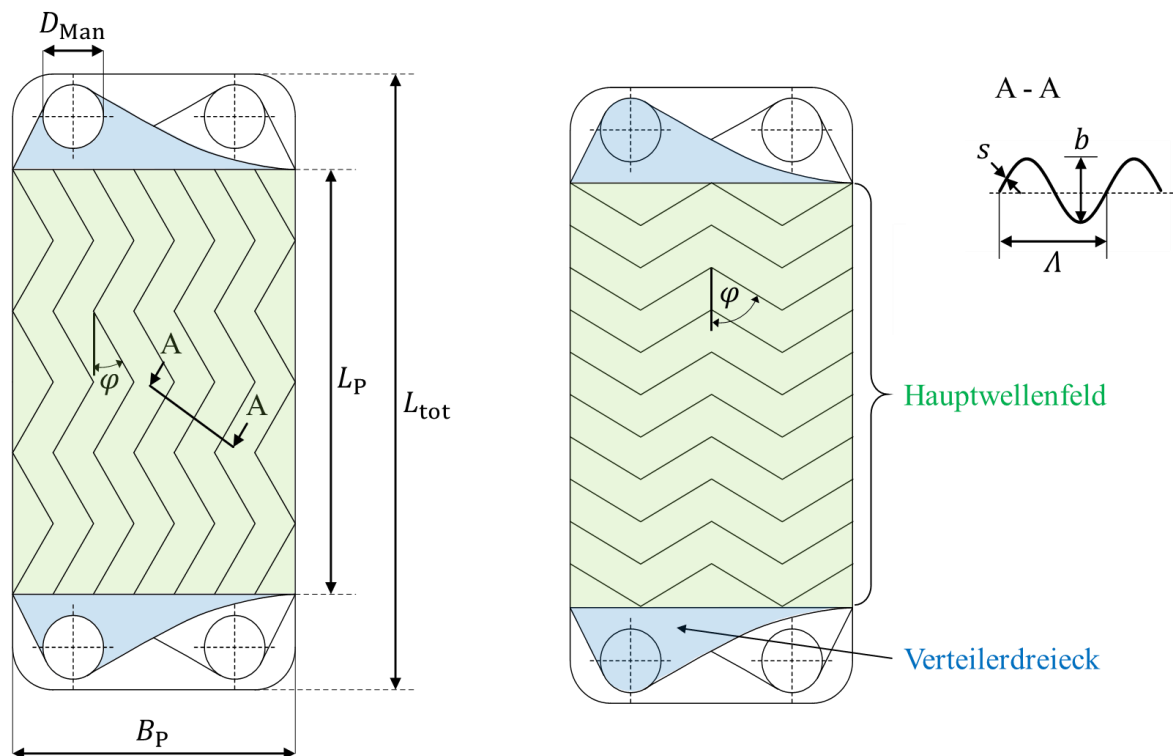


Abbildung 2.7: Platte mit Winkelwellenprägung. Links: Weiche Platte, Rechts: Harte Platte.

Für die strömungsmechanische Charakterisierung der Platten wird der hydraulische Durchmesser herangezogen. Dieser berechnet sich aus den Prägungsparametern der Platte:

$$d_h = \frac{2b}{\varphi} \quad (2.27)$$

Dabei ist Φ der Flächenvergrößerungsfaktor, welcher das Verhältnis der geprägten Plattenoberfläche zur projizierten Plattenoberfläche darstellt. Nach [114] kann Φ näherungsweise über eine Dreipunkt-Integration berechnet werden:

$$\Phi \approx \frac{1}{6} \left(1 + \sqrt{1 + X^2} + \sqrt[4]{1 + X^2/2} \right) \quad (2.28)$$

X ist hier die Wellenzahl, welche als Verhältnis von Prägtiefe zur Wellenlänge Λ einen charakteristischen Wert für die Ausführung der Prägung darstellt.

$$X = \frac{\pi b}{\Lambda} \quad (2.29)$$

Neben der Winkelwellenprägung sind auch weitere Prägemuster für Platten verbreitet. Ein guter Überblick über die verschiedenen Prägemuster wird z.B. in [169] gegeben.

In der Literatur wird neben dem hydraulischen Durchmesser z.T. auch der äquivalente Durchmesser verwendet. Dieser wird ohne den Flächenvergrößerungsfaktor gebildet:

$$d_{\text{eq}} = 2b = \Phi d_h \quad (2.30)$$

Im Rahmen dieser Arbeit liegt jedoch, soweit nicht explizit anders angegeben, stets der hydraulische Durchmesser zugrunde.

Für die Charakterisierung der Strömung im Plattenwärmeübertrager wird die *Reynolds-Zahl* herangezogen, welche mit der Massenstromdichte, dem hydraulischen Durchmesser und der dynamischen Viskosität η wie folgt gebildet wird:

$$\text{Re} = \frac{G d_h}{\eta} = \frac{w \rho d_h}{\eta} \quad (2.31)$$

Alternativ kann für die Massenstromdichte auch das Produkt aus Strömungsgeschwindigkeit w und Fluidichte ρ geschrieben werden. Die Strömungsgeschwindigkeit berechnet sich als Quotient aus dem Spaltvolumenstrom \dot{V}_{Spalt} und der durchflossenen mittleren Spalt-Querschnittsfläche A_q :

$$w = \frac{\dot{V}_{\text{Spalt}}}{A_q} \quad (2.32)$$

wobei

$$A_q = b B_p. \quad (2.33)$$

Die für den konvektiven Wärmeübergang herangezogene dimensionslose Kennzahl ist als *Nußelt-Zahl* bekannt. Sie stellt das Verhältnis aus dem Produkt aus konvektivem Wärmeübergangskoeffizienten und hydraulischem Durchmesser zur Wärmeleitfähigkeit λ des strömenden Fluids dar:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_h}{\lambda} \quad (2.34)$$

Die Bezugsfläche für den konvektiven Wärmeübergang ist durch

$$A_p = \Phi B_p L_p \quad (2.35)$$

gegeben, wobei die Projektionsfläche $B_p L_p$ auch als äquivalente Plattenfläche A_e bezeichnet wird.

3 STAND DER TECHNIK – PHASENWECHSEL IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

Um das thermohydraulische Verhalten von Plattenverdampfern und -kondensatoren beschreiben zu können, wurden in der Vergangenheit viele experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Die aus diesen Messdaten entwickelten Korrelationen können jedoch nur bedingt für die Beschreibung des Wärmeübergangs und des Druckverlusts in anderen Plattenwärmeübertragern herangezogen werden. Aufgrund der komplexen Geometrie sowie der großen Vielfalt bezüglich Arbeitsfluid und Betriebsparametern sind die so entwickelten Vorhersagemodelle nicht allgemeingültig. Thonon et al. [158] beschrieben bereits 1995 die Notwendigkeit der Berücksichtigung geometrischer Parameter bei der Entwicklung von generalisierten Korrelationen. Jedoch finden sich erst in den letzten fünf Jahren vermehrt Publikationen, in welchen ein generalisierter Ansatz verfolgt wird (u. a. [3], [10], [52], [107], [108], [155]). Durch Einbezug experimenteller Daten von verschiedenen Forschungsgruppen wird dabei eine große Datenbasis erstellt. Da die Daten an geometrisch unterschiedlichen Plattenwärmeübertragern, mit verschiedenen Fluiden und unter variierten Betriebsbedingungen ermittelt wurden, kann der Einfluss dieser Faktoren systematisch untersucht und bei der Korrelationsentwicklung berücksichtigt werden.

Ein weiterer Ansatz hin zu allgemeingültigen Korrelationen ist die Berücksichtigung der Strömungsformen bei den zweiphasigen Vorgängen in Plattenverdampfern und -kondensatoren, siehe u. a. [52], [155]. Die Mechanismen beim Phasenübergang sind stark von der Verteilung der Phasen im Strömungskanal und von deren Verhalten an der Phasengrenzfläche abhängig. Durch Berücksichtigung der verschiedenen Strömungsformen können phänomenologische Modelle entwickelt werden, welche das thermohydraulische Verhalten anhand der strömungsformspezifischen Mechanismen beschreiben.

Bevor im Folgenden eine detaillierte Vorstellung der aktuell verfügbaren Korrelationen erfolgt, soll zunächst ein Überblick über die in den Korrelationen verwendeten dimensionslosen Kennzahlen gegeben werden.

Dimensionslose Kennzahlen beschreiben physikalische Zusammenhänge in dimensionsloser Form. Sie basieren auf der Ähnlichkeitstheorie, nach der Sachverhalte vergleichbar sind, deren beschreibende dimensionslose Kennzahlen übereinstimmen [131].

Die *Bond-Zahl* beschreibt das Verhältnis aus auf das Fluid wirkender Volumenkraft (z.B. Gravitations- oder Auftriebskraft) zur Kraft, welche durch die Oberflächenspannung σ induziert wird.

Sie kann auch zur Unterscheidung zwischen mikro- und makroskaligen Vorgängen herangezogen werden [3].

$$\text{Bd} = \frac{(\rho_L - \rho_G) g d_h^2}{\sigma} \quad (3.1)$$

In manchen Quellen wird die Bond-Zahl lediglich mit der Flüssigdicke ρ_L berechnet. Zur Unterscheidung ist die Kennzahl dann als Bd_L bezeichnet.

$$\text{Bd}_L = \frac{\rho_L g d_h^2}{\sigma} \quad (3.2)$$

Die *Siedekennzahl* ist der Quotient aus Wärmestromdichte und dem Produkt aus Massenstromdichte und Verdampfungsenthalpie:

$$\text{Bo} = \frac{\dot{q}}{G \Delta^V h} \quad (3.3)$$

Die *Konvektionskennzahl* wurde von Shah [140] als Alternative zum Lockhart-Martinelli-Parameter vorgeschlagen. Sie beschreibt die Eigenschaften des zweiphasigen Fluids und besonders den Einfluss des Dampfgehalts.

$$\text{Co} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0,5} \quad (3.4)$$

Zur Beschreibung des Verhältnisses aus Trägheits- und Gravitationskräften wurde die *Froude-Zahl* eingeführt:

$$\text{Fr} = \frac{G^2}{\rho^2 d_h g} \quad (3.5)$$

Die *Galilei-Zahl* stellt das Verhältnis aus Gravitations- zu Viskositätskräften im Fluid dar.

$$\text{Ga} = \frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g d_h^3}{\eta_L^2} \quad (3.6)$$

Die *Jakob-Zahl* gibt das Verhältnis der fühlbaren Wärme (durch Temperaturänderung) zur latenten Wärme (durch den Phasenwechsel) wieder. Ihr Kehrwert wird auch als *Phasenumwandlungszahl* (Ph) bezeichnet.

$$\text{Ja} = \frac{1}{\text{Ph}} = \frac{c_{pL} (T^S - T_{\text{Wand}})}{\Delta^V h} \quad (3.7)$$

Die *Prandtl-Zahl* wird als Verhältnis der kinematischen Viskosität und der Temperaturleitfähigkeit gebildet und ist somit nur von Stoffwerten des Fluids abhängig. Sie verknüpft das Temperatur- und Geschwindigkeitsfeld.

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (3.8)$$

Die bereits in Gleichung 2.31 eingeführte *Reynolds-Zahl* beschreibt das Verhältnis von Trägheits- zu Viskositätskräften. Für zweiphasige Strömungen wird häufig die *äquivalente Reynolds-Zahl* verwendet:

$$\text{Re}_{\text{eq}} = \frac{G_{\text{eq}} d_h}{\eta_L} \quad (3.9)$$

Dabei ist G_{eq} die äquivalente Massenstromdichte:

$$G_{\text{eq}} = G \left[(1 - x) + x \sqrt{\rho_L / \rho_G} \right] \quad (3.10)$$

Die Reynolds-Zahlen der einzelnen Phasen im Fluid lassen sich über folgenden Zusammenhang bestimmen:

$$\text{Re}_i = \frac{G_i d_h}{\eta_i} \quad \text{mit } i = L, V \quad (3.11)$$

Dabei ist $G_V = x G$ und $G_L = (1 - x) G$. Zudem werden häufig noch die Reynolds-Zahlen mit den Rohrrohrgeschwindigkeiten der einzelnen Phasen bestimmt:

$$\text{Re}_{i0} = \frac{G d_h}{\eta_i} \quad \text{mit } i = L, V \quad (3.12)$$

Das Verhältnis von Trägheits- zu Oberflächenkräften ist durch die *Weber-Zahl* gegeben.

$$\text{We} = \frac{G^2 d_h}{\rho_m \sigma} \quad (3.13)$$

In den folgenden Abschnitten wird ein Überblick über die bisherigen Ansätze zur Berechnung des Wärmeübergangs und Druckverlusts in Plattenwärmeübertragern gegeben. Dabei werden zunächst Ansätze für einphasige Strömungen vorgestellt. In Abschnitt 3.2 und 3.3 werden veröffentlichte Ansätze zur Beschreibung von Kondensation und Verdampfung zusammengefasst. Im Anschluss werden Untersuchungen zur Analyse der auftretenden Strömungsformen bei Zweiphasenströmungen im Plattenspalt erläutert. Abschließend wird in Abschnitt 3.5 ein kurzer Überblick über Fehlverteilung in Plattenwärmeübertragern gegeben.

3.1 EINPHASIGE STRÖMUNG IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

In der Literatur finden sich zahlreiche Arbeiten zum Wärmeübergang und Druckverlust in einphasig durchströmten Plattenwärmeübertragern. Die darin entwickelten Korrelationen werden häufig in Form von Funktionen dimensionsloser Kennzahlen angegeben, seltener auch unter Berücksichtigung geometrischer Plattenparameter. Auch für die Analyse zweiphasiger Vorgänge sind diese Zusammenhänge wichtig, da häufig das Verhalten während der Verdampfung und Kondensation auf Basis der einphasigen Vorgänge beschrieben wird. Um einen Überblick über die gebräuchlichen Ansätze zu geben, werden im Folgenden beispielhaft einige Berechnungsansätze vorgestellt. Dabei

liegt der Fokus auf Korrelationen, die einen generalisierten Ansatz verfolgen und deren Datenbasis nicht nur anhand eines Apparates erstellt wurde. Für eine umfassende Beschreibung aller verfügbaren Arbeiten sei auf Ayub [9], García-Cascales et al. [49] sowie Khan et al. [85], [87] verwiesen.

Ein weit verbreiteter Ansatz zur Beschreibung des turbulenten Wärmeübergangs geht auf Dittus und Boelter [125] zurück, welcher die Nußelt-Zahl als Potenzfunktion der Reynolds- und der Prandtl-Zahl beschreibt. Um die Temperaturabhängigkeit der Viskosität zu berücksichtigen, welche einen großen Einfluss auf die Ausprägung des Geschwindigkeitsfeldes hat, wird nach Sieder und Tate [146] noch ein Viskositätsterm ergänzt. Damit ergibt sich die Nußelt-Zahl in folgender Form:

$$\text{Nu} = C_1 \text{Re}^{C_2} \text{Pr}^{C_3} \left(\frac{\eta}{\eta_{T_{\text{Wand}}}} \right)^{C_4} \quad (3.14)$$

Der Exponent der Prandtl-Zahl wird häufig mit $C_3 = 1/3$ angenommen.

Muley und Manglik [118] erweiterten die Dittus-Boelter-Gleichung, um den Einfluss der Plattengeometrie zu berücksichtigen. Durch eigene Messergebnisse sowie das Hinzuziehen weiterer experimenteller Daten, u.a. von Focke et al. [45] und Heavner et al. [60], konnten die Einflüsse von Prägungswinkel und Flächenvergrößerungsfaktor bei der Korrelationsentwicklung mit einbezogen werden. Die resultierende Gleichung für die Nußelt-Zahl ist in Gleichung (3.15) gegeben. Bei Konfigurationen mit gemischten Prägungswinkeln wird der mittlere Prägungswinkel nach Gleichung (2.26) eingesetzt.

$$\text{Nu} = f_1(\varphi) f_2(\Phi) \text{Re}^{f_3(\varphi)} \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{\eta}{\eta_{\text{W}}} \right)^{0,14} \quad (3.15)$$

Für den Reibungsbeiwert geben Muley und Manglik eine modifizierte Gleichung nach Blasius [18] an, in der die Koeffizienten ebenfalls als Funktionen von φ und Φ angegeben werden:

$$\xi = f_4(\varphi) f_5(\Phi) \text{Re}^{f_6(\varphi)} \quad (3.16)$$

Han et al. [57] führten Messungen an gelöteten Plattenwärmeübertragern mit verschiedenen Prägungswinkeln ($30^\circ/30^\circ$, $60^\circ/60^\circ$, $30^\circ/60^\circ$) durch. Die aus den Ergebnissen abgeleitete Nußelt-Zahl ist eine Funktion von Reynolds- und Prandtl-Zahl sowie dem Prägungswinkel:

$$\text{Nu} = 0,295 \text{Re}^{0,64} \text{Pr}^{0,32} \left(\frac{\pi}{180^\circ} \varphi \right)^{0,09} \quad (3.17)$$

Eine weitere Studie zum Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern mit variiertem Geometrie wurde 2010 von Khan et al. [85] vorgestellt. Die untersuchten Wärmeübertrager unterschieden sich in Prägungswinkel, Prägetiefe und Wellenlänge der Prägung. Es wurde ein Einfluss von Reynolds- und Prandtl-Zahl sowie dem Prägungswinkel auf die Nußelt-Zahl festgestellt. Die resultierende Korrelation ist in Gleichung (3.18) gegeben. Der Grund, dass Prägetiefe und Wellenlänge nicht als Parameter in die Korrelation eingehen, liegt vermutlich darin, dass der Flächenvergrößerungsfaktor für die verwendeten Platten jeweils konstant war und somit kein systematischer Einfluss dieser Parameter untersucht werden konnte.

$$\text{Nu} = \left(0,0161 \frac{\varphi}{60^\circ}\right) \text{Re}^{0,198 \frac{\varphi}{60^\circ} + 0,6398} \text{Pr}^{0,35} \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,14} \quad (3.18)$$

Einen weiteren Ansatz zur Beschreibung des Wärmeübergangs stellt die Gleichung nach Lévêque dar. Martin [115] hat diesen ursprünglich für laminare Strömungen entwickelten Ansatz für turbulente Strömungen erweitert. Zudem wird die Kopplung von Impuls- und Wärmeübertragung berücksichtigt, indem der Druckverlustbeiwert ξ als Parameter in die Nußelt-Korrelation eingeht [114]. Neben ξ gehen auch die Prandtl- und Reynolds-Zahl, das Viskositätsverhältnis sowie der Prägungswinkel bei der Beschreibung des Wärmeübergangs mit ein:

$$\text{Nu} = c_q \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{1/6} [\xi \text{Re}^2 \sin(2\varphi)]^q \quad (3.19)$$

Die Parameter c_q und q können nach Martin mit 0,122 bzw. 0,374 angegeben werden. Der Druckverlustbeiwert wird als Funktion des Prägungswinkels und den Druckverlustbeiwerten für die Grenzfälle der glatten ($\xi_0 = \xi(\varphi = 0^\circ)$) und welligen L angsstr omung ($\xi_1 = \xi(\varphi = 90^\circ)$) bestimmt:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = \frac{\cos \varphi}{\sqrt{b \tan \varphi + c \sin \varphi + \xi_0 / \cos \varphi}} + \frac{1 - \cos \varphi}{\sqrt{a \xi_1}} \quad (3.20)$$

ξ_0 und ξ_1 lassen sich nach Focke et al. [45] wie folgt bestimmen:

$$\xi_0 = \begin{cases} \frac{64}{\text{Re}} & \text{für } \text{Re} < 2000 \\ \left(1,8 \lg(\text{Re} - 1,5)\right)^{-2} & \text{für } \text{Re} \geq 2000 \end{cases} \quad (3.21)$$

$$\xi_1 = \begin{cases} \frac{597}{\text{Re}} + 3,85 & \text{für } \text{Re} < 2000 \\ 39 \text{Re}^{-0,289} & \text{für } \text{Re} \geq 2000 \end{cases} \quad (3.22)$$

a , b und c sind empirische Konstanten, welche bei vorliegenden Messdaten entsprechend angepasst werden können. Zur Abschätzung geben Martin et al. die Konstanten mit $a = 3,8$, $b = 0,18$ und $c = 0,36$ an.

Sarraf et al. [136] untersuchten den Einfluss des Prägungswinkels auf das Strömungsverhalten mittels CFD. Sie stellten dabei eine Überlagerung zweier Strömungsformen fest. Für kleine Reynolds-Zahlen und große Prägungswinkel dominiert eine schraubenförmige Strömung, welche jeweils an den Kontaktpunkten umgelenkt wird (*helical flow*). Bei höheren Reynolds-Zahlen sowie kleineren Prägungswinkeln strömt das Fluid eher quer, entlang der Wellentäler über die Platte, bis es an den Plattenrändern umgelenkt wird (*cross-flows flow*). Die Ergebnisse zeigen, dass die Ausprägung der Strömungsform ausschlaggebend für das hydraulische Verhalten ist. Für ein generalisiertes Modell sollte daher der Zusammenhang zwischen Strömungsform und geometrischen sowie Betriebsparametern des W arme ubergangers weiter untersucht werden.

3.2 KONDENSATION IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

Durch die zunehmende Verwendung von Platten-Kondensatoren in den letzten Jahrzehnten ist die Kondensation im Plattenwärmeübertrager auch zum Gegenstand der Forschung geworden. Bei den veröffentlichten Arbeiten handelt es sich überwiegend um experimentelle Untersuchungen einzelner Apparate anhand derer empirische Korrelationen vorgestellt werden. Diese sind entsprechend in ihrem Anwendungsbereich limitiert, eine Extrapolation führt meist nicht zu sinnvollen Werten. Nur selten werden generalisierte Ansätze präsentiert. In den letzten Jahren gibt es jedoch einige Arbeiten, in welchen die verschiedenen Korrelationen systematisch miteinander verglichen werden. Dafür wird z.T. eine große Anzahl veröffentlichter experimenteller Daten erfasst und das Potential der einzelnen Korrelationen beim Vergleich mit dieser Datenbasis ermittelt.

Wie die im Folgenden vorgestellten Arbeiten zeigen, ist die Kondensation im Plattenwärmeübertrager abhängig von Massenstrom, Dampfgehalt, dem Sättigungsdruck, den Stoffdaten des verwendeten Arbeitsfluids sowie der Plattengeometrie [43], [156], [163], [169]. Besonders bei der Plattengeometrie macht die Vielzahl an Varianten sowie eine uneinheitliche und häufig unvollständige Angabe der relevanten Parameter eine allgemeingültige Vorhersage schwierig. Die vorhandenen Arbeiten haben überwiegend den integralen Wärmeübergang zum Gegenstand, lokale Phänomene wurden seltener betrachtet, u.a. von [52], [135], [174]. Wie in Abschnitt 2.2 dargelegt, kann die Kondensation allgemein in schwerkraft- und schubspannungsdominiert unterteilt werden. Da im Plattenwärmeübertrager durch die geringen Kanalquerschnitte hohe Dampfgeschwindigkeiten vorherrschen, wird die Kondensation im technisch relevanten Bereich überwiegend als schubspannungsdominiert betrachtet [163].

Im folgenden Abschnitt werden bisher veröffentlichte Arbeiten zur Kondensation in Plattenwärmeübertragern vorgestellt. Im Anschluss findet sich in Tabelle 3.6 eine Zusammenstellung der Betriebsparameter aller experimentellen Betrachtungen.

Für den Bereich des schwerkraftdominierten Kondensierens, kann der Ansatz von Nußelt verwendet werden, welcher bereits in Abschnitt 2.2 vorgestellt wurde. Longo et al. [108] schlugen die Erweiterung der Gleichung (2.13) durch Multiplikation mit dem Flächenvergrößerungsfaktor vor.

Wie bereits erwähnt, sind jedoch die meisten Vorgänge schubspannungsdominiert. Viele der entwickelten Korrelationen basieren auf Gleichungen zur Kondensation in Rohren, wie der Korrelationen von Akers et al. [2] oder Shah [139]. Diese sind prinzipiell auch auf Plattenwärmeübertrager übertragbar, müssen jedoch entsprechend angepasst werden.

Korrelationen der Form nach Akers et al.

Die Gleichung nach Akers et al. ähnelt der Dittus-Boelter-Gleichung, jedoch wird hier die äquivalente Reynolds-Zahl nach Gleichung (3.9) bei der Berechnung verwendet. Die Nußelt-Zahl ergibt sich dann mit der Prandtl-Zahl der Flüssigphase Pr_L zu:

$$\text{Nu} = C_1 \text{Re}_{\text{eq}}^{C_2} \text{Pr}_L^{C_3} \quad (3.23)$$

Yan et al. [176] führten Messungen zum Wärmeübergang und Druckverlust bei der Kondensation von R134a in einem Plattenwärmeübertrager mit einem Prägungswinkel von 60° und einer Prägtiefe von 3,3 mm durch. Die Untersuchungen zeigten, dass sich bei hohen Dampfgehalten höhere Wärmeübergangskoeffizienten sowie ein größerer Druckverlust einstellten. Die Erhöhung des Massenstroms brachte eine moderate Erhöhung des Wärmeübergangs und Druckverlusts. Wenig Einfluss auf den Wärmeübergang hatte eine Erhöhung der Wärmestromdichte, welche jedoch zu einem Anstieg des Druckverlusts führte. Bei einer Erhöhung des Sättigungsdrucks sank der Wärmeübergangskoeffizient leicht, während der Druckverlust kaum beeinflusst wurde. Anhand der experimentellen Daten wurde eine Nußelt-Korrelation der Form nach Akers et al. [2] angegeben, welche die meisten Daten innerhalb des Abweichungsintervalls von ±15% abbildet.

$$\text{Nu} = 4,118 \text{Re}_{\text{eq}}^{0,4} \text{Pr}_L^{1/3} \quad (3.24)$$

Der Druckverlustbeiwert wird zusätzlich als Funktion der Siedekennzahl, der Leerrohr-Reynoldszahl der Flüssigkeit sowie des reduzierten Druckes, $p_r = p/p_{\text{krit}}$, angegeben:

$$\xi = 94,75 \text{Re}_{\text{eq}}^{-0,0467} \text{Pr}_L^{1/3} \text{Bo}^{0,5} \text{Re}_{L0}^{-0,4} p_r^{0,8} \quad (3.25)$$

Diese Korrelation gibt die experimentell ermittelten Werte mit einer mittleren Abweichung von 13,3% wieder.

Die Gruppe um Park untersuchte den Wärmeübergang bei der Kondensation in verschiedenen Plate-and-Shell-Wärmeübertragern von den Arbeitsfluiden R22, R134a und R410A [128], [129], [130]. Plate-and-Shell-Wärmeübertrager bestehen aus verschweißten runden Plattenpaketen und können sehr hohen Drücken standhalten. Die verwendeten Platten besaßen eine trapezförmige Prägung mit einem Prägungswinkel von 45° und einer Prägtiefe von 2,6 (Typ A), 2,4 mm (Typ B) bzw. 2,8 mm (Typ C). Für jedes untersuchte Fluid-Wärmeübertrager-Paar wurde eine Nußelt-Korrelation nach Gleichung (3.22) angegeben. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 3.1 gegeben. Der Druckverlust wurde nur während der Versuche mit R410A untersucht. Um die experimentellen Daten zu beschreiben wurde die Gleichung nach Yan et al. angepasst:

$$\xi = 2,675 \cdot 10^6 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,176} \text{Bo}^{0,5} \text{Re}_{L0}^{-0,4} p_r^{0,8} \quad (3.26)$$

Tabelle 3.1: Koeffizienten für die Korrelationen entsprechend Gleichung (3.22) nach Park et al. [128], [129], [130]

	C_1	C_2	C_3
R134a, Typ A	4,94	0,45	0
R134a, Typ B	450,8	0,27	0
R410A, Typ C	14,73	0,281	1/3
R22, Typ A	3,223	0,4916	1/3

Han et al. [58] untersuchten die Kondensation von R410A und R22 in Plattenwärmeübertragern mit verschiedenen Prägungswinkeln (45°; 55°; 70°) und Wellenlänge der Prägung (7,0; 5,2; 4,9 mm). Sie stellten eine Erhöhung des Wärmeübergangs und Druckverlusts bei Erhöhung der Massenstromdichte, des Dampfgehalts und des Prägungswinkels sowie bei Verringerung der Sättigungstemperatur fest. Die angegebenen Korrelationen für die Nußelt-Zahl und den Druckverlustbeiwert beinhalten mehrere geometrische Parameter Ge_i , die den Einfluss von φ und Λ berücksichtigen.

$$Nu = Ge_1 Re_{eq}^{Ge_2} Pr_L^{1/3} \quad (3.27)$$

$$\xi = Ge_3 Re_{eq}^{Ge_4} \quad (3.28)$$

Die geometrischen Parameter berechnen sich entsprechend Gleichung (3.29) mit den Werten aus Tabelle 3.2.

$$Ge_i = C_1 \left(\frac{\Lambda}{d_h} \right)^{C_2} \varphi^{C_3} \quad (3.29)$$

Nußelt-Zahl und Druckverlustbeiwert lassen sich so mit einer maximalen Abweichung von $\pm 20\%$ bzw. $\pm 15\%$ vorhersagen.

Tabelle 3.2: Konstanten für die Bestimmung der geometrischen Parameter Ge_i nach Han et al. [58]

	C_1	C_2	C_3		C_1	C_2	C_3
Ge_1	11,22	-2,83	-4,5	Ge_3	3521,1	4,17	-7,75
Ge_2	0,35	0,23	1,48	Ge_4	-1,024	0,0925	-1,3

Würfel und Ostrowski [175] stellten bei ihren Versuchen zur Kondensation von Wasser und n-Heptan einen starken Einfluss des Dampfgehalts und des Prägungswinkels auf den Wärmeübergang fest. Die Koeffizienten für die Gleichung zur Bestimmung der Nußelt-Zahl sind daher in Abhängigkeit der Prägungswinkel gegeben, siehe Tabelle 3.3,

$$Nu = C Re_{eq,2}^m Pr_L^{0,33} \quad (3.30)$$

wobei $Re_{eq,2}$ nach Gleichung (3.9), jedoch mit einer modifizierten äquivalenten Massenstromdichte, $G_{eq,2}$, berechnet wird:

$$G_{eq,2} = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^k \right]. \quad (3.31)$$

Die Bestimmung des Druckverlusts erfolgt anhand des heterogenen Modells nach Gleichungen (3.32) und (3.33), mit dem Prägungswinkel-abhängigen Parameter F nach Tabelle 3.3.

$$\phi_L^2 = \frac{F}{X^2} \quad (3.32)$$

$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,5} \left(\frac{\eta_V}{\eta_L}\right)^{0,1} \quad (3.33)$$

Tabelle 3.3: Koeffizienten für die Korrelationen entsprechend Gleichungen (3.23) nach Würfel und Ostrowski [175]

Plattenkombination	C	m	k	F
60°/60°	3,77	0,43	0,14	0,5
60°/30°	3,2	0,46	0,3	0,1
30°/30°	0,325	0,62	0,4	0,1

Longo untersuchte in mehreren Arbeiten die Kondensation verschiedener Kältemittel in einem Plattenwärmeübertrager [103], [104], [105], [106]. Im Bereich des schwerkraftdominierten Kondensierens verwendeten sie die Gleichung für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten nach Nußelt [124], multipliziert mit dem Flächenvergrößerungsfaktor:

$$\alpha = \Phi \alpha_{\text{Nußelt}} = \Phi 0,943 \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G)g \Delta^V h \lambda_L^3}{\eta_L(T^S - T_{\text{Wand}})L_P} \right]^{1/4} \quad (3.34)$$

Für die schubspannungsdominierte Kondensation wird der lokale Wärmeübergangskoeffizient nach Akers et al. [2], $\alpha_{\text{Akers}} = 5,03 \lambda_L/d_e \text{Re}_{\text{eq}}^{1/3} \text{Pr}_L^{1/3}$, mit dem Flächenvergrößerungsfaktor über die Fläche integriert.

$$\alpha = (1/A) \int_0^A \Phi \alpha_{\text{Akers}} dA \quad (3.35)$$

Zudem wird der Wärmeübergang im überhitzten Bereich betrachtet. Hierfür wird das Modell nach Webb [171] verwendet, wonach sich der Wärmeübergangskoeffizient während der Überhitzung wie folgt zusammensetzt:

$$\alpha_{\text{Sup}} = \alpha + \frac{T_{\text{Sup}} - T^S}{T^S - T_{\text{Wand}}} \left(\alpha_G + \frac{c_{pL} \dot{q}_{\text{lat}}}{\Delta^V h} \right) \quad (3.36)$$

Hierbei ist α der zweiphasige Wärmeübergangskoeffizient nach Gleichung (3.35) und α_G ist der Wärmeübergangskoeffizient des überhitzten Dampfes an der Phasengrenzfläche zum Kondensatfilm. \dot{q}_{lat} ist lokale Wärmestromdichte des Phasenwechsels. Der letzte Term in der Klammer berücksichtigt so den Einfluss der Bewegung des kondensierenden Dampfes hin zur Phasengrenzfläche, was den einphasigen Wärmeübergang verbessert. α_G ist in der Regel schwierig zu berechnen, da der Schlupf zwischen Gas- und Flüssigphase meist nicht bekannt ist.

Der Druckverlust wird nach dem Modell der kinetischen Energie pro Volumeneinheit anhand Gleichung (2.25) bestimmt. Der Proportionalitätsfaktor f_{KEV} ist in Abhängigkeit von den untersuchten Fluiden in Tabelle 3.4 gegeben.

Tabelle 3.4: Proportionalitätsfaktor zur Berechnung des Reibungsdruckverlustes bei den Arbeiten von Longo et al. [103], [104], [105], [106]

	Longo 2008 [103]	Longo 2009 [104]	Longo 2010 [105]	Longo 2010 [106]
Untersuchte Fluide	R134a	R410A	R134a, R236fa, R410A	R290, R600a, R1270
f_{KEV}	1,835	2,05	2,00	1,90

In einer späteren Arbeit schlagen Longo et al. [108] eine weitere modifizierte Form der Gleichung nach Akers et al. [2] zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten vor.

$$\alpha = 1,875 \Phi \lambda_L / d_{eq} Re_{eq}^{0,445} Pr_L^{1/3} \quad (3.37)$$

Der Vergleich mit über 500 Messpunkten aus Veröffentlichungen verschiedener Arbeitsgruppen ergab eine mittlere Abweichung von 16%.

Shon et al. [144] untersuchten den Wärmeübergang und Druckverlust bei der partiellen Kondensation von R1233zd(E). Zur Berechnung der Nußelt-Zahl wurde folgende Gleichung gegeben:

$$Nu = 2,337 Re_{eq}^{1,024} Re_{LO}^{-0,294} Bo_{eq}^{0,361} Pr_L^{0,333} \quad (3.38)$$

Dabei ist Bo_{eq} die äquivalente Siedekennzahl, die nach Gleichung (3.3), jedoch mit der äquivalenten Massenstromdichte berechnet wird. Diese soll den Einfluss der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergang berücksichtigen. Für den Druckverlustbeiwert wird der folgende Zusammenhang angegeben:

$$\xi = 1261,067 Re_{eq}^{-0,411} Re_{L0}^{-0,57} \quad (3.39)$$

Zhang et al. [180] führten Untersuchungen zur Kondensation von R134a, R245fa, R1234ze(E) und R1233zd(E) durch. Die Ergebnisse zeigten, dass die Oberflächenspannung einen relevanten Einfluss auf den Wärmeübergang hat. Für die Berechnung der Nußelt-Zahl wurde daher neben der äquivalenten Reynolds- und der Prandtl-Zahl auch die Bond-Zahl nach Gleichung (3.1) herangezogen:

$$Nu = 4,3375 Re_{eq}^{0,5383} Pr_L^{1/3} Bd^{-0,3872} \quad (3.40)$$

Mit diesem Zusammenhang konnten die experimentellen Ergebnisse für alle untersuchten Kältemittel mit einer mittleren Abweichung von 6,4% beschrieben werden. Zur Bestimmung des Druckverlusts wurde durch Hinzuziehen der Weber-Zahl (Gleichung (3.13)) ebenfalls der Einfluss der Oberflächenspannung berücksichtigt.

$$\xi = 0,0146 Re_{eq}^{-0,9814} We^{-1,0064} \quad (3.41)$$

Die so bestimmten Druckverlustwerte wiesen eine mittlere Abweichung von 9,2% zu den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit auf.

Korrelationen der Form nach Shah

Eine weitere Möglichkeit zur Berechnung des zweiphasigen Wärmeübergangskoeffizienten besteht in der Berechnung anhand / Extrapolation des einphasigen WÜK. Shah [139] entwickelte 1979 eine Korrelation zur Beschreibung von Filmkondensation in beliebig geneigten Rohren.

$$\alpha = \alpha_{L,0} \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (3.42)$$

Mit $\alpha_{L,0}$ nach Dittus und Boelter [125].

Palmer et al. [127] untersuchten den Wärmeübergang bei der Kondensation verschiedener Kältemittel in einem Plattenwärmeübertrager. Die anhand der Ergebnisse entwickelte Nußelt-Korrelation ist eine Funktion der Nußelt-Zahl der Flüssigphase, dem Zweiphasenmultiplikator, der Galilei-Zahl, dem reduzierten Druck sowie dem azentrischen Faktor $\omega = -\lg(p_r)$.

$$\text{Nu} = \text{Nu}_L^b \phi_L^c \text{Ga}^{0,346} p_r^{1,5} \omega^{1,5} \quad (3.43)$$

Für die verschiedenen untersuchten Kältemittel wurden insgesamt zwei Parameter-Paare angegeben, da ein großer Einfluss durch das jeweilig verwendete Schmieröl festgestellt wurde. Für R22, R290 und das Gemisch aus R290 und R600a wurde Mineralöl in den Versuchen verwendet. Die Konstanten aus Gleichung (3.43) wurden zu $b = 0,387$ und $c = 0,0824$ bestimmt. Bei der Untersuchung des Gemischs aus R32 und R152a kam ein Polyolester zum Einsatz. b und c wurden mit 0,298 und 0 angegeben.

Kuo et al. [94] führten Versuche zum Wärmeübergang und Druckverlust von kondensierendem R410A in einem Plattenwärmeübertrager durch. Sie stellten einen nahezu linearen Anstieg von α und Δp mit steigendem Dampfgehalt fest. Eine Erhöhung von Massen- und Wärmestromdichte führte ebenfalls zu höheren Wärmeübergangskoeffizienten und Druckverlusten. Der Sättigungsdruck zeigte keinen relevanten Einfluss auf das thermohydraulische Verhalten. Für die Bestimmung von α schlugen sie eine Erweiterung von $\alpha_{L,0}$ mit einer Funktion aus Froude-Zahl und Siedekennzahl sowie einer leicht modifizierten Konvektionskennzahl nach Gleichung (3.45) vor.

$$\alpha = \alpha_{L,0} \left(0,25 \text{Co}_2^{0,38} \text{Fr}_L^{0,25} + 75 \text{Bo}^{0,75} \right) \quad (3.44)$$

$$\text{Co}_2 = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,8} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right) \quad (3.45)$$

Der Druckverlustbeiwert kann nach Kuo et al. als Funktion der äquivalenten Reynolds-Zahl sowie der Siedekennzahl bestimmt werden:

$$\xi = 21500 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,14} \text{Bo}^{-0,085} \quad (3.46)$$

Einen weiteren Ansatz zur Bestimmung des Wärmeübergangs während der Kondensation stellen Thonon und Bontemps [157] vor. Anhand der experimentellen Ergebnisse mit verschiedenen Kohlenwasserstoffen (Propan, Butan, Pentan) wurde eine Korrelation zur Bestimmung des

Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von $\alpha_{L,0}$ und der äquivalenten Reynolds-Zahl angegeben, welche 80% der Daten mit einer maximalen Abweichung von $\pm 20\%$ beschreibt.

$$\alpha = \alpha_{L,0} 1564 \text{Re}_{\text{eq}}^{-0,76} \quad (3.47)$$

Korrelationen der Form nach Tovazhnyanski und Kapustenko

Wang und Zhao [170] entwickelten die Gleichung von Tovazhnyanski und Kapustenko [161] weiter. Unter Annahme von Filmströmung mit großem Tropfenmittliss entwickelten sie die folgende Korrelation, die sie an eigene experimentelle Daten anpassten.

$$\text{Nu} = 0,00115 \left(\frac{\text{Re}_L}{\text{Ja}_2} \right)^{0,983} \text{Pr}_L^{0,33} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,248} \quad (3.48)$$

Hierbei wird Re_L nach Gleichung (3.11) mit dem Dampfgehalt am Austritt berechnet. Mit der modifizierten Jakob-Zahl wird die Unterkühlung des Kondensatfilms berücksichtigt.

$$\text{Ja}_2 = \frac{c_{p,L} (T^S - T_{\text{Wand}})}{\Delta^V h + 0,68 c_{p,L} (T^S - T_{\text{Wand}})} \quad (3.49)$$

Jokar et al. [75] führten Untersuchungen an Plattenkondensatoren mit dem Kältemittel R134a durch und passten die Gleichung nach Wang und Zhao anhand ihrer Ergebnisse an.

$$\text{Nu} = 0,0336 \text{Re}_L^{0,622} \text{Ja}_2^{-1} \text{Pr}_L^{0,33} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,248} \quad (3.50)$$

Zur Bestimmung des Druckverlustbeiwerts wurde der folgende Zusammenhang gegeben:

$$\xi = 2,139 \cdot 10^7 \frac{G d_{\text{eq}}}{\eta_m} \quad (3.51)$$

In einer weiteren Studie untersuchten Jokar et al. [76] die Kondensation von R134a in einem Plattenwärmeübertrager mit besonders kleinem Kanaldurchmesser (*minichannel*). Bei solch kleinen Geometrien haben Grenzflächenspannungen einen großen Einfluss auf den Phasenübergang, weswegen die Oberflächenspannung als Parameter in die Nußelt-Korrelation aufgenommen wurde:

$$\text{Nu} = C_1 \text{Re}_L^{C_2} \text{Ja}_2^{C_3} \text{Pr}_L^{C_4} \left(\frac{G^2}{\rho_L^2 c_{p,L} (T^S - T_{\text{Wand}})} \right)^{C_5} \left(\frac{\rho_L \sigma}{\eta_L G} \right)^{C_6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V} \right)^{C_7} \quad (3.52)$$

Die Konstanten sind in Tabelle 3.5 gegeben.

Eine weitere Arbeit der Gruppe wurde von Hayes et al. präsentiert. Darin wurde die Kondensation von CO_2 in einem gelöteten Plattenwärmeübertrager für verschiedene Prägungswinkel untersucht. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs wurden die Parameter in Gleichung (3.52) für jede Prägungswinkelkombination entsprechend angepasst, siehe Tabelle 3.5.

Tabelle 3.5: Parameter zur Berechnung der Nußelt-Zahl nach Jokar et al. und Hayes et al. [59], [75], [76]

		C_1	C_2	C_3	C_4	C_5	C_6	C_7
Jokar et al.		3,371	0,55	-1,05	0,3	0,25	0,05	2
Hayes et al.	30°/30°	0,37	0,706	-0,91	0,35	0,16	0,032	1,18
	63°/30°	0,16	0,727	-0,9	0,35	0,17	0,147	1,0
	63°/63°	0,11	0,771	-0,92	0,35	0,12	0,0105	2,0

Andere Korrelationen

Winkelmann [174] untersuchte die Kondensation von Kältemitteln und deren Gemischen in Plattenwärmeübertragern. Dafür wurde ein speziell instrumentierter Test-Wärmeübertrager entwickelt, mit dem eine abschnittsweise Bilanzierung entlang der Platte möglich war. So konnten quasi-lokale Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden. Die Untersuchungen zeigten, dass der Einfluss des Dampfgehalts auf den Wärmeübergang größer ist als bisher angenommen. Die resultierende Gleichung für den Wärmeübergang über den gesamten Spalt berücksichtigt daher statt der Reynolds-Zahl die Konvektionskennzahl nach Gleichung (3.3):

$$Nu = 94 Co^{-0,46} Pr_L^{1/3} \quad (3.53)$$

Die Beschreibung des Druckverlusts während der Kondensation erfolgte mit dem heterogenen Modell. In adiabaten Versuchen wurde der Zusammenhang für den Zweiphasenmultiplikator untersucht und die Konstante in Gleichung (2.24) zu $C = 6$ bestimmt. Die resultierende Gleichung ist auch für die Kondensation gültig.

Mancin et al. [109] stellten Untersuchungen zur partiellen Kondensation von R407A und R410A im Plattenwärmeübertrager an. Aus den Ergebnissen entwickelten sie ein Modell, das den Wärmeübergang als Kombination aus schwerkraft- und schubspannungsdominierten Mechanismen abbildet. Zudem wird der Einfluss der Temperaturdifferenz von Wand und Sättigungstemperatur durch einen Korrekturterm berücksichtigt:

$$\alpha = \sqrt{\alpha_k^2 + \alpha_g^2} \cdot [1,074 (T^S - T_{Wand})^{-0,386}] \quad (3.54)$$

α_g wird nach Nußelt, entsprechend Gleichung (2.13), berechnet. Der schubspannungsdominierte Wärmeübergangskoeffizient kann nach dem Modell von Cavallini et al. [26] bestimmt werden:

$$\alpha_k = \alpha_{L0} \left(1 + 1,128 x^{0,817} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0,3685} \left(\frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\eta_V}{\eta_L} \right)^{2,144} Pr_L^{-0,1} \right) \quad (3.55)$$

In einer späteren Untersuchung der Arbeitsgruppe um Mancin [110] wurde Gleichung (3.54) so modifiziert, dass auch der Übergangsbereich entsprechend dem Modell nach Cavallini et al. [26] berücksichtigt wurde. Der Wärmeübergangskoeffizient berechnet sich dann über:

$$\alpha = \alpha_g + (\alpha_k - \alpha_g) \frac{J_G - J_{G1}}{J_{G2} - J_{G1}}, \quad (3.56)$$

wobei die dimensionslose Geschwindigkeit der Gasphase

$$J_G = \frac{G x}{g d_h \rho_V (\rho_L - \rho_V)} \quad (3.57)$$

den Übergang zwischen schwerkraft- und schubspannungsdominierter Kondensation beschreibt. Die Grenzwerte J_{G1} und J_{G2} können nach den Vorgaben von Cavallini et al. [26] berechnet werden.

Sarraf et al. [134] untersuchten die Kondensation von überhitztem Pentan. Die Ergebnisse zeigten, dass eine höhere Überhitzung zu höheren Wärmeübergängen insbesondere im Bereich der schwerkraftdominierten Kondensation führt. Der Wärmeübergangskoeffizient wird als Funktion der Massenstromdichte und der Überhitzung angegeben:

$$\alpha = [(300891 G^{-3,1})^2 + 5372,89]^{0,5} (T_{\text{sup}} - T_{\text{sat}}) + 8491 G^{-0,03} \quad (3.58)$$

Tao und Infante Ferreira [155] erstellten eine umfangreiche Datenbank aus über 2300 experimentellen Messwerten zum Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern sowie 1590 Daten zum zweiphasigen Reibungsdruckverlust. Die Daten stammten von 13 verschiedenen Forschungsgruppen und bildeten so ein großes Parameter-Spektrum ab. Der Vergleich dieser Datenbank mit acht literaturbekannten Nußelt-Korrelationen ergab die besten Ergebnisse für die Korrelation nach Longo et al. [108] siehe Gleichung (3.37). Mit dieser Gleichung konnten 93% der Messwerte im $\pm 50\%$ -Band vorhergesagt werden. Für den Druckverlust verglichen die Autoren sechs Korrelationen mit den Messwerten aus der Datenbank. Hierbei konnte jedoch keine Korrelation das Verhalten zufriedenstellend vorhersagen. Anhand einer multivariablen Regressionsanalyse entwickelten sie daher ein neues Modell zur Beschreibung des Reibungsdruckverlusts bei der Kondensation. Insgesamt wurden 14 dimensionslose Parameter zugrunde gelegt, davon zeigten die Bond- und die äquivalente Reynolds-Zahl, der reduzierte Druck sowie der Prägungswinkel einen signifikanten Einfluss auf den Druckverlustbeiwert. Die resultierende Korrelation ist in Gleichung (3.59) gegeben. Mit dieser können 87,5% der Messdaten im $\pm 50\%$ -Band abgebildet werden.

$$\xi = (4,207 - 2,673\varphi^{-0,46})(4200 - 5,41Bd^{1,2})Re_{\text{eq}}^{-0,95} p_r^{0,3} \quad (3.59)$$

Tabelle 3.6: Geometrie- und Betriebsparameter der experimentellen Untersuchungen zur Kondensation

Autoren	Fluid	Plattengeometrie		T^s (°C)	p^s (MPa)	G (kg/m ² s)	q (kW/m ²)	x (-)	d
		$L_{tot}/L_{por}/B_p/b/s/l/\varphi$ (mm bzw. °)	$L_{tot}/L_{por}/B_p/b/s/l/\varphi$ (mm bzw. °)						
Cooper	Wasser	k.A.	k.A.	90-91	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
Tovazhnyanski et al. [161]	Wasser	Platten mit Winkeln zwischen 30< φ <60		k.A.	0,1-0,35	k.A.	20-400	0-1	d_h
Wang Zhao [170]	Wasser	-/-/72,5/-/2,5/-/45		k.A.	0,13-0,2	k.A.	0,74-38	0-1	d_{eq}
Yan et al. [176]	R134a	500/450/120/3,3/0,4/10/60		27-36	0,7-0,9	60-120	10-16	0,08-0,86	d_{eq}
Palmer et al. [127]	R22, R290, R290/600a, R32/152a	-/-/2/0,4/-/-		k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
Thonon et al. [157]	Pentan, Butan, Propan, Butan/Propan	300/-/300/5/-/45		k.A.	-	k.A.	k.A.	k.A.	d_{eq}
Park et al. [128][129][130]	R22 R134a R410A	Typ A: 310/-/310/2,6/-/9,1/45 Typ B: 190/-/190/2,4/-/6/45 381/316/190/2,8/0,7/9/45		- 30-40 30-40	1,2-1,5 - -	45-120	4-10	0,1-0,8	d_{eq}
Würfel et al. [175]	Wasser,	-/560/188/-/30 d_h=3,6 -/560/188/-/60 d_h=3,4		k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
Han et al. [58]	R410a, R22	522/476/115/2,15/0,4/4,9/70 522/476/115/2,15/0,4/5,2/55 522/476/115/2,15/0,4/7/45		20-30	-	13-34	4,7-5,3	0,2-0,9	d_h
Jokar et al. [75]	R134a	311/-/112/2/0,4/-/60		30-120	0,9-2,1	10-40	k.A.	k.A.	d_{eq}
Kuo et al. [94]	R410a	500/450/120/3,3/0,4/10/60		20-32	k.A.	50-150	5-20	0,1-0,9	d_{eq}
Garcia-Cascales et al. [49]	R22, R290	k.A.		k.A.	0,2	k.A.	5-15	0,1-0,95	k.A.

Fortsetzung Tabelle 3.6

Autoren	Fluid	Plattengeometrie $L_{tot}/L_{port}/B_p/b/s/A/\varphi$ (mm bzw. °)	T^s (°C)	p^s (MPa)	G (kg/m ² s)	q (kW/m ²)	x (-)	d
Longo et. al. [102] [103] [104] [105]	R600a, R290, R1270				5,3-27,9	6,2-34,4		
	R410a, R236fa, R134a	-/278/72/2/-/8/65	24,8 - 40,3	k.A.	11,2-41,1	5,2-25	0,1	d_{eq}
	CO2	533,4/444,5/476,25/2/0,4/6,27/60	-16,6	k.A.	5-50	2,5-15,7	k.A.	d_{eq}
	R407c	533,4/444,5/476,25/2/0,4/6,03/27	41,8	-	15-40	k.A.	0,07-1	k.A.
	R410a	526/-/111/-/1/65	36,5					
Grabenstein [52]	R134a	-/1092/486/3,2/0,6/12/27	k.A.	0,44-0,78	20-75	9-17,5	0,1	d_h
		-/1092/486/3,2/0,6/12/63						
Sarrafi [133] [134]	Pentan	521/476/111,4/2,2/-/1/55	36,5	k.A.	9-30	20-55	0-1	d_{eq}
		-/1113/386/6/0,6/11,4/27						
Müller et. al. [119]	R134a, NH3	-/1113/386/6/0,6/11,4/63	k.A.	k.A.	10-60	10-14,5	0-0,9	d_h
		-/1113/386/6/0,6/11,4/63						
Shon et al. [143]	R1233zd	317/278/76/2/-/7/65	-	0,2-0,3	13-23,8	2,5-4,5	0,2-0,9	d_h
Zhang et al. [178]	R134a, R245fa, R1234ze, R1233zd	287/234/117/1,94/0,4/7,5/61	30-70	2,9-16,3	16-90	4,0-57,4	k.A.	d_h

3.3 VERDAMPFUNG IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

Durch ihren vielfältigen Einsatz, u.a. z.B. in Dampferzeugern, der petrochemischen Industrie und in kleinen bis mittelgroßen Kälteanlagen, waren Plattenverdampfer in der Vergangenheit häufig Gegenstand wissenschaftlicher Forschung. Dabei stand jedoch meist – wie auch im Bereich der Kondensation – die Untersuchung einzelner Apparate unter geringer Variation von Betriebsparametern, Plattengeometrie sowie Arbeitsfluid im Vordergrund.

Die Verdampfung in Plattenwärmeübertragern ist von einer Vielzahl an Parametern abhängig. Dazu gehören neben der Kanalgeometrie und der Oberflächenbeschaffenheit vor allem die Strömungsform, die Wärme- und Massenstromdichte, der Dampfgehalt sowie Austrocknungseffekte an der Wand [4], [10]. Insgesamt werden für die Verdampfung in der Literatur drei Hauptmechanismen des Wärmeübergangs benannt: Blasensieden, Strömungssieden und – bei Erreichen der (teilweisen) Wand-Austrocknung – einphasiger Wärmeübergang mit Sprühströmung (engl.: *post-dryout*) [3], [10]. In Plattenverdampfern können alle Mechanismen vorkommen, außerdem ist eine Überlagerung mehrerer Mechanismen möglich. Viele vorhandene Modelle zur Beschreibung des Wärmeübergangs in Plattenverdampfern basieren auf der Überlagerung von Blasen- und konvektivem Sieden. Ein weit verbreiteter Ansatz für die Verdampfung in Rohren, welches in angepasster Form auch für Plattenwärmeübertrager zum Einsatz kommt, ist eine asymptotische Potenzfunktion der Form

$$\alpha = [(S \alpha_{BS})^n + (F \alpha_{KS})^n]^{1/n}. \quad (3.60)$$

Hierin sind α_{BS} und α_{KS} die Wärmeübergangskoeffizienten für Blasensieden, bzw. konvektives Sieden. Der Korrekturfaktor S berücksichtigt die teilweise Unterdrückung der Blasenentstehung durch die Strömung. F beschreibt die Verstärkung des Wärmeübergangs beim konvektiven Sieden im Vergleich zur einphasigen Strömung. Für $n = 1$ ergibt sich eine simple Addition der beiden Wärmeübergangskoeffizienten, welche auch als Modell nach Chen [27] bekannt ist. Für $n = \infty$ wird nur der größere Wert berücksichtigt. Ein Beispiel für eine Korrelation dieser Form ist die Gleichung nach Shah [140]. Daneben sind vor allem Korrelationen, die auf Dimensionsanalysen basieren, gebräuchlich [56].

Die meisten Analysen basieren auf der integralen Betrachtung des Apparates. Nur wenige Arbeiten befassen sich mit der Untersuchung des lokalen Wärmeübergangs, noch seltener wird der Druckverlust örtlich aufgelöst.

Im Folgenden werden die bisher veröffentlichten Arbeiten zur Verdampfung in Plattenwärmeübertragern sowie die resultierenden Korrelationen vorgestellt. In Tabelle 3.11 sind die den jeweiligen experimentellen Studien zugrundeliegenden Versuchsbedingungen zusammengefasst. Eine der ersten Arbeiten zur Verdampfung in Plattenwärmeübertragern stammt von Danilova et al. [35]. Die Forschungsgruppe führte Messungen mit den Kältemitteln R12, R22, R113 und Ammoniak durch. Dabei stellten sie eine nahezu lineare Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von

der Massenstromdichte und dem Dampfgehalt fest. Ein weniger starker Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten konnte durch Steigerung der Wärmestromdichte erreicht werden. Für die Berechnung der Nußelt-Zahl geben Danilova et al. zwei Gleichungen an, wobei die Gültigkeit der jeweiligen Gleichung in Abhängigkeit einer erweiterten Reynolds-Zahl Re_* , dem Produkt aus Siedekennzahl und Re_{L0} , bestimmt wird.

$$Re_* = Bo Re_{L0} = \frac{\dot{q} d_h}{\eta_L \Delta^V h} \quad (3.61)$$

Neben Re_* gehen auch die Reynolds-Zahl der Dampfphase und die Bond-Zahl Bd_L bei der Berechnung der Nußelt-Zahl mit ein:

$$Nu = \begin{cases} 3 Re_G^{0,3} Bd_L^{0,33} & \text{für } 0,025 < Re_* < 2000 \\ 4,2 Re_G^{0,3} Bd_L^{0,33} Re_*^{0,3} & \text{für } 0,25 < Re_* < 2000 \end{cases} \quad (3.62)$$

Thonon et al. [158] stellten fest, dass in Plattenwärmeübertragern überwiegend Filmströmung vorherrscht. Nur bei geringen Dampfanteilen stellen sich auch andere Strömungsformen ein. Angelehnt an den Ansatz für Rohre ([33]) schlagen sie eine Unterscheidung in Blasensieden und konvektives Sieden anhand des Produktes aus Lockhart-Martinelli-Parameter und Siedekennzahl vor:

$$\begin{aligned} \text{für } Bo X > 0,15 \cdot 10^{-3} & \rightarrow \text{Blasensieden (Index BS)} \\ \text{für } Bo X < 0,15 \cdot 10^{-3} & \rightarrow \text{konvektives Sieden (Index KS)} \end{aligned}$$

Für den Fall des Blasensiedens geben Sie eine Korrelation nach Gorenflo [51] an:

$$\alpha_{BS} = 3930 \left[1,2 p_r^{0,27} + \left(2,5 + \frac{1}{1 - p_r} \right) p_r \right] \left(\frac{\dot{q}}{20000} \right)^{0,9 - 0,3 p_r^{0,3}} \quad (3.63)$$

Für den Bereich des konvektiven Siedens wird der Wärmeübergangskoeffizient anhand von des Wärmeübergangskoeffizienten der Flüssigphase und einem Verstärkungsfaktor F bestimmt:

$$\alpha_{KS} = F \alpha_L = F a \left[\frac{G d_h (1 - x)}{\eta_L} \right]^b \left(\frac{\eta_L c_{pL}}{\lambda_L} \right)^{0,33} \frac{\lambda_L}{d_h} \quad (3.64)$$

a und b müssen an die entsprechende Plattengeometrie angepasst werden. Der Verstärkungsfaktor F berechnet sich nach Chen [27] mit dem Lockhart-Martinelli-Parameter zu:

$$F = 1 + 1,8 X^{-0,79} \quad (3.65)$$

Yan und Lin [177] untersuchten den Wärmeübergang und Druckverlust bei der Verdampfung von R134a in einem Plattenwärmeübertrager mit optisch zugänglichem Verdampferspalt. Die Visualisierung zeigte, dass die Strömung im Plattenspalt auch für kleine Reynold-Zahlen turbulent ist. Mit steigendem Dampfgehalt steigen sowohl Wärmeübergang als auch Druckverlust an. Ein Einfluss der Massenstromdichte auf den Wärmeübergang ist nur für hohe Dampfgehalte gegeben, α steigt hier mit steigendem G . Eine Erhöhung des Siededrucks führt zu einer leichten Verminderung des Wärmeübergangs und Druckverlusts. Anhand der experimentellen Ergebnisse wurde die folgende Nußelt-Korrelation angepasst:

$$\text{Nu} = 1,926 \text{ Re}_{\text{eq}} \text{ Pr}_L^{1/3} \text{ Re}_{L0}^{-0,5} \text{ Bo}_{\text{eq}}^{0,3} \quad (3.66)$$

Bo_{eq} ist die äquivalente Siedekennzahl, die nach Gleichung (3.3), jedoch mit der äquivalenten Massenstromdichte berechnet wird. Für den Druckverlust wurde eine Gleichung der Form nach Darcy angegeben:

$$\xi = \begin{cases} 27,788 \cdot 10^5 \text{ Re}_{\text{eq}}^{-1,109} \text{ Re}_{L0}^{-0,5} & \text{für } \text{Re}_{\text{eq}} < 6000 \\ 124,84 \text{ Re}_{\text{eq}}^{0,04557} \text{ Re}_{L0}^{-0,5} & \text{für } \text{Re}_{\text{eq}} \geq 6000 \end{cases} \quad (3.67)$$

In einer späteren Arbeit der Gruppe um Lin führten Hsieh et al [63] Versuche zum unterkühlten Strömungssieden von R134a durch. Der Wärmeübergangskoeffizient kann aus α_{L0} sowie der Froude-, Jakob- und der Siedekennzahl bestimmt werden:

$$\alpha_{\text{sub}} = \alpha_{L0} (1,2 \text{ Fr}^{0,75} + 13,5 \text{ Bo}^{1/3} \text{ Ja}^{0,25}) \quad (3.68)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient der Flüssigphase wird der Form nach Sieder und Tate bestimmt:

$$\alpha_{L0} = 0,2092 \frac{\lambda_L}{d_{\text{eq}}} \text{ Re}_{L0}^{0,78} \text{ Pr}_L^{1/3} \left(\frac{\eta}{\eta_{T \text{ Wand}}} \right)^{0,14} \quad (3.69)$$

In einer weiteren Studie untersuchten Hsieh und Lin [64] die Verdampfung von gesättigtem R410A. Die Ergebnisse zeigten eine lineare Abhängigkeit der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergang und den Druckverlust. Eine Erhöhung des Sättigungsdrucks hatte jedoch nur Einfluss auf den Druckverlust. Zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten wurde eine Funktion in Abhängigkeit von α_{L0} nach Gleichung (3.70) und der Siedekennzahl vorgeschlagen.

$$\alpha = \alpha_{L0} (88 \text{ Bo}^{0,5}) \quad (3.70)$$

Für die Beschreibung des Druckverlusts wurde eine Potenzfunktion der äquivalenten Reynolds-Zahl angepasst:

$$\xi = 6,1 \cdot 10^4 \text{ Re}_{\text{eq}}^{-1,25} \quad (3.71)$$

Später veröffentlichten Hsieh und Lin [65] weitere Ergebnisse zur Verdampfung von R410A. Diesmal stellten sie einen höheren Wärmeübergang bei steigender Massenstromdichte im Bereich hoher Dampfgehalte fest. Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten wurde das Modell nach Chen [27] herangezogen.

$$\alpha = S \alpha_{\text{Cooper}} + F \alpha_{L0} \quad (3.72)$$

Hierbei sind α_{Cooper} der Wärmeübergangskoeffizient für Behältersieden nach Cooper [32], α_{L0} wird nach Dittus und Boelter [125] bestimmt. Der Verstärkungsfaktor F für das konvektive Sieden und der Hemmfaktor des Blasensiedens S werden mit der Siedekennzahl, dem Lockhart-Martinelli-Parameter und Re_{L0} über folgende Zusammenhänge bestimmt:

$$F = 1 + 24000 \text{ Bo}^{1,16} + 1,37 \left(\frac{1}{X} \right)^{0,86} \quad (3.73)$$

$$S = (1 + 1,15 \cdot 10^{-6} F^2 \text{Re}_{L0}^{1,17})^{-1} \quad (3.74)$$

Für die Beschreibung des Druckverlusts wird eine Abwandlung der Gleichung (3.71) vorgeschlagen:

$$\xi = 2,382 \cdot 10^4 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,12} \quad (3.75)$$

Donowski und Kandlikar [42] stellten eine große Abweichung zwischen experimentellen Daten und der gegebenen Korrelation in der Arbeit von Yan und Lin [176] fest. Daher passten sie eine neue Korrelation der Form nach Kandlikar [78] an die Messdaten von Yan und Lin an, mit welcher die experimentellen Ergebnisse mit einer maximalen Abweichung von 17% wiedergegeben werden konnten.

$$\text{Nu} = (1,184 \text{Co}^{-0,3} + 225,5 \text{Bo}^{-0,3})(1 - x)^{0,003} \text{Nu}_{L0} \quad (3.76)$$

Des Weiteren geben Danowski und Kandlikar eine zweite, vereinfachte Korrelation an, welche Yan und Lins Daten mit einer maximalen Abweichung von 16% wiedergibt.

$$\text{Nu} = 1,055(1,056 \text{Co}^{-0,4} + 1,02 \text{Bo}^{0,9}) x_m^{-0,12} \text{Nu}_{L0}^{0,98} \quad (3.77)$$

Die Autoren empfehlen die Verwendung der ersten Korrelation, da sie theoretisch fundiert ist und durch vereinfachte Gleichung keine deutliche Verbesserung der Abweichung erfolgt.

Palmer et al. [127] untersuchten die vollständige Verdampfung in einem industriellen gelöteten Plattenwärmeübertrager mit unterschiedlichen Fluiden. Wie auch bei der Kondensation, wurden in Abhängigkeit des Schmierstoffs zwei verschiedene Korrelationen präsentiert. Für R22, R290 und das Gemisch aus R290 und R600a bestand der Schmierstoff jeweils aus Mineralöl. Die für diese Stoffe gültige Korrelation beschreibt die Nußelt-Zahl als eine Funktion der Reynolds- sowie der Prandtl-Zahl der Flüssigphase. Sie gibt 65% der experimentellen Daten mit einer Abweichung bis $\pm 25\%$ an.

$$\text{Nu} = 2,7 \text{Re}_L^{0,55} \text{Pr}_L^{0,5} \quad (3.78)$$

Für das Gemisch aus R32 und R152a mit Polyolester als Schmierstoff wurde folgende Korrelation angegeben, die alle Messdaten mit einer Abweichung kleiner als $\pm 25\%$ beschreibt:

$$\text{Nu} = \text{Nu}_L^{0,42} \text{Fr}^{0,088} \omega^{1,5} \text{Co}^{1,5} M^{1,5} \quad (3.79)$$

mit der Froude-Zahl Fr nach Gleichung (3.5), dem azentrischen Faktor $\omega = -\lg(p_r)$, der Konvektionskennzahl und der relativen Molmasse M , zu der jedoch keine Bezugsgröße angegeben wird. Ayub [9] trug Daten verschiedener in Industrieanlagen installierter Plattenverdampfer zusammen und entwickelte daraus Korrelationen für den Wärmeübergang und den Druckverlust. Als Arbeitsfluid wurde hauptsächlich Ammoniak verwendet, seltener R22. Die Gleichung für den Wärmeübergangskoeffizienten berücksichtigt das Prinzip der korrespondierenden Zustände sowie den Prägungswinkel als Geometrieparameter. Um Iterationen bei der Berechnung zu vermeiden, ist die Wärmestromdichte nicht in der Gleichung berücksichtigt.

$$\alpha = C \frac{\lambda_L}{d_h} \left(\frac{\text{Re}_{L0}^2 \Delta^V h}{L_P} \right)^{0,4124} p_r^{0,12} \left(\frac{65^\circ}{90^\circ - \varphi} \right)^{0,35} \quad \text{in Btu/hr/ft}^2/\text{°F} \quad (3.80)$$

Die Konstante C wird mit 0,1121 für überflutete Verdampfer und 0,0675 für direkte Expansion angegeben. Der Druckverlustbeiwert ist in Abhängigkeit von Re_{G0} und φ gegeben:

$$\xi = \frac{4n}{\text{Re}_{G0}^m} \left(-1,89 + 6,56 \left(\frac{90^\circ - \varphi}{30^\circ} \right) - 3,69 \left(\frac{90^\circ - \varphi}{30^\circ} \right)^2 \right) \quad (3.81)$$

Die Koeffizienten m und n sind in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl in Tabelle 3.7 gegeben.

Tabelle 3.7: Koeffizienten für die Bestimmung des Reibungsbeiwertes nach Ayub [9]

Bereich	m	n	Bereich	m	n
$\text{Re}_{G0} \leq 4000$	0,137	2,99	$8000 < \text{Re}_{G0} \leq 16000$	0,161	3,15
$4000 < \text{Re}_{G0} \leq 8000$	0,171	2,99	$\text{Re}_{G0} > 16000$	0,195	2,99

Han et al. [57] führten Messungen zur Verdampfung von R410A und R22 in Plattenwärmeübertragern mit verschiedenen Prägungswinkeln (45° , 55° , 70°) und Wellenlänge der Prägung (7,0, 5,2, 4,9 mm) durch. Die Ergebnisse zeigten eine Erhöhung des Wärmeübergangs und Druckverlusts bei steigender Massenstromdichte, niedrigerer Siedetemperatur und für höhere Prägungswinkel. Die vorgestellte Nußelt-Korrelation ist eine Funktion der äquivalenten Reynolds-Zahl, der äquivalenten Siedekennzahl, der Prandtl-Zahl der Flüssigphase sowie zweier geometrischer Parameter Ge_1 und Ge_2 , die sich mit den Konstanten aus Tabelle 3.8 nach Gleichung (3.29) berechnen lassen.

$$\text{Nu} = Ge_1 \text{Re}_{\text{eq}}^{Ge_2} \text{Bo}_{\text{eq}}^{0,3} \text{Pr}_L^{0,4} \quad (3.82)$$

Der Druckverlustbeiwert wird als Potenzfunktion der äquivalenten Reynolds-Zahl nach Gleichung (3.28) mit Ge_3 und Ge_4 aus Tabelle 3.8 bestimmt. Die maximale Abweichung von Nußelt-Zahl und Druckverlustbeiwert zu den experimentellen Werten beträgt $\pm 20\%$ bzw. $\pm 15\%$.

Tabelle 3.8 Konstanten für die Bestimmung der geometrischen Parameter Ge_i in Gleichung (3.29) nach Han et al. [57]

	C_1	C_2	C_3		C_1	C_2	C_3
Ge_1	2,81	-0,041	-2,83	Ge_3	64710	-5,27	-3,03
Ge_2	0,746	-0,082	0,61	Ge_4	-1,314	-0,62	-0,47

Park und Kim [130] untersuchten die Verdampfung von R134a in einem länglichen Plate-and-Shell-Wärmeübertrager. Sie stellten fest, dass Wärmeübergang und Druckverlust bei Erhöhung der Massenstromdichte anstiegen. Die Wärmestromdichte hatte keinen signifikanten Einfluss auf das

thermohydraulische Verhalten. Zur Berechnung der Nußelt-Zahl und des Druckverlustbeiwerts werden modifizierte Formen der Gleichungen von Yan und Lin [176] vorgeschlagen.

$$\text{Nu} = 12,47 \text{Re}_{\text{eq}}^{0,33} \text{Pr}_L^{1/3} \quad (3.83)$$

$$\xi = \begin{cases} 9,912 \cdot 10^7 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,566} \text{Re}_{L0}^{-0,5} & \text{für } \text{Re}_{\text{eq}} < 6000 \\ 14,244 \cdot 10^3 \text{Re}_{\text{eq}}^{-0,532} \text{Re}_{L0}^{-0,5} & \text{für } \text{Re}_{\text{eq}} \geq 6000 \end{cases} \quad (3.84)$$

Jokar et al. [76] betrachteten die Verdampfung von R134a in einem *Minichannel*-Plattenwärmeübertrager. Zur Berücksichtigung des Einflusses der Grenzflächenspannungen auf den Phasenübergang, welcher von der Forschungsgruppe auch bei der Kondensation festgestellt wurde, geht die Oberflächenspannung bei der Berechnung der Nußelt-Zahl mit ein:

$$\text{Nu} = 0,603 \text{Re}_{L0}^{0,5} \text{Pr}_L^{0,1} \text{Ja}_2^{0,5} \left(\frac{G^2}{\rho_L^2 c_{pL} (T^S - T_{\text{Wand}})} \right)^{0,4} \left(\frac{\rho_L \sigma}{\eta_L G} \right)^{1,1} \left(\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V} \right)^2 \quad (3.85)$$

Für den Druckverlust schlagen Jokar et al. [76] eine modifizierte Form der Gleichung nach Yan und Lin [176] vor.

$$\xi = 14,084 \cdot 10^4 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1} \text{Re}_{L0}^{-0,35} \quad (3.86)$$

Palm und Claesson [126] untersuchten Wärmeübergang und Druckverlust während der Verdampfung von R22 und R134a in Plattenwärmeübertragern verschiedener Geometrien. Sie stellten einen starken Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Wärmestromdichte fest. Die Massenstromdichte hatte jedoch Einfluss auf den Wärmeübergang. Die experimentellen Daten ließen sich gut mit dem Modell des Behältersiedens nach Cooper [32] beschreiben, wobei ein zusätzlicher Faktor $C_1 = 1,5$ eingeführt wurde.

$$\alpha = C_1 55 p_r^{0,12-0,2 \lg(R)} [\lg(p_r)]^{-0,55} \dot{q}^{0,67} M^{-0,5} \quad (3.87)$$

Die Bestimmung des Druckverlustes erfolgte anhand des heterogenen Modells, wobei der Chisholm-Parameter mit $C = 4,67$ angegeben wurde.

Sterner und Sunden [150] untersuchten die Verdampfung in verschiedenen Plattenwärmeübertragern. Dabei stellten sie u.a. fest, dass sich die Installation eines Strömungsverteilers im Einlauf positiv auf die Leistung des Apparates auswirkt sowie eine Senkung der Temperaturdifferenz der beiden Fluide am Austritt des Arbeitsmediums bewirkt. Zur Bestimmung der Nußelt-Zahl geben die Autoren eine Gleichung der Form

$$\text{Nu} = C_1 \text{Re}_{L0}^{C_2} \text{Ja}_3^{C_3} \text{Co}^{C_4} \quad (3.88)$$

mit der modifizierten Jakob-Zahl

$$\text{Ja}_3 = \frac{c_p (T_{\text{W ein}} - T_{\text{R ein}}) \rho_L}{\Delta^V h \rho_L} \quad (3.89)$$

an. Die Konstanten C_i sind in Abhängigkeit der verschiedenen Wärmeübertrager in Tabelle 3.9 gegeben. Zur Berechnung des Druckverlustes wird das heterogene Modell herangezogen. Die Bestimmung der Druckverluste der Einzelphasen $i = L, V$ erfolgt dabei anhand der folgenden Form:

$$\xi_i = a Re_i^{-b} \quad (3.90)$$

Die Parameter a und b sind in Tabelle 3.9 zusammengefasst. Die kritischen Reynolds-Zahlen liegen im Bereich zwischen 109 und 125. Die Chisholm-Konstante C zur Berechnung des Zweiphasenmultiplikators nach Gleichung (2.24) ist für die verschiedenen Wärmeübertrager als Funktion der Leerrohr-Reynolds-Zahl der Flüssigphase ebenfalls in Tabelle 3.9 gegeben.

Tabelle 3.9: Koeffizienten für die Bestimmung der Nußelt-Zahl und der Druckverluste nach Sterner und Sunden [150]

Apparate	C_1	C_2	C_3	C_4	$Re \leq Re_{krit}$		$Re > Re_{krit}$		C
					a	b	a	b	
HX1, HX2, HX3	17,5	1,28	-0,744	1,81	193,3	0,653	14,48	0,115	$\frac{51348}{Re_{L0}^{1,592}}$
HX4	185	1,05	-0,452	2,76	163	0,619	16,95	0,15	$\frac{2400}{Re_{L0}^{0,997}}$
HX5	23,1	1,41	-0,648	2,03	278,1	0,703	33,35	0,251	$\frac{41307}{Re_{L0}^{1,398}}$

Taboas et al. [152] stellten experimentelle Ergebnisse zur Verdampfung von Ammoniak-Wasser-Gemischen vor. Sie fanden heraus, dass der Wärmeübergangskoeffizient stark von der Massenstromdichte abhängt. Ein Einfluss der Wärmestromdichte und des Drucks war nur im Bereich niedriger Dampfgehalte erkennbar. In einer weiteren Arbeit [153] erfolgte die Anpassung von Korrelationen an die experimentellen Daten. Dabei wird unterschieden, ob konvektives Sieden oder Blasensieden dominiert. Als Unterscheidungsmerkmal dienen die Leerrohrgeschwindigkeiten von Gas- und Flüssigphase. Für den Bereich des Blasensiedens wird die Gleichung nach Hsieh und Lin [64] angepasst:

$$\alpha = 5 Bo^{0,15} \alpha_{L0} \quad \text{für } w_{G0} < -111,88 w_{L0} + 11,848 \text{ m/s} \quad (3.91)$$

Für den Bereich des konvektiven Siedens gilt der Ansatz von Margat et al. [113] mit dem Verstärkungsfaktor als einer Potenzfunktion des Zweiphasenmultiplikators ϕ_L . Letzterer wird nach Gleichung (2.24), mit dem Chisholm-Parameter $C = 3$ berechnet.

$$\alpha = \max \left\{ \begin{array}{l} 5 Bo^{0,15} \alpha_{L0} \\ (\phi_L^2)^{0,2} \alpha_{L0} \end{array} \right\} \quad \text{für } w_{G0} \geq -111,88 w_{L0} + 11,848 \text{ m/s} \quad (3.92)$$

Nach Überprüfung experimentellen Druckverlustdaten mit den verschiedenen Druckverlustmodellen, vgl. Abschnitt 2.4, empfehlen die Autoren zur Berechnung des Druckverlusts den heterogenen Ansatz.

In einer späteren Studie [151] zeigt sich, dass diese Korrelationen auch für Ammoniak-Lithiumnitrat-Gemische und Gemische aus Ammoniak und Lithiumnitrat-Wasser anwendbar sind.

Huang et al. [70] untersuchten die Verdampfung von R134a, R507A, R22 und Ammoniak in Plattenwärmeübertragern mit verschiedenen Prägungswinkelkonfigurationen. Mithilfe einer statistischen Regressionsanalyse wurden Korrelationen für Wärmeübergang und Druckverlust entwickelt. Die Nußelt-Zahl ist auf den Blasenabreiß-Durchmesser d_B bezogen und weist eine starke Abhängigkeit von der Wärmestromdichte auf, was auf ein durch Blasensieden dominiertes Regime hinweist.

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d_B}{\lambda_L} = 1,87 \cdot 10^{-3} \left(\frac{d_B \dot{q}}{\lambda_L T_{\text{sat}}} \right)^{0,56} \left(\frac{d_B \Delta^V h}{a_L^2} \right)^{0,31} \text{Pr}_L^{0,33} \quad (3.93)$$

Dabei ist a die Temperaturleitfähigkeit. d_B berechnet sich mit dem Randwinkel β zu:

$$d_B = 0,0146 \beta \left[\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{0,5} \quad (3.94)$$

Bei der Bestimmung des Druckverlustes wird auch der Einfluss des Prägungswinkels berücksichtigt.

$$\xi = 3,81 \cdot 10^4 \left(0,183 \left(\frac{\varphi}{30^\circ} \right)^2 - 0,275 \left(\frac{\varphi}{30^\circ} \right) + 1,1 \right) \left(\frac{G d_h}{\eta_m} \right)^{-0,9} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{-0,16} \quad (3.95)$$

Die Korrelationen beschreiben die experimentellen Ergebnisse mit einer mittleren absoluten Abweichung von $\pm 7,3\%$ für die Nußelt-Zahl und $\pm 6,7\%$ für den Druckverlustbeiwert.

Die Gruppe um Khan und Ayub führten Untersuchungen zur Verdampfung von Ammoniak in Plattenwärmeübertragern mit verschiedenen Prägungswinkel-Kombinationen ($60^\circ/60^\circ$, $30^\circ/30^\circ$, $30^\circ/60^\circ$) durch [86], [83], [84]. Neben Korrelationen für die einzelnen Plattenkonfigurationen, gaben sie auch eine generalisierte Nußelt-Gleichung in Abhängigkeit von der äquivalenten Reynolds-Zahl, der äquivalenten Siedekennzahl, dem reduzierten Druck sowie dem bezogenen Prägungswinkel $\varphi^* = \varphi/60^\circ$ an:

$$\text{Nu} = (-173,52\varphi^* + 257,2) (\text{Re}_{\text{eq}} \text{Bo}_{\text{eq}})^{-0,09\varphi^* + 0,0005} p_r^{0,624\varphi^* - 0,822} \quad (3.96)$$

Für den Druckverlustbeiwert werden verschiedene Korrelationen für die einzelnen Plattenkonfigurationen angegeben, eine generalisierte Korrelation präsentieren die Autoren nicht.

$$\xi = \begin{cases} 212 \text{Re}_{\text{eq}}^{-0,51} p_r^{0,53} & \text{für } \varphi = 60^\circ \\ 673,336 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,3} p_r^{0,9} & \text{für } \varphi = 30^\circ \\ 305,59 \text{Re}_{\text{eq}}^{-1,26} p_r^{0,9} & \text{für } \varphi = 30^\circ/60^\circ \end{cases} \quad (3.97)$$

In einer weiteren Arbeit untersuchen Khan et al. den Einfluss von Schmieröl auf das thermohydraulische Verhalten des auch in [84] vorgestellten Plattenwärmeübertragers mit gemischter

Plattenkonfiguration (30°/60°). Der Volumenanteil des mit dem Arbeitsfluid Ammoniak mischbaren Öls, $\varphi_{\text{öl}}$, wurde dabei zwischen 0 und 9 Vol.-% variiert. Von 0 auf 3 Vol.-% wurde ein Anstieg des Wärmeübergangs festgestellt, danach sinkt der Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Ölanteil. Ein Einfluss des Ölgehalts auf den Druckverlust ist nur bei hoher Sättigungstemperatur erkennbar. Es wurden Korrelationen derselben Form wie in den vorangegangenen Arbeiten für alle untersuchten Ölanteile gegeben. Zudem präsentierten die Autoren auch generalisierte Ansätze zur Berechnung von Nu und ξ :

$$\text{Nu} = (100,6 \varphi_{\text{öl}} + 128,66) (\text{Re}_{\text{eq}} \text{Bo}_{\text{eq}})^{-2\varphi_{\text{öl}} - 0,065} p_r^{0,54\varphi_{\text{öl}} + 0,32} \quad (3.98)$$

$$\xi = \exp(-24,25 \varphi_{\text{öl}} + 13,26) \text{Re}_{\text{eq}}^{3,5\varphi_{\text{öl}} - 1,345} p_r^{0,9} \quad (3.99)$$

Die Forschungsgruppe um Arima und Koyama untersuchte die Verdampfung von Ammoniak in einem unverprägten Plattenspalt [6], [92]. Die Trennung von Verdampfer- und Heizspalt erfolgte durch eine 40 mm starke Edelstahlplatte, in die sechs Thermoelemente eingebracht waren. Dadurch wurde eine lokale Bilanzierung der Wärmeströme möglich. Durch drei in die Frontplatte eingebrachte Schaugläser war der Versuchsspalt zudem lokal optisch zugänglich. Anhand der experimentell bestimmten Wandtemperaturen wird die Verdampfung hauptsächlich vom Strömungssieden dominiert. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient steigt mit dem Dampfgehalt, bis es etwa ab einem Dampfgehalt von $x > 0,7$ zum lokalen Dry-Out kommt und α wieder abfällt. Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten wird eine Funktion aus Lockhart-Martinelli-Parameter und Wärmeübergangskoeffizient der Flüssigphase, welcher nach Dittus und Boelter bestimmt werden kann, angegeben:

$$\alpha = 16,4 X^{-1,08} \alpha_L \quad (3.100)$$

Hierbei wird der Lockhart-Martinelli-Parameter für die vorherrschenden laminaren Phasenströmungen als Funktion des Dampfgehaltes sowie der Dichte und Viskosität der gesättigten Einzelphasen angegeben:

$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,5} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,5} \left(\frac{\eta_L}{\eta_G}\right)^{0,5} \quad (3.101)$$

Später führten Koyama et al. [92] in demselben Versuchs-Wärmeübertrager Messungen zur Verdampfung von Ammoniak bei kleinen Massenströmen durch, während derer sie auch die Spalttiefe b variierten. An die Ergebnisse wurden Korrelationen der Form nach Gleichung (3.100) angepasst.

$$\alpha = \begin{cases} 52,2 X_{\text{GG}}^{-0,9} \alpha_L & \text{für } b = 1 \text{ mm} \\ 48,6 X_{\text{GG}}^{-0,79} \alpha_L & \text{für } b = 2 \text{ bzw. } 5 \text{ mm} \end{cases} \quad (3.102)$$

Lee et al. [95] stellten Versuche zur Verdampfung von Wasser in einem Plattenwärmeübertrager bei geringen Massenstromdichten an. Sie stellten einen starken Abfall des Wärmeübergangskoeffizienten

für Dampfgehalte ab $x = 0,3$ fest, was sie auf partielles Austrocknen der Wand zurückführten. Dieses Verhalten wurde auch bei der Entwicklung der Nußelt-Korrelation berücksichtigt. Als Indikator des Übergangs zum partiellen Dry-Out wurde das Verhältnis der Reynolds-Zahlen von Dampf- und Flüssigphase verwendet. Neben diesem Verhältnis wurde eine Abhängigkeit der Nußelt-Zahl von der Siedekennzahl und dem Lockhart-Martinelli-Parameter berücksichtigt.

$$\text{Nu} = \begin{cases} 98,7 \left(\frac{\text{Re}_G}{\text{Re}_L}\right)^{-0,0848} \text{Bo}^{-0,0597} X_{\text{tt}}^{0,0973} & \text{für } \frac{\text{Re}_G}{\text{Re}_L} < 9 \\ 234,9 \left(\frac{\text{Re}_G}{\text{Re}_L}\right)^{-0,576} \text{Bo}^{-0,275} X_{\text{tt}}^{0,066} & \text{für } \frac{\text{Re}_G}{\text{Re}_L} > 9 \end{cases} \quad (3.103)$$

Hierbei ist X_{tt} der Lockhart-Martinelli-Parameter für turbulente Phasenströmung.

$$X_{\text{tt}} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,875} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0,5} \left(\frac{\eta_L}{\eta_G}\right)^{0,5} \quad (3.104)$$

Der Druckverlust wurde als Funktion der äquivalenten und der Leerrohr-Reynolds-Zahl der Flüssigphase wie folgt angepasst:

$$\xi = 196,52 \text{Re}_{\text{eq}}^{-0,4386} \text{Re}_{L0}^{0,4074} \quad (3.105)$$

Die experimentellen Werte konnten durch die Korrelationen aus Gleichungen (3.102) und (3.104) mit einer mittleren Abweichung von 4,4 bzw. 10,4% bestimmt werden.

Vakili-Farahani et al. 2014 führten eine Studie zur Verdampfung von R245fa in einem Plattenwärmeübertrager mit einer besonders geringen Prägertiefe von 1 mm durch. Durch Wärmebildaufnahmen war auch eine lokale Betrachtung der Verdampfung entlang des Apparates möglich. Korrelationen aus der Literatur konnten nur die integralen Wärmeübergangskoeffizienten hinreichen genau beschreiben. Der lokale Wärmeübergang wurde für kleine Dampfgehalte über- und bei höheren Dampfgehalten unterschätzt. Daher wurde eine modifizierte Form der Korrelation nach Danilova et al. [35] entworfen, welche die experimentellen lokalen Nußelt-Zahlen mit einer mittleren Abweichung von 35,5% abbilden konnte:

$$\text{Nu} = 13,02 \text{Re}_G^{0,35} \text{Bd}_L^{0,38} \text{Bo}^{0,28} \text{Re}_{L0}^{0,15} . \quad (3.106)$$

Die experimentellen Daten zum Druckverlust wurden sowohl mit dem homogenem als auch dem heterogenen Modell angepasst. Die geringsten Abweichungen wurden mit dem homogenen Modell erreicht, damit betrug die mittlere absolute Abweichung 11,4%.

$$\xi = 28,2 \cdot 10^5 \text{Re}_{\text{eq}}^{-2,476} + 1,474 \quad (3.107)$$

Eine weitere Arbeit der Arbeitsgruppe wurde von Amalfi et al. [4] veröffentlicht. Darin sammelten sie experimentelle Daten zur Verdampfung in Plattenwärmeübertragern aus bisherigen Publikationen und verglichen diese mit veröffentlichten Korrelationen. Die Ergebnisse fassten sie wie folgt zusammen: Sowohl der Reibungsdruckverlust als auch der Wärmeübergang sind stark von der Geometrie des Wärmeübertragers abhängig. Beide Größen steigen mit steigendem Prägungswinkel

und sinkendem hydraulischen Durchmesser sowie sinkender Prätiefe. Eine Erhöhung der Massenstromdichte und des Dampfgehalts führt zu höheren Reibungsdruckverlusten. Der Einfluss von Massen- und Wärmestromdichte, Dampfgehalt und Sättigungsdruck auf den Wärmeübergang ist in den betrachteten Arbeiten z.T. widersprüchlich angegeben, was u.a. an dem nicht genau definierten Übergang vom durch Blasen- oder Strömungssieden dominierten Verdampfungsvorgang herrührt. Mit einer multivariablen Regressionsanalyse wurden anhand der gut 1900 Wärmeübergangs- und über 1500 Druckverlust-Daten neue Korrelationen entwickelt. Die Nußelt-Zahl ist hier auch in Abhängigkeit von der Bond-Zahl (Gleichung 3.1) gegeben, womit der Einfluss von mikro- oder makroskaligen Effekten berücksichtigt werden kann.

$$\text{Nu} = \begin{cases} 982 \left(\frac{\varphi}{70^\circ}\right)^{1,101} \text{We}^{0,315} \text{Bo}^{0,32} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{-0,224} & \text{für } \text{Bd} < 4 \\ 18,495 \left(\frac{\varphi}{70^\circ}\right)^{0,248} \text{Re}_G^{0,135} \text{Re}_{L0}^{0,351} \text{Bd}^{0,235} \text{Bo}^{0,198} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{-0,223} & \text{für } \text{Bd} \geq 4 \end{cases} \quad (3.108)$$

Mit dieser Korrelation konnten die Daten mit einer mittleren absoluten Abweichung von 22,1% wiedergegeben werden. Zur Bestimmung des Druckverlustbeiwerts wurde die folgende Gleichung gegeben, welche die Datenbasis mit einer mittleren absoluten Abweichung von 21,5% abbildet:

$$\xi = 15,698 \left(2,125 \left(\frac{\varphi}{70^\circ}\right)^{9,993} + 0,955 \right) \text{We}^{-0,475} \text{Bd}^{0,255} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{-0,571} \quad (3.109)$$

Longo et al. [107] fassen in ihrer Studie die experimentellen Ergebnisse aus mehreren vorangegangenen Arbeiten (3x2007, 2x2012) zu einer Datenbasis zusammen. Insgesamt flossen so Daten für die Verdampfung der Kältemittel R236a, R134a, R410a und R1234yf sowie der Gemische R600a/Isobutan, R290/Propan und R1270/Propylen in die Datenbank ein. Durch den Vergleich der experimentellen Daten mit der Korrelation für Behältersieden nach Gorenflo [51] werden die einzelnen Wärmeübergangsdaten in durch Blasensieden oder konvektives Sieden dominiert unterteilt. Aus den so entstandenen zwei Datensätzen werden zwei Korrelationen angepasst. Für konvektives Sieden berechnet sich der Wärmeübergangskoeffizient nach Cooper [32] aus der äquivalenten Reynolds-Zahl, der Prandtl-Zahl und der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigphase sowie dem äquivalenten Durchmesser und dem Flächenvergrößerungsfaktor.

$$\alpha_{\text{KS}} = 0,122 \Phi \lambda_L / d_{\text{eq}} \text{Re}_{\text{eq}}^{0,8} \text{Pr}_L^{1/3} \quad (3.110)$$

Für den Bereich des Blasensiedens wird eine modifizierte Gleichung nach Gorenflo [51] angegeben:

$$\alpha_{\text{BS}} = 0,58 \Phi \alpha_0 \left(\frac{R_a}{0,4 \mu\text{m}}\right)^{0,1333} \left[1,2 p_r^{0,27} + p_r \left(2,5 + \frac{1}{1 - p_r} \right) \right] \left(\frac{\dot{q}}{20000 \text{ W/m}^2}\right)^{0,467} \quad (3.111)$$

Hierbei ist α_0 der Wärmeübergangskoeffizient des jeweiligen Kältemittels im Referenzzustand ($p_{r \text{ ref}} = 0,1$, $\dot{q}_{\text{ref}} = 20 \text{ kW/m}^2$, $R_{a \text{ ref}} = 0,4 \mu\text{m}$). Der tatsächlich vorherrschende

Wärmeübergangskoeffizient wird als Maximum der Werte für konvektives Sieden und Blasensieden bestimmt, $\alpha = \max(\alpha_{kS}, \alpha_{BS})$.

Für den Druckverlust wird von Longo et al. [107] keine generalisierte Korrelation angegeben. In den vorangegangenen Arbeiten wurde der Druckverlust jeweils basierend auf der Methode der kinetischen Energie pro Volumeneinheit modelliert. Die in den Arbeiten gegebenen Proportionalitätsfaktoren nach Gleichung (2.25) sind in Tabelle 3.10 gegeben.

Tabelle 3.10: Proportionalitätsfaktoren zur Bestimmung des Druckverlusts nach Gleichung (2.25) entsprechend der Arbeiten von Longo

Quelle	[97]	[98]	[99]	[100]	[101]
Untersuchte Fluide	R134a, R236fa, R410A	R410A	R134a	R290, R600a, R1270	R1234yf
f_{KEV}	1,49	1,553	1,425	1,525	5,25 * L_p / 1,46

Zhang et al. 2017 untersuchten die Verdampfung von R134a, R1234yf und R1234ze und stellten eine starke Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte und der Sättigungstemperatur fest. Daraus schlussfolgerten sie, dass die Verdampfung durch Blasensieden dominiert ist. Es wurde ein neues Modell zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten entwickelt, in welchem α_C nach Cooper [32] und α_{DB} nach Dittus und Boelter [41] anhand des Dampfgehalts am Ein- und Austritt sowie einem kritischen Dampfgehalt, x_{krit} , gewichtet werden.

$$\alpha = \frac{x_{krit} - x_{ein}}{x_{aus} - x_{ein}} \alpha_C + \frac{x_{aus} - x_{krit}}{x_{aus} - x_{ein}} \alpha_{DB} \quad (3.112)$$

x_{krit} ist gleich dem kleineren Wert von Austrittsdampfgehalt und Dampfgehalt am Dry-Out-Punkt x_{DO}

$$x_{krit} = \min(x_{aus}, x_{DO}) \quad (3.113)$$

mit

$$x_{DO} = 0,58 \exp\left(0,54 - 8,513 \cdot 10^6 We_G^{-2,3644} Fr_G^{3,2282} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{7,8831}\right). \quad (3.114)$$

Imran et al. 2017 betrachteten die Verdampfung von R245fa in gelöteten Plattenwärmeübertragern für zwei verschiedene Prägungswinkel. Die Ergebnisse deuten auf einen von Blasensieden dominierten Verdampfungsprozess hin. Die Autoren geben die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der äquivalenten Reynolds- und Siedekennzahl sowie der Weber- und Bond-Zahl an. Die Koeffizienten werden für jeden Prägungswinkel separat angepasst.

$$Nu = \begin{cases} 3,61 Re_{eq}^{2,384} Bo_{eq}^{1,321} We^{-0,229} Bd^{-0,76} & \text{für } \varphi = 45^\circ \\ 5,89 Re_{eq}^{2,905} Bo_{eq}^{1,568} We^{-0,6087} Bd^{-0,985} & \text{für } \varphi = 60^\circ \end{cases} \quad (3.115)$$

Zur Berechnung des Druckverlusts werden ebenfalls zwei Korrelationen gegeben.

$$\xi = \begin{cases} 5,48 \operatorname{Re}_{\text{eq}}^{-0,0611} \operatorname{Bo}^{0,045} \operatorname{We}^{-0,64} \operatorname{Bd}^{0,0375} & \text{für } \varphi = 45^\circ \\ 10,28 \operatorname{Re}_{\text{eq}}^{-0,246} \operatorname{Bo}^{1,568} \operatorname{We}^{-0,3716} \operatorname{Bd}^{0,0815} & \text{für } \varphi = 60^\circ \end{cases} \quad (3.116)$$

Ayub et al. [10] stellten in ihrer Arbeit die bisher veröffentlichten Ansätze zum Wärmeübergang bei der Verdampfung in Plattenwärmeübertragern zusammen. Sie stellten fest, dass die bisherigen Korrelationen in ihrem Anwendungsbereich limitiert sind und häufig auf schwierig zu bestimmenden Größen basieren. Daher schlagen sie eine neue, vereinfachte Gleichung zur Bestimmung der Nußelt-Zahl vor, welche als Funktion der äquivalenten Reynolds-Zahl, der äquivalenten Siedekennzahl, der Oberflächenspannung und dem Prägungswinkel gegeben ist. Die Korrelation wurde anhand aus der Literatur stammenden Daten für die Kältemittel R134a, R410A und Ammoniak angepasst.

$$\operatorname{Nu} = \left(1,8 + 0,7 \frac{90^\circ - \varphi}{65^\circ} \right) \operatorname{Re}_{\text{eq}}^{\left(0,49 - 0,3 \frac{\sigma}{\sigma_{\text{NH}_3}} \right)} \operatorname{Bo}_{\text{eq}}^{-0,2} \quad (3.117)$$

Die Güte der Korrelation wird anhand der experimentellen Datenbasis, bestehend aus 529 Punkten, bestimmt und mit den Ergebnissen der Korrelation von Amalfi et al. [3] (Gleichung (3.108)) verglichen, welche ebenfalls eine generalisierte, an eine große Datenbasis angepasste, Gleichung darstellt. Der grafische Vergleich zeigt eine bessere Genauigkeit der Gleichung (3.117) trotz ihrer einfacheren Form. Quantitative Werte werden nicht angegeben. Es sei angemerkt, dass die Gleichung von Amalfi et al. eine größere Menge verschiedener Arbeitsmedien berücksichtigt, während Ayub et al. ihre Betrachtung auf drei Kältemittel beschränken, was die Vorhersage wahrscheinlich vereinfacht. Ayub et al. vergleichen die präsentierte Korrelation auch mit Daten dreier großer Plattenwärmeübertrager-Hersteller, welche mit firmeninternen Berechnungsmodellen für Beispielfälle angegeben werden. Das Ergebnis zeigt eine große Streuung der Herstellerdaten, wobei die mit der neuen Korrelation bestimmten Werte im selben Bereich liegen.

Tabelle 3.11: Geometrie- und Betriebsparameter der experimentellen Untersuchungen zur Verdampfung

Autoren	Fluid	Plattengeometrie $L_{tot}/L_{port}/B_p/b/s/l/\varphi$ (mm bzw. °)	T^s (°C)	p^s (MPa)	G (kg/m ² s)	q (kW/m ²)	x (-)	d
Danilova et al. [35]	R12, R22, R113, NH ₃	k.A.	-67,7	k.A.	k.A.	1-20	k.A.	k.A.
Thonon et al. [158]	R22	-/-/-/-/15° - 60	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	d _h
Yan und Lin [177]	R134a	-/450/120/3,3/0,4/10/60	26-31	k.A.	55-70	11-15	0,1-0,9	d _{eq}
Palmer et al. [127]	R22, R290, R290/600a, R32,152a	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.
Hsieh et al. [63]	R134a	-/450/120/3,3/0,4/10/60	22-27	k.A.	50-200	10-35	0-0,2	d _{eq}
Hsieh et al. [64]	R410a	-/450/120/3,3/0,4/10/60	Okt 20	k.A.	50-125	5-35	k.A.	d _{eq}
Hsieh et al. [65]	R410a	-/450/120/3,3/0,4/10/60	Okt 15	k.A.	50-100	10-20	0,1-0,8	d _{eq}
Han et al. [57]	R22	-/476/115/2,2/0,4/4,9/70 -/476/115/2,2/0,4/5,2/55 -/476/115/2,2/0,4/7/45	Mai 15	k.A.	13-34	2,5-8,5	0,15-0,9	d _h
Ayub [9]	R22, NH ₃	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	k.A.	d _h
Park and Kim [130]	R134a	-/316/190/2,8/0,7/-/45	0-10	k.A.	40-80	4-8	0,1-0,9	d _{eq}
Andre [5]	NH ₃	-/872/486/3,2/0,6/12/63,26 -/872/486/3,2/0,6/12/26,74 -/-/178/2,5/-/-/59	-7,8	k.A.	6-25	10-32	0,05-1	d _h
Sterner und Sunden [150]	NH ₃	-/178/2,5/-/-/59 -/-/178/2,5/-/-/59 -/-/178/1,8/-/-/59 -/-/250/1,8/-/-/65	-9	k.A.	0,5-9,5	k.A.	0,05-1	d _{eq}
Palm et al. [126]	R22, R134a	mehrere Platten mit 53° < φ < 65°	k.A.	0,535- 0,545	6-21	5-25	k.A.	d _{eq}

Fortsetzung Tabelle 3.11

Autoren	Fluid	Plattengeometrie $L_{tot}/L_{por}/B_p/b/\delta/A/\phi$ (mm bzw. °)	T^s (°C)	p^s (MPa)	G (kg/m ² s)	q (kW/m ²)	x (-)	d
Jokar et al. [78]	R134a	311/-/112/2/0,4/-/60	-35	0,2-0,6	0,01-0,06	k.A.	0,4-1	d_{eq}
Arima et al. [6]	NH ₃	850/-/380/-/40/-/-	13,9-21,6	0,7-0,9	7,5-15	15-25	0,1-0,9	k.A.
Taboas et al. [151]	NH ₃ /H ₂ O	-/466/112/2/-/9,6/60	14-39	k.A.	70-140	20-50	0-0,2	d_{eq}
		-/519/180/2/-/8,1/28						
Huang et al. [70]	R134a, R507a	-/519/180/2/-/8,1/44 -/519/180/2/-/8,1/60	6-13	k.A.	6-31	2-7	0,2-1	d_h
Lee et al. [95]	H ₂ O	-/357/103/2,5/0,6/10/60	k.A.	0,112- 0,121	14,5-33,6	15-30	0,09-0,6	d_{eq}
Khan et al. [83] [84] [86]	NH ₃	-/565/185/2,2/0,5/6,25/30 -/565/185/2,2/0,5/6,25/60	-27	k.A.	5,5-27	21-44	0,5-0,9	d_h
Longo et al. [97][98][99][101]	R410a, R134a, R236fa, R32, R1234ze,	278/-/72/2/-/8/65	4,8-20,3	k.A.	6,8-39,8	3,1-22,2	k.A.	d_{eq}
	R1234yf, R600a							
Zhang et al. [180]	R134a, R1234yf, R1234ze	317/278/76/2/-/7/65	60-80	k.A.	86-137	9,8-36,8	0,5-0,99	d_h

3.4 ZWEIPHASIGE STRÖMUNGSFORMEN IN PLATTENWÄRMEÜBERTRAGERN

Während der Verdampfung und Kondensation kommt es entlang des Apparates zu einer stetigen Änderung des Dampfgehalts, woraus auch eine kontinuierliche Änderung der Geschwindigkeiten und Verteilung der Phasen resultiert. Eine bestimmte lokale und zeitliche Verteilung von Gas- und Flüssigphase wird dabei als *Strömungsform* zusammengefasst. Welche Strömungsform sich einstellt, ist hauptsächlich abhängig von dem vorherrschenden Druck, der Kanalgeometrie und den relativen Strömungsgeschwindigkeiten von Gas- und Flüssigphase [169]. Für eine Strömungsform ist ein bestimmtes thermohydraulisches Verhalten charakteristisch, das heißt, Wärmeübergang und Druckverlust sind entscheidend von der Strömungsform beeinflusst. Bei der Modellierung der Verdampfung und Kondensation und der Entwicklung von Korrelationen für Wärmeübergang und Druckverlust ist daher die Berücksichtigung der auftretenden Strömungsformen sinnvoll. Ein Nachteil solcher Korrelationen ist allerdings ihre hohe Komplexität, welche zu hohen Rechenzeiten führt.

Um für eine vorherrschende Strömungssituation die sich ausbildende Strömungsform zu bestimmen, werden empirische Strömungsformenkarten herangezogen. Als Koordinaten werden häufig die Leerrohrgeschwindigkeiten der Phasen oder darauf bezogene Größen verwendet. Für eine universelle Strömungsformenkarte sind diese Größen jedoch nur bedingt geeignet, da keine stoffspezifischen Eigenschaften berücksichtigt werden [28]. Hewitt und Roberts [62] stellten eine Strömungsformenkarte für vertikale Aufwärtsströmung in Rohren in Abhängigkeit der Impulsstromdichten beider Phasen vor. Grabenstein et al. [53] wendeten die Impulsstromdichte auch für die Charakterisierung der Strömungsformen in Plattenwärmeübertragern an. Tao et al. [156] untersuchen die Möglichkeit der Charakterisierung von Strömungsformen in Plattenwärmeübertragern anhand dimensionsloser Kennzahlen. Dafür trugen Sie Visualisierungsergebnisse unterschiedlicher Forschungsgruppen für die zweiphasige Abwärtsströmung zusammen und verglichen deren Darstellung anhand verschiedener Achsenkombinationen. Die so erhaltenen Strömungsformenkarten zeigten zwar prinzipielle Übereinstimmungen, die Grenzlinien zwischen den Strömungsformen waren jedoch für die einzelnen Studien z.T. deutlich unterschiedlich. Als Gründe führten die Autoren die Subjektivität bei der Klassifizierung, Unterschiede bei den Verteilern, unvollständige Angaben über die Versuchsbedingungen und Messunsicherheiten an.

Viele der bisherigen Arbeiten stellen adiabate Untersuchungen dar. Die Übertragbarkeit auf diabate Vorgänge wie Verdampfung und Kondensation ist nicht automatisch gegeben und muss im Einzelnen geprüft werden [169].

Im Folgenden werden die bisher veröffentlichten Arbeiten zur zweiphasigen Strömungsvisualisierung in Plattenwärmeübertragern vorgestellt.

Gradeck und Lebouché [54] untersuchten die zweiphasige Strömung aus Wasser und Stickstoff in einem waagerechten aus Acrylglas gefertigten Testkanal, der die Geometrie eines industriellen Plattenwärmeübertragers mit einem Prägungswinkel von 60° fünffach vergrößert abbildet. Während der Untersuchungen wurde die Leerrohrgeschwindigkeit der Flüssigphase konstant gehalten und die der Gasphase variiert. Es wurden zwei Strömungsformen beobachtet: Schicht- und Blasenströmung. Tribbe und Müller-Steinhagen [24] beobachteten die Zweiphasenströmung aus Wasser und Luft in einem gewellten Spalt, welcher aus zwei transparenten Polyesterplatten geformt wurde. Eine ausreichende Anpressung der Platten wurde durch zusätzliche Druckplatten sichergestellt, welche mit Aussparungen versehen waren, um die optischen Zugänglichkeit zu erhalten. Der Spalt wurde von oben nach unten durchflossen. Es wurden verschiedene Plattenkonfigurationen ($30^\circ/30^\circ$, $30^\circ/60^\circ$, $60^\circ/60^\circ$) untersucht, welche jeweils eine Prägertiefe von 3 mm aufwiesen. Die Autoren beobachteten fünf verschiedene Strömungsformen, wobei der Übergang zwischen den einzelnen Strömungsformen vom Prägungswinkel abhängt. Bei der Blasenströmung (*Regular Bubbly Flow*) sind einzelne 3-5 mm große Blasen sichtbar, die sich entlang der Täler der Prägung beider Platten bewegen. Kommt eine Blase in die Nähe eines Kontaktpunktes, teilt sie sich ab einer gewissen Größe durch die wirkenden Scherkräfte. Der Strömungsweg der Blasen ist ähnlich wie bei der einphasigen Strömung eine Überlagerung von schraubenförmiger Strömung um die Kontaktpunkte und Strömung entlang der Täler der Prägung mit Richtungsumkehr an den Seitenwänden des Spalts [44]. Bei zunehmendem Gasmassenstrom koalieren die Blasen und es entstehen Bereiche, in denen sich eine zusammenhängende Gasphase über mehrere Täler erstreckt. Diese Strömungsform bezeichnen die Autoren als unregelmäßige Blasenströmung (*Unregular Bubbly Flow*). Bei einem weiteren Anstieg des Gasmassenstroms kommt es zur Schaumströmung (*Churn Flow*). Dabei treten regelmäßige Flüssigkeits-Schwalle auf, welche sich über die gesamte Plattenbreite erstrecken, in denen kleine Blasen verteilt sind. Bei der Filmströmung (*Film Flow*) bildet die flüssige Phase einen dünnen zusammenhängenden Film, der die Täler der Prägung bedeckt. Die Gasphase strömt darüber mit einer höheren Geschwindigkeit. Wird der Gasmassenstrom weiter erhöht, reißt der Film partiell auf. An der Phasengrenzfläche sind von der Gasphase mitgerissene Tropfen sichtbar. Diese Strömungsform wird als partielle Filmströmung (*Partial Film Flow*) bezeichnet. Anhand ihrer Ergebnisse erstellen die Autoren zwei Strömungsformkarten für die verschiedenen Prägungswinkel.

Hsieh et al. [63] untersuchten die Blasenausprägung während der Verdampfung in einem Plattenwärmeübertrager. Sie stellten eine höhere Blasendichte und Blasenbildungsrate für höhere Wärmestromdichten fest. Zudem wuchsen die Blasen weiter an, bis sie beim Überströmen der Prägung in viele kleine Blasen zerfielen, welche durch ihre Bewegung zu einer höheren Turbulenz und so zu einem besseren Wärmeübergang beitragen.

Vlasogiannis et al. [165] ersetzten die Frontplatte eines Plattenwärmeübertragers durch eine transparente Acrylglas-Platte mit der gleichen Geometrie. Es wurde eine zweiphasige Wasser-Luft-

Mischung in den Plattenwärmeübertrager geleitet, die auch den visuell zugänglichen Spalt durchströmte. Als Heizmedium wurde Wasser eingesetzt. Um den optischen Kontrast zu erhöhen, wurde der zweiphasigen Strömung ein fluoreszierender Farbstoff hinzugegeben. Unter Variation der Volumenströme der Gas- und Flüssigphase wurden die sich einstellenden Strömungsformen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Anhand dieser Ergebnisse erstellten die Autoren eine Strömungsformenkarte mit den Leerrohrgeschwindigkeiten der Gas- und Flüssigphase als Achsen. Das Experiment umfasste Leerrohrgeschwindigkeiten der Gas- und Flüssigphase von 0,3 - 10 bzw. 0,01 - 0,25 m/s. Es wurde Film-, Blasen- und Pfropfenströmung beobachtet. Die Betrachtung des Wärmeübergangs ergab einen stets größeren Wärmeübergangskoeffizienten des Wasser-Luft-Gemischs im Vergleich zur einphasigen Wasserströmung, Die höchsten Wärmeübergänge wurden während der Filmströmung gemessen.

Shiomi et al. [143] untersuchten den Einfluss des Prägungswinkels und der Apparateausrichtung auf die zweiphasigen Strömungsformen in einem adiabaten Einzelspalt. Bei horizontaler Ausrichtung des Spalts wurden Schichtströmung und Blasenströmung beobachtet. Dabei war der Übergang zwischen den Strömungsformen stark von dem Prägungswinkel der oberen Platte abhängig. Für den vertikalen Fall wurde ausschließlich Blasenströmung beobachtet. Dabei fiel auf, dass die durchschnittliche Blasengröße mit zunehmendem Prägungswinkel für gleiche Phasen-Volumenströme abnahm.

Eine andere Methode zur Visualisierung der Zweiphasenströmung wurde von Asano et al. [7] präsentiert. Sie nutzen die Neutronenradiographie als nichtinvasive Methode um die Strömungsformen der Wasser-Luft-Strömung in einem industriellen Plattenwärmeübertrager zu charakterisieren. Die Verteilung der Phasen wurde für verschiedene Strömungszustände in einem Einzelspalt untersucht. Für kleine Leerrohrgeschwindigkeiten der Gasphase floss das Wasser entlang des kürzesten Weges abwärts durch den Spalt, ohne die gesamte Breite zu benetzen. Für Leerrohrgeschwindigkeiten der Gasphase über 7 m/s verteilte sich die Wasserströmung homogen über die Spaltbreite. Die Verteilung der zweiphasigen Strömung auf die einzelnen Spalte eines Plattenwärmeübertragers wurde in einem Plattenpaket mit 18 Kanälen durchgeführt. Es zeigte sich, dass ein großer Einfluss auf die Verteilung der Flüssigphase durch ihren Massenstrom gegeben ist. Für hohe Wassermassenströme nahm der Anteil der Flüssigkeit in Richtung der hinteren Kanäle zu, während er bei kleineren Massenströmen des Wassers in den vorderen Spalten am größten war. In einer späteren Arbeit der Gruppe untersuchten Baba et al. [1] die Verdampfung von R142b mittels der Neutronenradiographie. Dabei wurde die lokale Strömungsverteilung und der integrale Wärmeübergang für Auf- und Abwärtsströmung des Arbeitsfluids verglichen. Bei der Aufwärtsströmung traten um die Einlassöffnung Bereiche auf, in denen sich die Flüssigphase staute. Dies wurde bei der Abwärtsströmung nicht beobachtet, was zu einem höheren mittleren Wärmeübergangskoeffizienten der abwärts gerichteten Strömung führte.

Nilpueng und Wongwises [121] visualisierten die Strömung aus Wasser und Luft in einem Plattenwärmeübertrager mit transparenter Frontplatte und asymmetrischer Wellung. Es wurde sowohl Aufwärts- als auch Abwärtsströmung untersucht. Bei der Aufwärtsströmung beobachteten die Autoren zunächst Blasenströmung. Für zunehmenden Luft-Massenstrom nahm auch die Geschwindigkeit der Blasen zu, was infolge der höheren resultierenden Scherspannungen zu einer Rezirkulation der Blasen in den Wellentälern führte. Bei einem weiteren Anstieg des Massenstroms der Gasphase, bildet sich ein dünner Wasserfilm über der gesamten Oberfläche aus. An einigen Stellen sind zudem Flüssigkeitsstrahlen sichtbar, die den vorderen mit dem hinteren Film verbinden. Die Autoren sprechen von dieser Strömungsform als *Annular-liquid bridge flow*. Sie bildet sich auch bei der vertikalen Aufwärtsströmung für ähnliche Strömungsbedingungen aus. Für geringere Luft-Massenströme stellt sich eine Schwallströmung ein, bei der im Wechsel Luft und Flüssigkeitsschwalle den Spalt passieren.

Eine weitere Arbeit zur Visualisierung einer Wasser-Luft-Strömung wird von Winkelmann [174] vorgestellt. Durch eine transparente Platte aus Acrylglas, die die Geometrie der geprägten Platten abbildete, und eine mit einer Aussparung versehene Anspannplatte, wurde der hinterste Spalt eines Plattenwärmeübertragers optisch zugänglich gemacht. Mit aufsteigendem Dampfgehalt wurden die folgenden Strömungsformen beobachtet: Blasenströmung, Schaumströmung, Wellenströmung sowie Filmströmung.

Solotych et al. [147] untersuchten die zweiphasige Strömung des Kältemittels HFE7100 in einem transparenten Einzelspalt aus geprägten Polycarbonat-Platten. Zudem wurde anhand von Infrarotmessungen in einem leicht modifizierten Aufbau der lokale Wärmeübergang betrachtet. Für Dampfgehalte bis 0,05 wurde unabhängig von der Massenstromdichte Blasenströmung beobachtet. Dabei traten an den tiefsten Stellen des Kanals z.T. stagnierende Blasen auf und es wurden geringe Wärmeübergänge gemessen. Für höhere Dampfgehalte bildete sich zunächst Schaum- und dann Filmströmung aus. Während der Schaumströmung und bei hohen Dampfgehalten kam es wiederkehrend zur Austrocknung der Bereiche um die Kontaktpunkte.

Jin und Hrnjak [74] verwendeten für Ihre Untersuchung zur Verdampfung von R245fa einen speziell modifizierten Plattenwärmeübertrager. Durch einen mit Ton gefüllten Kanal aus zwei herkömmlichen Metall-Winkelwellenplatten, in den Thermoelemente eingebracht waren, konnte die Wärmestromdichte lokal aufgelöst bestimmt werden. Der an der einen Seite an die Metallplatte angrenzende Kältemittelspalt wurde auf der anderen Seite von einer transparenten Polycarbonat-Platte begrenzt. Daran schloss sich eine ebenfalls transparente Epoxidharz-Platte an, die so die Abgrenzung des Heizspalts darstellte. Die transparenten Platten wurden jeweils so gefertigt, dass ihre Geometrie der der Winkelwellenplatten entsprach. Es wurden sowohl adiabate als auch diabate Visualisierungsversuche durchgeführt. Bei beiden Konfigurationen zeigten sich ungleichförmig über die Plattenbreite ausgebildete Strömungsformen. Im Falle der adiabaten Strömung wurde dies auf die

Massenstromverteilung über die Spaltbreite zurückgeführt. Bei den diabaten Versuchen wurde zudem noch eine inhomogene lokale Verteilung der Wärmestromdichte festgestellt, wodurch die uneinheitliche Ausprägung der Strömungsform weiter verstärkt wurde.

Kim et al. [88] untersuchten die Strömungsformen von zweiphasigem R245fa in einem transparenten Plattenspalt. Der Versuchsspalt wurde mittels additiver Fertigungsverfahren (3D-Druck) hergestellt. Die Abmessungen wurden so gewählt, dass die Kanalgeometrie im Übergangsbereich zwischen Makro- und Mikroskala lag. Für geringe Kältemittel-Massenströme wurden stabile Blasen und Dampfschwalle beobachtet. Einige Blasen waren so groß, dass sie im Kanal haften blieben. Die Autoren schlossen daraus ein Vorherrschen der Scherspannungskräfte gegenüber den Trägheits- und Gravitationskräften, was ein typisches Merkmal für mikroskalige Strömung darstellt. Bei hohen Massenströmen wurde hingegen eine stetige Vermischung beider Phasen beobachtet, was auch durch die Kanalgeometrie verstärkt wurde.

Buscher [23] führte Untersuchungen der Zweiphasen-Strömung aus Wasser und Luft in einem transparenten Plattenspalt durch. Eine Besonderheit des Versuchsspalts bestand in der Verteilvorrichtung, bei der die Gas- und Flüssigphase an acht über die Spaltbreite verteilten Stellen einzeln direkt in den gewellten Spalt eingespritzt wurden. Alternativ war ein Vormischen der Phasen möglich, wobei die Gasphase kurz vor Eintritt in den Versuchsspalt in die acht Leitungen der Flüssigphase gedüst wurde. Der Versuchsspalt war schwenkbar, sodass Strömungsformen für horizontale, vertikale Auf- und Abwärtsströmung untersucht werden konnten. Es wurden Blasen- und Filmströmung sowie mehrere Übergangsströmungsformen beobachtet. Auffällig war, dass im Rahmen der Versuche keine Schwallströmung beobachtet wurde. Dies wurde auf die spezielle Verteilvorrichtung am Einlass in den Spalt zurückgeführt. Die Ergebnisse wurden in Strömungsformenkarten in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeit der Gas- und Flüssigphase aufgetragen. Beim Vergleich der verschiedenen Einspritzvorrichtungen fällt eine Verschiebung der Grenze zwischen Blasenströmung und Übergangsströmung in Richtung geringerer Luft-Leerrohrgeschwindigkeiten für die Variante mit Vormischung auf. Die Autorin führt dies auf eine homogenere Einströmung bei Vormischung der beiden Phasen zurück. Weiterhin fiel auf, dass die Gasphase bei der Blasen- und Übergangsströmung stets vermehrt entlang der längsgewellten Bereiche zwischen zwei Linien, die die übereinanderliegenden Kontaktpunkte miteinander verbinden, strömt. Dies wurde auf einen Einfluss der Zentrifugalkraft auf die schraubenförmig verlaufende Zweiphasen- Strömung zurückgeführt. Neben der Zentrifugalkraft wirken je nach Spaltausrichtung auch Auftriebskräfte auf die Strömung. Letztere sind jedoch nur für geringe Phasengeschwindigkeiten relevant. Zur dimensionslosen Unterscheidung wird die Froude-Zahl der Prägung eingeführt. Ist diese kleiner eins (für kleine Phasengeschwindigkeiten), haben die Auftriebskräfte einen signifikanten Einfluss auf die Strömungsform. Für höhere

Phasengeschwindigkeiten dominiert der Einfluss der Zentrifugalkraft und die Übergänge zwischen den Strömungsformen verlaufen für alle Spaltausrichtungen ähnlich.

3.5 FEHLVERTEILUNG IN PLATTENWÄRMEÜBERTRAGERN

Unter Fehlverteilung versteht man eine uneinheitliche Aufteilung des Massenstroms auf die einzelnen Spalte eines Plattenwärmeübertragers. Daneben spricht man auch von Fehlverteilung, wenn eine nicht einheitliche Massenstromverteilung quer zur Hauptströmungsrichtung im Spalt selbst vorliegt. Eine inhärente Fehlverteilung entlang des Apparates entsteht bereits durch die bauartbedingten Unterschiede in der Weglänge, die die Strömung beim Passieren des Verteilers bis zum Eintritt in die einzelnen Spalte zurücklegt [169]. Durch die Strömung entlang des Verteilers ergibt sich vom Einlass hin zum hintersten Spalt ein abnehmender Druckverlauf. Da der Gesamtdruckverlust der Strömung als Druckunterschied zwischen Ein- und Auslass für jeden Strömungsweg identisch gegeben ist, steht ein geringerer Druckverlust im Spalt zur Verfügung, je weiter der Spalt vom Einlass entfernt ist. Dieser Effekt ist jedoch laut Shah und Sekulić [141] erst ab Plattenpaketen mit mehr als 20 Kanälen pro Fluid merklich relevant. Große Verteilerdurchmesser sowie hohe Druckverluste in den Plattenspalten (z.B. für harte Platten) vermindern diese inhärente Fehlverteilung [141], [142].

Allgemein unterscheidet man zwei Ursachen für Fehlverteilung im Plattenwärmeübertrager [141]. Zum einen kann die Geometrie des Wärmeübertragers eine Fehlverteilung der Strömung hervorrufen, etwa durch das Design an sich, Fertigungstoleranzen oder den schon erwähnten bauartbedingten Druckverlauf im Verteiler.

Zum anderen sind es durch die Strömung selbst induzierte Effekte, die zu Fehlverteilung führen. Durch die enge Kopplung des thermohydraulischen Verhaltens mit den Stoffwerten des Fluids führen schon kleinste lokale Schwankungen zu Inhomogenitäten und dadurch zu Fehlverteilungen in der Strömung. Eine Änderung im lokalen Massenstrom führt zu einer Veränderung des Wärmeübergangs an dieser Stelle. Daraus resultieren Schwankungen in der Fluidtemperatur und somit Änderungen in den temperaturabhängigen Stoffwerten, wie z.B. Dichte und Viskosität, welche zu veränderten Druckverlusten führen. Die sich so einstellenden neuen Druckgradienten bewirken wiederum ein verändertes Strömungsfeld. Besonders bei zweiphasigen Strömungen ist diese Abhängigkeit durch den großen Einfluss des Dampfgehalts auf den Wärmeübergang und Druckverlust stark ausgeprägt. Durch diese Vielzahl an Einflüssen und Wirkmechanismen ist eine Vorhersage der Fehlverteilung schwierig. Für einphasige Strömungen ist die durch eine Fehlverteilung induzierte Minderleistung relativ gering, sie liegt typischerweise unter 5% [117]. Bei Verdampfung bzw. Kondensation im Plattenspalt kann der Effekt auf die thermische Leistung deutlich größer ausfallen. Mancini et al. [111] geben die Leistungseinbuße durch Fehlverteilung bei der Verdampfung von Butan in einem Plattenwärmeübertrager mit 11,2% an. Jensen et al. [73] untersuchten die Strömung von R134a in

einem Plattenverdampfer numerisch und stellten bei Fehlverteilung einen um 25% geringeren Wärmedurchgangskoeffizienten fest. Die genaue Vorhersage ist von vielen Faktoren abhängig und wird zudem durch unzureichende Druckverlust- und Wärmeübergangskorrelationen für die zweiphasigen Vorgänge weiter erschwert (siehe Abschnitte 3.2 und 3.3).

Ein reziproker Einfluss besteht zudem zwischen einer Fehlverteilung der Strömung und dem Auftreten von Fouling im Wärmeübertrager. Die durch Fehlverteilung auftretenden Gebiete mit geringerer Strömungsgeschwindigkeit sind verstärkt anfällig für Feststoffablagerungen. Letztere wirken als zusätzlicher Widerstand bei der Wärmeübertragung und nehmen so Einfluss auf die Temperaturverteilung. Zudem wird durch die Ablagerungen der Strömungsquerschnitt verändert, was die Verteilung der Strömung beeinflusst und so die Fehlverteilung weiter verstärken kann. Bei kältetechnischen Anwendungen tritt Fouling aufgrund der geschlossenen Kreisläufe des Arbeitsfluids dort meist nicht merklich auf. Durch die Ölschmierung von Komponenten im Kreislauf können jedoch Ölfilme an den Wärmeübertrageroberflächen auftreten, die in ähnlicher Weise auf den Wärmeübergang und die Strömungsverteilung einwirken können.

Neben Fouling kann durch die lokal auftretenden Gebiete mit geringer Strömungsgeschwindigkeit auch Korrosion verstärkt hervorgerufen werden. Dies führt dazu, dass durch Fehlverteilung auch ohne merkliche Einbußen bei der thermischen Leistungsfähigkeit erheblicher Schaden entstehen kann.

Ansätze zur analytischen Beschreibung der Fehlverteilung in einphasigen Strömungen basieren entweder auf der Kopplung von an einem Körper verrichteter Arbeit und seiner kinetischen Energie (*work-energy theorem*) oder dem Prinzip der Impulserhaltung [169]. Da die zur Berechnung der Arbeit benötigten Reibungsterme nur schwierig bestimmbar sind, wird der Ansatz der Impulserhaltung deutlich häufiger verwendet, u.a. von Bassiouny und Martin [14] und Heggs und Scheidat [61]. Daneben gibt es sowohl numerische, als auch experimentelle Ansätze zur Untersuchung der Fehlverteilung für den einphasigen Fall. Für eine detaillierte Übersicht der bisher veröffentlichten Arbeiten sei auf Galati [48] verwiesen.

Zur Untersuchung von Fehlverteilung in industriellen Plattenverdampfern und –kondensatoren finden sich in der Literatur nur wenige Arbeiten. Häufiger werden Modell-Verteiler untersucht, die mit zweiphasigen Strömungen beaufschlagt werden. Vist und Petersen [164] untersuchten die Verteilung der zweiphasigen Strömung auf zehn parallele Kanäle in einem Modell-Verteiler. Sie stellten eine ungleichmäßige Verteilung der Phasen auf die Kanäle für alle untersuchten Massenströme fest. Für höhere Dampfgehalte am Verteilereintritt ergab sich eine gleichmäßigere Verteilung der Dampfphase auf die Kanäle, während die Flüssigphase bei geringeren Dampfgehalten homogener verteilt ist. Insgesamt ist die Strömungsform im Verteiler entscheidend für die Verteilung der Phasen auf die Kanäle. Marchitto et al. [112] stellten an einem Verteilermodell mit 16 Kanälen eine homogenere Verteilung bei höheren Gasgeschwindigkeiten fest. Durch den Einbau einer Düse am Verteilereintritt sowie von Blenden am Eintritt in die Kanäle konnten die Phasen-Geschwindigkeiten angepasst und

die Strömungsverteilung so beeinflusst werden. Ahmad et al. [1] stellten eine bessere Verteilung durch Anbringung eines Gitters am Verteilereinlass fest.

Die Gruppe um Bobbili und Sunden untersuchte in mehreren Arbeiten den Einfluss der Strömungsverteilung bei der Kondensation in einem industriellen Plattenwärmeübertrager [19], [21], [20]. Für die experimentellen Untersuchungen nutzten sie eine verschiebbare Drucksonde, mit der sie den Druckverlauf im Verteiler bestimmten. Zudem führten sie Temperaturmessung entlang der Primär- und Sekundärspalte durch, woraus ebenfalls Informationen über die Fehlverteilung abgeleitet werden konnten. Die Ergebnisse zeigen einen Anstieg der Fehlverteilung bei höheren Massenstromdichten, kleineren Verteilerdurchmessern sowie mit zunehmender Platten-Anzahl. Bobbili et al. [21] erstellten zudem ein numerisches Modell, mit dem die Auswirkungen der sich einstellenden Fehlverteilung in Plattenwärmeübertragern quantifiziert werden können. Anhand von Parameterstudien stellten sie bei steigender Fehlverteilung eine Minderung der Effektivität sowie der Kondensationsrate fest, die jedoch durch die Änderung des Drucks kompensiert wurde. Insgesamt sprechen die Autoren aber von einer deutlichen Leistungsabnahme des Wärmeübertragers durch die Fehlverteilung.

Ansätze zur Verminderung von Fehlverteilung bestehen überwiegend aus der Erhöhung des Gesamtdruckverlusts durch Einbauten zur Strömungshomogenisierung oder Einspritzung des Kältemittels direkt in die Kanäle [1], [112], [116]. Diese kommen besonders dann zum Einsatz, wenn die Strömung bereits zweiphasig in den Wärmeübertrager eintritt, da diese dann aufgrund der unterschiedlichen Impulsstromdichten der Phasen besonders anfällig für Fehlverteilung ist.

4 EINFLUSS MIKROSTRUKTURIERTER OBERFLÄCHEN AUF DEN PHASENWECHSEL

Die immer höheren Anforderungen an eine effiziente Wärmeübertragung bei begrenzter verfügbarer Fläche haben in den letzten zwei Jahrzehnten zu einer erneuten Akquise von Verbesserungsmaßnahmen hin zu effizienteren und leichteren Apparaten geführt. Konventionelle Methoden wie der Einsatz berippter Rohre in Rohrbündelwärmeübertragern oder die Weiterentwicklung der Präge-Geometrien und Materialien bei den kompakten Bauarten wie Platten- und Plate-Fin-Wärmeübertragern stoßen jedoch bezüglich ihres Verbesserungspotentials mittlerweile an ihre Grenzen [8], [82]. Einen neuen Ansatz stellt die gezielte Entwicklung von Oberflächen dar, deren Eigenschaften den Phasenwechsel sowohl auf makroskopischer als auch mikroskopischer Ebene begünstigen. Die voranschreitende Entwicklung der Fertigungsverfahren im nano- und mikroskaligen Bereich ermöglicht eine immer ausgefeiltere Einbindung von Mikrostrukturen auf technischen Oberflächen. Ein zielgerichtetes Design ist bisher jedoch nur in Ansätzen möglich, da die Prozesse und Mechanismen des Phasenübergangs auf Mikroebene noch nicht hinreichend verstanden sind. Dennoch finden sich in der Literatur viele Ansätze, welche die Einflüsse von Mikrostrukturen auf die Verdampfung und Kondensation nutzen, um den Wärmeübergang effizienter zu gestalten. Dabei geht es nicht nur um eine bloße Vergrößerung der wärmeübertragenden Oberfläche. Bei der Verdampfung kann durch eine Mikrostruktur z.B. die Blasenbildung verstärkt oder die kritische Wärmestromdichte erhöht werden. Während der Kondensation kann eine Mikrostruktur zur längeren Aufrechterhaltung der Tropfenkondensation beitragen oder eine bessere Drainage bewirken [8].

Eine optimal designte Oberfläche sollte während des Phasenwechsels den stetigen Kontakt der Oberfläche mit beiden vorhandenen Phasen sicherstellen. Die wichtigste Eigenschaft zur Beschreibung der Kontaktcharakteristik ist dabei die Benetzbarkeit der Oberfläche mit dem betrachteten Fluid. Mikrostrukturen dienen zur gezielten Anpassung der Benetzungseigenschaften, welche einen großen Einfluss auf die Blasen- oder Tropfenbildung haben. Wegen der zweiphasigen Natur des Fluids während des Phasenwechsels ist häufig eine ungleichmäßige Benetzbarkeit der Oberfläche, z.B. durch anisotrope oder partielle Strukturen, von Vorteil [8], [30]. So ist z.B. zur Aufrechterhaltung der Tropfenkondensation eine schlechte Benetzung erforderlich, die gezielte Drainage des Kondensats kann jedoch eher auf gut benetzenden Bereichen hervorgerufen werden. Im Falle der Verdampfung führt eine schlechte Benetzung besonders bei geringen Wärmestromdichten zur Stabilisierung von Dampfkavitäten und somit zu einer verbesserten Basenbildung, während eine gute Benetzung für eine ausreichende Flüssigkeitszufuhr an der Keimstelle sorgt.

Prinzipiell sind die Benetzungseigenschaften einer Oberfläche sowohl durch ihre physikalische Struktur als auch durch ihre chemische Beschaffenheit (Materialstruktur) beeinflussbar. Ein Maß für die Benetzbarkeit ist mit dem Kontaktwinkel gegeben, welcher bereits in Gleichung (2.12) für eine unstrukturierte ebene Fläche eingeführt wurde. In Abbildung 4.1 links ist der Kontaktwinkel β_0 eines Tropfens auf einer nicht benetzenden, glatten Oberfläche dargestellt. Weist die Oberfläche eine Mikrostruktur auf, sind zwei mögliche Veränderungen der Benetzungscharakteristik denkbar. Nach Wenzel [172] benetzt die Flüssigkeit die feine Struktur vollständig und der Kontaktwinkel verändert sich als Funktion des Verhältnisses von strukturierter zu projizierter Oberfläche zu β_{0W}^* , siehe Abbildung 4.1 Mitte. Cassie und Baxter [25] stellten Gaseinschlüsse zwischen den Strukturen fest, so dass der Tropfen nur auf den Spitzen der Struktur aufliegt, vgl. Abbildung 4.1 rechts. Der Kontaktwinkel β_{0CB}^* kann in Abhängigkeit von der Kontaktfläche der festen und der flüssigen Phase bestimmt werden. Das Verhalten nach Cassie und Baxter kommt auch zum Tragen, wenn die Oberfläche chemische Inhomogenitäten aufweist [50].

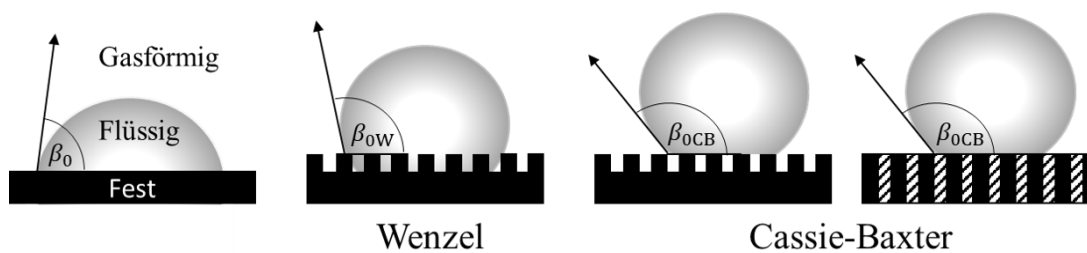


Abbildung 4.1: Benetzungsverhalten auf Oberflächen mit und ohne Mikrostruktur. Links: Tropfen auf glatter Oberfläche; Mitte: Benetzungsverhalten nach Wenzel [172]; rechts: Benetzungsverhalten nach Cassie und Baxter [25]

Welches Benetzungsverhalten sich ausprägt, ist abhängig von Form und Größe der Struktur. Zudem sind auch Mischformen zwischen den beiden Benetzungsarten möglich [50].

Neben der Benetzung hat die Mikrostruktur auch Einfluss auf weitere relevante Mechanismen bei der Wärmeübertragung. Während bei der makroskopischen Betrachtung hauptsächlich Trägheitskräfte das thermohydraulische Verhalten der Zweiphasenströmung bestimmen, haben für charakteristische Längen im Bereich der Kapillarlängen –wie es an Mikrostrukturen der Fall ist– die Oberflächenkräfte den Haupteinfluss. Dies kann z.B. zu abweichenden Strömungsformen führen, wie etwa eine früher einsetzende Propfenströmung oder partielle Austrocknung der Wand [30].

Zur Herstellung von Mikrostrukturen auf technischen Oberflächen werden unterschiedliche Verfahren verwendet. Eine Übersicht der Bearbeitungsverfahren ist in Tabelle 4.1 dargestellt. Die Verfahren unterscheiden sich in ihrer Komplexität, von sehr einfachen Methoden wie dem Sandstrahlen, welches zufällige Strukturen im Mikrometer-Bereich erzeugt, bis hin zu technisch anspruchsvollen, mehrschrittigen Prozessen wie der Fotolithographie, mit welcher definierte Strukturen in der Größenordnung bis zu wenigen Nanometern aufgebracht werden können.

Allgemein kann in umformende, zerspanende, Beschichtungs- und lithographische Verfahren sowie der Laserstrukturierung unterschieden werden. Der 3D-Druck ist als urformendes Fertigungsverfahren keine Oberflächenbearbeitung, jedoch können durch diese Technologie komplexe 3D-Geometrien im Mikro- und Nanometerbereich erstellt werden, die sich prinzipiell auch für Wärmeübertragungs-Anwendungen eignen.

Nicht alle der vorgestellten Strukturierungsverfahren eignen sich für eine Fertigung im großtechnischen Maßstab. Relevante Parameter zur Feststellung der Eignung sind u.a. die zeitliche, mechanische und chemische Beständigkeit sowie die Herstellungsdauer und die Fertigungskosten. Viele Beschichtungen werden über die Zeit abgewaschen und sind daher nicht für einen dauerhaften Einsatz geeignet. Für die lithographischen Methoden ist meist ein Reinraum notwendig, dessen Betrieb zu hohen Kosten führt, außerdem ist häufig die Fläche, die bearbeitet werden kann, begrenzt. Die Möglichkeit, genau definierte Strukturen zu erzeugen, macht diese Verfahren jedoch gut geeignet für wissenschaftliche Untersuchungen, da die Geometrie exakt festgelegt und ihr Einfluss so systematisch untersucht werden kann.

Durch die unterschiedlichen zugrundeliegenden Mechanismen weichen die Auswirkungen mikrostrukturierter Oberflächen auf die Verdampfung von denen bei der Kondensation z.T. ab. Daher wird der Einfluss auf beide Phasenwechselfvorgänge in den folgenden Abschnitten separat diskutiert. In Abschnitt 4.3 werden anschließend bisherige Arbeiten vorgestellt, in denen Mikrostrukturen in Plattenverdampfern und -kondensatoren angewendet und untersucht wurden.

Tabelle 4.1: Fertigungsverfahren für mikrostrukturierte Oberflächen (erweitert nach [8])

Verfahrens- kategorie	Art des Verfahrens	Verfahren	Art und Größe der Strukturierung	Produktions- potential
Zerspanen und Sandstrahlen	Subtraktiv	Sandstrahlen, Schmirgeln	Zufällig angeordnet, regellose Größenverteilung (μm -Bereich)	Hoch (Massenproduktion)
		Drehen, Fräsen	Regelmäßige Anordnung, definierte Größe (μm bis mm)	Mäßig
	Chemische und Elektrochemische Verfahren	Zufällig angeordnet, definierte Größe (10-200 nm)	Mäßig	
Beschichten	Additiv	Sintern	Zufällig angeordnet, komplexe Formen (μm bis mm)	Hoch
		Elektrospraying	Zufällig angeordnet, komplexe Formen, zufällige Größe	Mäßig
		Partikel zu poröser Schicht verkleben	Zufällig angeordnet, definierte Form (1-100 μm)	Hoch
Lithographische Verfahren	Subtraktiv oder Additiv	Fotolithografie	Regelmäßige Strukturen, definierte Form und Größe (nm bis 100 μm)	Gering
		Interferenzlithographie	Regelmäßige Strukturen, definierte Form und Größe (100 nm bis 1 μm)	Gering
Laserstrukturieren	Subtraktiv oder Additiv	Laserstrukturieren	Multiskalige Strukturen bis in den nm-Bereich	Mäßig
Umformen		Walzen	Regelmäßige Strukturen (μm bis mm)	Hoch
Urformen	Additiv	3D-Druck	Multiskalige Strukturen	Mäßig

4.1 KONDENSATION

Die Haupteffekte durch Mikrostrukturen auf die Kondensation bestehen in der gezielten Einflussnahme auf die Benetzungseigenschaften und resultierenden Kapillarkräfte, mit dem Ziel der Förderung von Tropfenkondensation sowie bei Film- und Tropfenkondensation der gezielten

Drainage des Kondensats. Im Folgenden werden beide Effekte vor dem Hintergrund eines optimalen Designs der Strukturen erläutert.

Tropfenkondensation tritt bei geringer Benetzung des Fluids auf der Oberfläche, theoretisch bei Kontaktwinkeln von $\beta_0 > 0^\circ$, tatsächlich eher bei deutlich größeren Kontaktwinkeln von $\beta_0 > 90^\circ$ auf, vgl. Abschnitt 2.2. Die Bildung der Tropfen erfolgt an Keimstellen. Anschließend wächst der Tropfen durch Kondensation an der Dampf-Flüssig-Phasengrenze oder durch Koaleszenz mit benachbarten Tropfen an. Ist eine bestimmte Größe erreicht, wird der Tropfen von der Strömung der Gasphase mitgerissen oder fließt bei vertikalen oder geneigten Flächen durch die Schwerkraft nach unten ab. Zwischen dem kleinsten und dem größten Tropfen auf einer Oberfläche können Größenordnungen von bis zu 10^6 liegen (von wenigen nm bis in den Millimeter-Bereich) [8]. Dies ist folglich auch der Größenbereich, in dem die Strukturen einer optimalen Oberfläche liegen, um auf die Tropfen einzuwirken.

In Abbildung 4.2 sind die Wärmeübergangswiderstände und die übertragene relative Wärmestromdichte über dem Tropfenradius für die jeweiligen Schritte während der Tropfenkondensation aufgetragen.

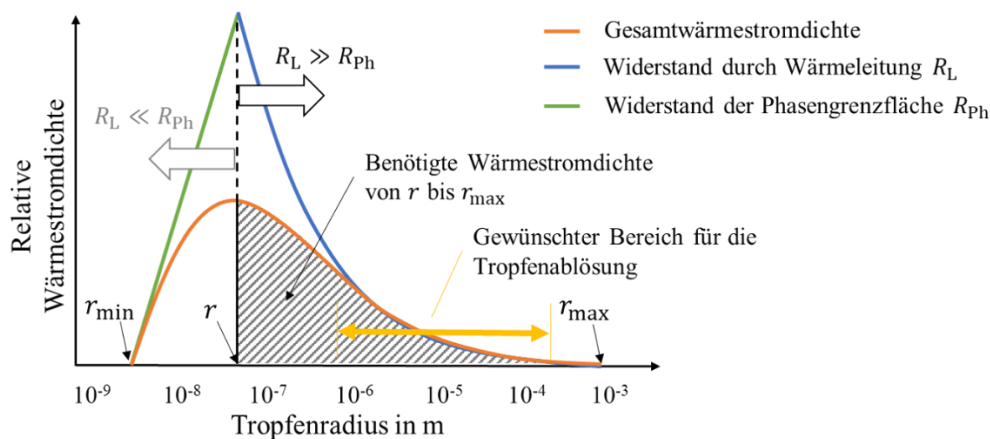


Abbildung 4.2: Relative Wärmestromdichte über dem Tropfenradius (modifiziert nach [22] und [8])

Bei kleinen Radien ist der Wärmeübergang durch den Widerstand an der Gas-Flüssig-Phasengrenzfläche limitiert. Für größere Radien ist der Wärmeübergangswiderstand durch die Wärmeleitung durch den Tropfen bestimmt. Am Übergang zwischen diesen beiden Bereichen ist die relative Wärmestromdichte maximal und nimmt mit weiterem Tropfenwachstum ab [22]. Eine für den Wärmeübergang optimierte Oberfläche sollte daher das Abfließen der Tropfen ab einer bestimmten Größe begünstigen [8].

Übersteigt die Tropfenwachstumsrate die Menge an abfließendem Kondensat oder nimmt die Keimstellendichte stark zu, sodass sich die Tropfen von benachbarten Keimstellen zu einem Film zusammenschließen (z.B. bei hohen Wärmestromdichten bzw. steigender treibender Temperaturdifferenz), geht die Tropfenkondensation in eine Filmkondensation über.

Bei der Filmkondensation ist ein möglichst dünner Film erwünscht, da so der Wärmeleitwiderstand durch den Film minimal gehalten wird. Daher muss das anfallende Kondensat möglichst schnell abfließen, was durch eine entsprechende Oberflächengestaltung unterstützt werden kann. Durch Mikrostrukturen können Kapillarkräfte verstärkt werden, die eine gezielte Ableitung des Kondensats bewirken. Die Strukturen stellen jedoch auch Strömungshindernisse dar und führen zu höheren Reibungskräften. Dies führt im schlimmsten Fall zum Fluten der Strukturen, wodurch ihre Wirksamkeit aufgehoben wird. Um ein Fluten zu vermeiden, sollte die Strukturhöhe größer als die Kondensatfilmdicke sein [145].

Aus dem Bereich der Rippenrohre sind die Vorteile einer gezielten Drainage bekannt. Gregorig [55] stellte fest, dass die Krümmung der Kondensatoberfläche entlang einer rippenähnlichen Geometrie durch die Oberflächenspannung einen Druckgradienten im Film bewirkt. Dieser führt zu einer Kondensatansammlung im Bereich des Rippenfußes und einer Ausdünnung des Films an der Rippenflanke. Durch gezieltes Rippen-Design kann dieser Effekt noch verstärkt werden. So ist auch eine Einbindung von Mikrostrukturen auf der Rippenoberfläche denkbar, um die Oberflächeneigenschaften und die wirkenden Kräfte weiter zu beeinflussen [178], [8].

4.2 VERDAMPFUNG

Der Einsatz von Mikrostrukturen in Verdampfungsprozessen hat zum einen eine Verbesserung der Blasenbildung zum Ziel, um möglichst hohe Wärmeübergangskoeffizienten zu erreichen, zum anderen soll kritischen Wärmestromdichte maximiert werden, um das Eintreten von Filmsieden möglichst hinauszuzögern.

Wie bereits in Abschnitt 2.3 erläutert, erleichtern Kavitäten die Blasenbildung durch die während der Benetzung der Oberfläche in ihnen verbleibenden Dampfeinschlüsse, vgl. Abbildung 2.4. Die für die Blasenbildung notwendige Überhitzung ist dadurch im Vergleich zur vollständig benetzten Oberfläche an einer solchen Keimstelle deutlich herabgesetzt. Ein Ansatz im Zuge des optimalen Oberflächendesigns besteht daher darin, die Form und Größe solcher Kavitäten so zu gestalten, dass möglichst viele aktive Keimstellen generiert werden. Als aktiv bezeichnet man dabei die Keimstellen, an denen Blasen gebildet werden. Daneben existieren nach Bankoff [13] auch *schlummernde* Keimstellen, die zwar einen Dampfeinschluss enthalten, an denen jedoch keine Blasenbildung stattfindet, und *erloschene* oder geflutete Keimstellen, die vollständig mit Flüssigkeit gefüllt sind und daher keine Herabsetzung der zur Blasenbildung notwendigen Überhitzung bewirken. *Schlummernde* Keimstellen können aktiviert werden, wenn die Überhitzung ansteigt. Wann dies passiert, hängt neben der Überhitzung von der Geometrie der Keimstelle und dem vorherrschenden Druck ab. Mit steigender Überhitzung werden immer mehr Keimstellen einer Oberfläche aktiviert.

Der Zusammenhang von Blasenbildung und Benetzbarkeit ist abhängig von den jeweiligen Betriebsbedingungen, besonders von der aufgeprägten Wärmestromdichte. So führt für kleine Wärmestromdichten eine geringere Benetzbarkeit der Wand zu höheren Wärmeübergangskoeffizienten, während bei hohen Wärmestromdichten eine gute Benetzung vorteilhaft für den Wärmeübergang ist [8]. Ausschlaggebend ist hierbei, dass für geringe Benetzbarkeiten die Keimstellen bereits bei geringerer Überhitzung aktiviert werden, der Blasenabriss jedoch stark verzögert ist, sodass die Blasen bei hohen Wärmestromdichten zu einem Film zusammenwachsen und es zur Austrocknung der Heizfläche kommt [133], [137]. Für eine Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte ist daher eine bessere Benetzbarkeit der Heizfläche von Vorteil.

Nicht nur durch die Anpassung der Benetzbarkeit können Mikrostrukturen den Wärmeübergang beeinflussen. Besonders hohe Strukturen können z.B. durch Rippenkühleffekte den Wärmeübergang zusätzlich verbessern [93]. Auch der Einfluss von Kapillarkräften kann zu einer höheren kritischen Wärmestromdichte beitragen, indem die Kontaktgrenze der Blasen auf der Oberfläche durch die Mikrostruktur aufrechterhalten und so verhindert wird, dass die Oberfläche komplett austrocknet [30], [79].

4.3 ANWENDUNG IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

In einem vor Kurzem erschienenen Übersichtsartikel sondieren Zhang et al. [180] Verbesserungsmöglichkeiten für den Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern. Die Ergebnisse zeigen, dass neben einer kapselförmigen Prägung, der Einsatz von mikro- und nanostrukturierten Oberflächen sowie mikro- und nanoporösen Schichten die vielversprechendsten Ansätze darstellen. Die verschiedenen Methoden wurden dabei anhand eines PEC (*performance evaluation criterion*) nach Bergles et al. [16] bewertet, in das sowohl das Verhältnis der Nußelt-Zahlen als auch das der Druckverlustbeiwerte von verbessertem sowie Referenz-Wärmeübertrager eingeht. Es wurde also neben der Verbesserung des Wärmeübergangs auch eine mögliche Erhöhung der Betriebskosten durch eine höhere erforderliche Pumpenleistung berücksichtigt.

Trotz ihres Potentials finden sich bisher nur wenige Arbeiten zum Einsatz von mikrostrukturierten Oberflächen in Plattenwärmeübertragern, welche im Folgenden vorgestellt werden.

Longo et al. [102] untersuchten den Einfluss verschiedener Oberflächenstrukturen bei der Verdampfung und Kondensation von R22 im Plattenwärmeübertrager. Alle untersuchten Platten wiesen eine makroskopische Winkel-Wellen-Prägung derselben Geometrie auf. Zusätzlich wurde die Oberfläche bei einigen Testplatten aufgeraut, bei den anderen Platten wurden sich kreuzende Mikro-Rillen in die Oberfläche eingebracht (*cross-grooved surface*). Der Vergleich mit den Ergebnissen der nicht bearbeiteten Winkel-Wellen-Platte zeigte bei der Verdampfung eine Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten um 30-40% für beide Strukturierungen. Der Druckverlust war mit der

Mikro-Rillen-Struktur im Mittel 15% höher als bei der Referenz-Platte, die raue Oberfläche führte zu einer mittleren Erhöhung von etwa 30%. Bei der Kondensation war eine Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten um 50-60% für die Mikro-Rillen-Struktur messbar, während die Aufrauung keine signifikante Änderung beim Wärmeübergang im Vergleich zur unbearbeiteten Platte ergab. Die Ergebnisse zum Druckverlust ergaben eine mittlere Steigerung des Druckverlusts für die gerillte Oberfläche um 30% und eine Verdopplung im Vergleich zur Referenzmessung für die raue Platte. Die Verbesserungen des Wärmeübergangs durch die Mikro-Rillen liegen mit bis zu 60% deutlich oberhalb des Effekts durch die reine Vergrößerung der Oberfläche (etwa +20%). Dies verdeutlicht das Potential regelmäßiger Strukturen, auch gegenüber einer erhöhten Rauigkeit.

Furberg et al. [47] untersuchten die Verdampfung von R134a in einem industriellen Plattenwärmeübertrager für zwei verschiedene Platten. Zum einen verwendeten sie herkömmliche Edelstahl-Platten, zum anderen brachten sie auf diese Platten durch Galvanisierung eine mikroporöse Kupferschicht auf. In ihren Experimenten stellten sie eine maximale Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten um den Faktor Zehn fest, wodurch sich auch der Wärmedurchgangskoeffizient verdoppelte.

Tamura et al. [154] verwendeten Titanplatten mit einer gewalzten Mikrostruktur jedoch ohne weitere Prägung um den Wärmeübergang bei der Verdampfung und Kondensation von R134a zu untersuchen. Bei der Verdampfung bestand die Mikrostruktur aus ovalen Erhebungen (*polka-dots*), wobei verschiedene Höhen der Struktur untersucht wurden. Mit der größten Höhe von 22,5 μm konnte der Wärmedurchgangskoeffizient um 20% im Vergleich zur glatten Platten gesteigert werden. Die von Tamura et al. verwendete Strukturierung ist identisch mit der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strukturierung, jedoch wurden die hier betrachteten Platten im Anschluss in die Winkel-Wellen-Form geprägt. Eine detaillierte Beschreibung der Strukturierung findet sich in Abschnitt 5.1. Bei der Kondensation untersuchten Tamura et al. [154] zusätzlich noch eine weitere Struktur, bei der während des Walzprozesses fischgrätförmig kleine Rillen in die Oberfläche eingebracht wurden. Mit dieser Struktur konnte der Wärmedurchgangskoeffizient um 20% gesteigert werden, während die *polka-dot*-Struktur bei der Kondensation zu einer Erhöhung von 5% führte.

Eine weitere Studie zum Einfluss der Rauheit bei der Kondensation in einem Plattenwärmeübertrager stammt von Soontarapiromsook et al. [148]. Mittels Sandstrahlen wurden zwei verschiedene Rauheiten der gewellten Platten eingestellt. Es wurde eine Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten und des Druckverlusts mit zunehmender Rauheit von bis zu 44% bzw. 30% festgestellt. Zur weiteren Beurteilung der Güte der Oberflächenbehandlung wurde die Leistungsfähigkeit unter Berücksichtigung von Wärmeübergangskoeffizient und Druckverlust der verschiedenen Platten im Wärmeübertrager verglichen. Dabei konnte eine Verbesserung der für Dampfgehalte kleiner als 0,6 festgestellt werden. Für die beiden sandgestrahlten Platten lag die Änderung der Leistungsfähigkeit im Vergleich zur unbehandelten Platte in einem ähnlichen Bereich.

Von Nilpueng und Wongwises [122], [123] sowie Wajs und Mikielewicz [167], [168] wurde zudem der Einfluss der Rauheit und von porösen Strukturen auf den einphasigen Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern untersucht. Dabei wurde überwiegend eine Erhöhung des Wärmeübergangs und Druckverlusts bei aufgerauter oder poröser Oberfläche festgestellt, welche jedoch stark von den jeweiligen Betriebsbedingungen abhängt.

5 VISUALISIERUNG DER VERDAMPFUNG IM PLATTENSALT

Die Blasenbildung stellt bei der Verdampfung einen wesentlichen Mechanismus zur Beeinflussung des Wärmeübergangs dar. Ein möglichst frühes Einsetzen von Blasensieden ist dabei für hohe Wärmeübergangskoeffizienten wünschenswert. Durch die komplexe Strömung im Plattenspalt kann sich die Charakteristik der Blasenbildung lokal stark unterscheiden, sodass eine Vorhersage erschwert wird. Auch der Effekt von Mikrostrukturierungen auf der Wärmeübertragungsfläche ist durch die komplexen Zusammenhänge schwierig zu prognostizieren. Die visuelle Analyse der Verdampfung bietet hier eine gute Möglichkeit, die Charakteristik von Blasenbildung und Strömungsformen sowie den Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit zu untersuchen.

Die zweiphasigen Strömungsformen im Plattenspalt sind zudem, wie in Abschnitt 3.4 erläutert, häufig nur für adiabate Strömungen bekannt. Die Temperaturunterschiede entlang des Spaltquerschnitts bei einer Strömung mit Wärmeübergang führen jedoch zu einer Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht. Daher können für adiabate und diabate Strömungen auch bei sonst gleichbleibenden globalen Strömungsparametern wie Massenstromdichte und Dampfgehalt Unterschiede in den Strömungsformen auftreten [12].

Um das Zusammenspiel von Blasenbildung, Strömungsform und Oberflächenbeschaffenheit zu charakterisieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Verdampfung im Plattenspalt experimentell untersucht. Der verwendete Versuchsaufbau sowie die untersuchten Platten werden in Abschnitt 5.1 vorgestellt. Anschließend erfolgt die Erläuterung der Auswertungsmethodik erläutert sowie die Darstellung der Ergebnisse. Neben den visuellen Untersuchungen wurde auch eine thermodynamische Bilanzierung des Versuchs-Wärmeübertragers sowie die Bestimmung der Druckverluste für die verschiedene Testplatten durchgeführt. Eine physikalische Einordnung der Ergebnisse kann mit Hilfe der Randwinkelmessungen des Arbeitsfluids auf den verschiedenen untersuchten Oberflächen erfolgen, welche in Abschnitt 5.2.1 erläutert werden.

5.1 EXPERIMENTELLER AUFBAU

Für die Visualisierung der Verdampfung im Plattenspalt wurde in Zusammenarbeit mit der Kelvion PHE GmbH ein Versuchs-Plattenwärmeübertrager entwickelt und angefertigt, s. Abbildung 5.1. Rahmen und Verteilervorrichtungen des Wärmeübertragers sind aus Aluminium gefertigt. In Abbildung 5.1 links ist der Aufbau des Versuchs-Wärmeübertragers dargestellt. In den Rahmen wird zunächst eine Winkelwellenplatte eingelegt, die den hinteren Spalt rückseitig begrenzt. Anschließend wird die zu untersuchende Testplatte eingesetzt, welche den hinteren Heizspalt vom vorderen Spalt trennt. Der vordere Spalt, in dem das Kältemittel verdampft, wird vorn durch die transparente Front-

platte begrenzt. Sie wird über einen Spannrahmen auf die anderen Platten und den Rahmen angepresst. Zur Abdichtung der Spalte sind O-Ringe in umlaufende Nuten eingebracht, welche die Spalte über die durch den Spannrahmen aufgebrachte Kraft untereinander und zur Umgebung abdichten.

Für die Herstellung der transparenten Frontplatte wurde zunächst eine Roh-Platte aus dem Polyurethan-Gießharz Crystal Clear 204/2 der Firma KauPo Plankenhorn e.K. gegossen. Anschließend wurde durch Fräsen einseitig die Winkel-Wellen-Geometrie detailliert in die Platte eingebracht. Um die optische Transparenz zu erreichen, wird die gefräste Platte schließlich poliert.

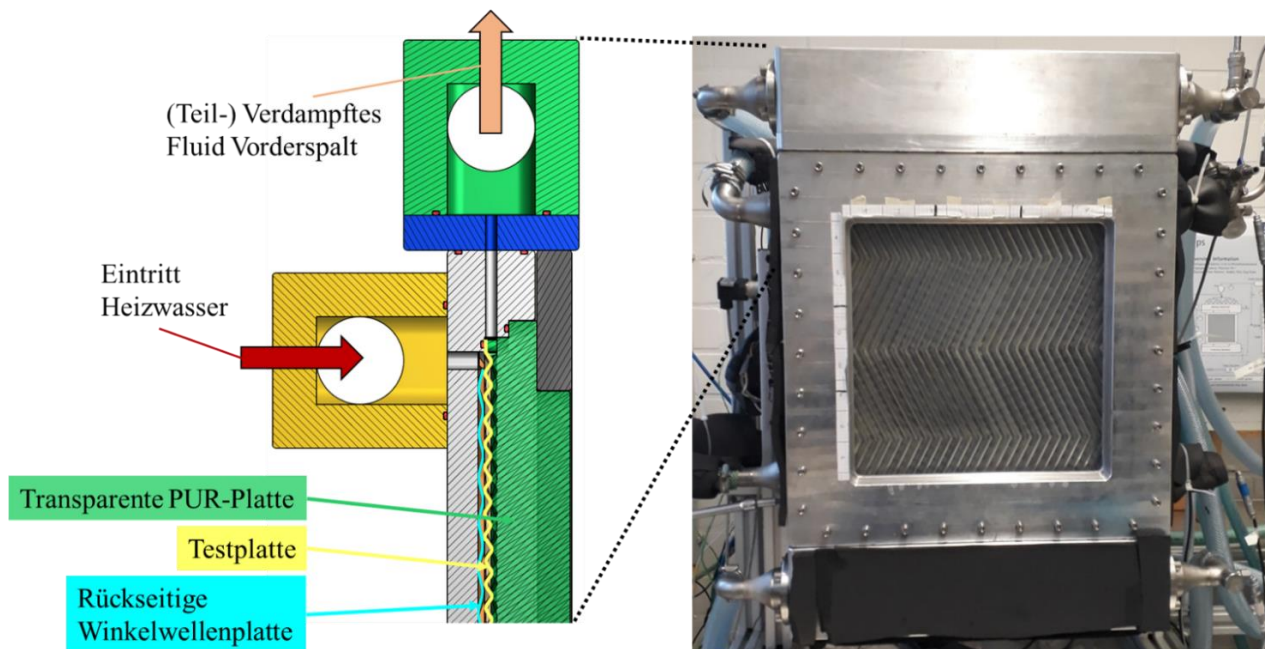


Abbildung 5.1: Versuchs-Plattenwärmeübertrager mit transparenter Frontplatte

5.1.1 Versuchsanlage

Der Betrieb des Versuchs-Plattenwärmeübertragers erfolgt mit Wasser als Heizfluid und dem Kältemittel R365mfc (1,1,1,3,3-Pentafluorbutan), welches im optisch zugänglichen Spalt verdampft. Wesentliche Stoffdaten des Kältemittels sind in Anhang 9.1 zusammengefasst. Die Versuchsanlage ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt. Das Wasser wird über eine Pumpe aus einem zur Umgebung offenen Speichertank in den Kreislauf gefördert, die Einstellung des Massenstroms erfolgt dabei über ein Regelventil. Mit einem Coriolis-Durchflussmesser wird der Massenstrom des Wassers bestimmt. In einem vorgeschalteten Wärmeübertrager wird die Temperatur des Wassers am Eintritt in den Versuchs-Wärmeübertrager eingestellt. Zwei Pt100-Widerstandsthermometer bestimmen die Temperaturen am Ein- und Austritt des Wasserspalts.

Das R365mfc befindet sich in einem temperierten Tank im Sättigungszustand. Vom unteren Anschluss des Tanks wird das flüssige Kältemittel über eine regelbare Pumpe in den Versuchsspalt gefördert. Nach der teilweisen Verdampfung im Spalt wird das zweiphasige R365mfc zurück in den Tank geleitet. Pt100-Temperatursensoren am Spaltein- und -austritt sowie im Tank messen die

Temperaturen im Kreislauf. Zudem wird der Druck am Austritt des Verdampferspalts sowie die Druckdifferenz über den Spalt bestimmt.

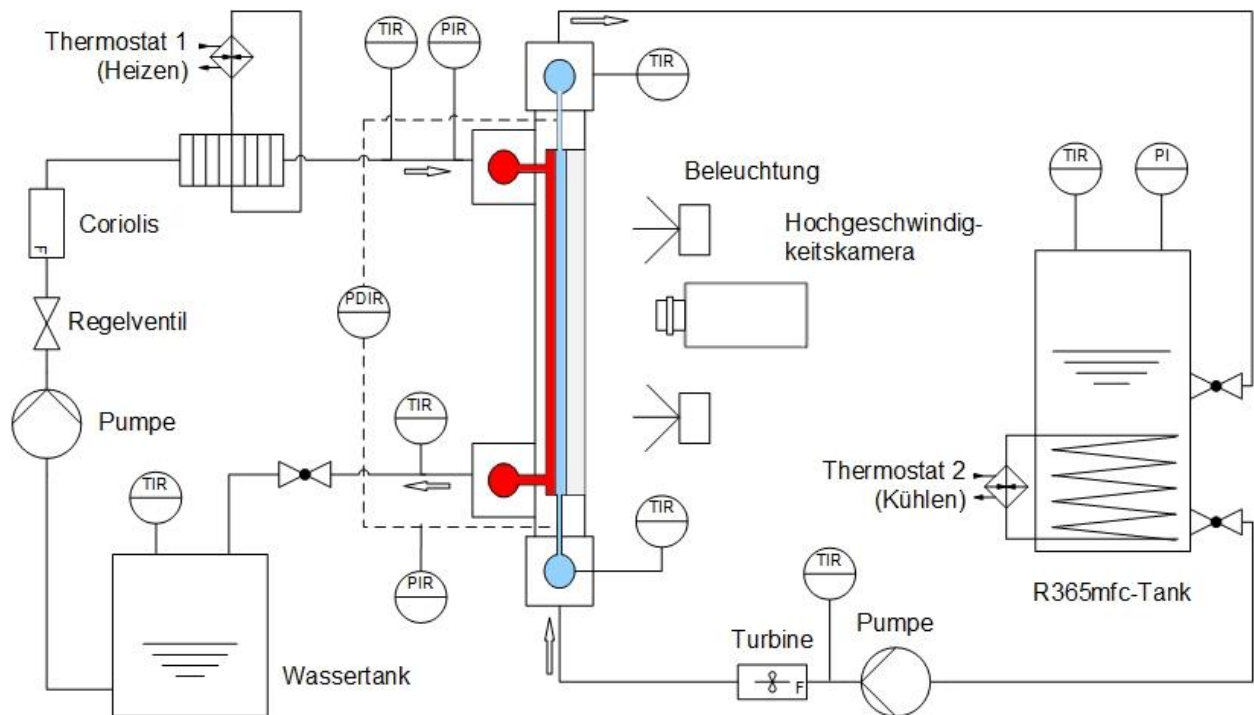


Abbildung 5.2: Fließschema des Versuchsaufbaus zur Visualisierung der Verdampfung im Plattenspalt

Zur Erfassung der Zweiphasen-Strömung während der Verdampfung werden Videos mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Die verwendete Kamera vom Typ Phantom v5.1 der Firma Vision Research Ltd. verfügt über einen 8-bit CMOS-Sensor mit einer Auflösung von 1024 x 1024 Pixeln. Bei voller Auflösung beträgt die maximale Bildrate 1200 Bilder pro Sekunde. Sechs Hochleistungs-LED-Module stellen eine gleichmäßige Ausleuchtung des Spaltes sicher.

Im Unterschied zu einem herkömmlichen Plattenwärmeübertrager erfolgt die Wärmeübertragung im Versuchsspalt nur einseitig, und zwar über die hintere Testplatte. Dies muss bei einer Übertragung der Ergebnisse auf herkömmliche Plattenwärmeübertrager berücksichtigt werden. Die Methode ist dennoch geeignet, um mögliche Strömungsformen zu charakterisieren und vor allem Vergleiche zwischen den verschiedenen Testplatten anzustellen. Es wird jedoch erwartet, dass das Einsetzen der jeweiligen Strömungsformen im Vergleich zum Plattenspalt mit beidseitiger Wärmeübertragung zu (leicht) unterschiedlichen Betriebsbedingungen erfolgt.

5.1.2 Untersuchte Testplatten

Alle untersuchten Testplatten weisen die gleiche Winkelwellen-Prägung auf, deren geometrische Parameter in Tabelle 5.1 zusammengefasst sind. Die Prägeparameter und der Werkstoff stimmen zudem auch mit denen der im Kompressionskältekreislauf untersuchten Plattenkassetten (vgl. Kapitel 6) überein. Die Referenzplatte besteht aus industriell gewalzten Titanblech, mit einer mittleren Rauheit von $R_a = 3,3 \mu\text{m}$. Zusätzlich werden im Visualisierungsspalt zwei Winkelwellen-Platten mit

Tabelle 5.1: Geometrische Parameter und Stoffdaten der verwendeten Platten

Versuchsstand	Visualisierungs- spalt	Kompressionskälte- kreislauf
Prägetiefe b	3,2 mm	
Wellenlänge λ	12 mm	
Plattendicke s	0,6 mm	
Prägungswinkel φ	27°/63°	
Flächenvergrößerungsfaktor Φ	1,159	
Wellenzahl X	0,838	
Hydraulischer Durchmesser d_h	5,522 mm	
Länge des Prägungsmusters L_P	380 mm	720 mm
Breite des Prägungsmusters B_P	380 mm	486 mm
Gesamtlänge der Platte L_{tot}	400 mm	1325 mm
Werkstoff	Titan Grade 1 (3.7025)	
Dichte ρ	4510 kg/m ³	
Wärmeleitfähigkeit λ	21 W/(m·K)	
Spezifische Wärmekapazität c	520 J/(kg·K)	

unterschiedlich strukturierter Oberfläche untersucht. Dabei ist jeweils stets nur die Seite der Platte strukturiert, auf welcher die Verdampfung stattfindet. Die Seite, die mit dem Heizfluid Wasser in Kontakt kommt, besitzt die gleiche Oberflächenbeschaffenheit wie die Referenzplatte.

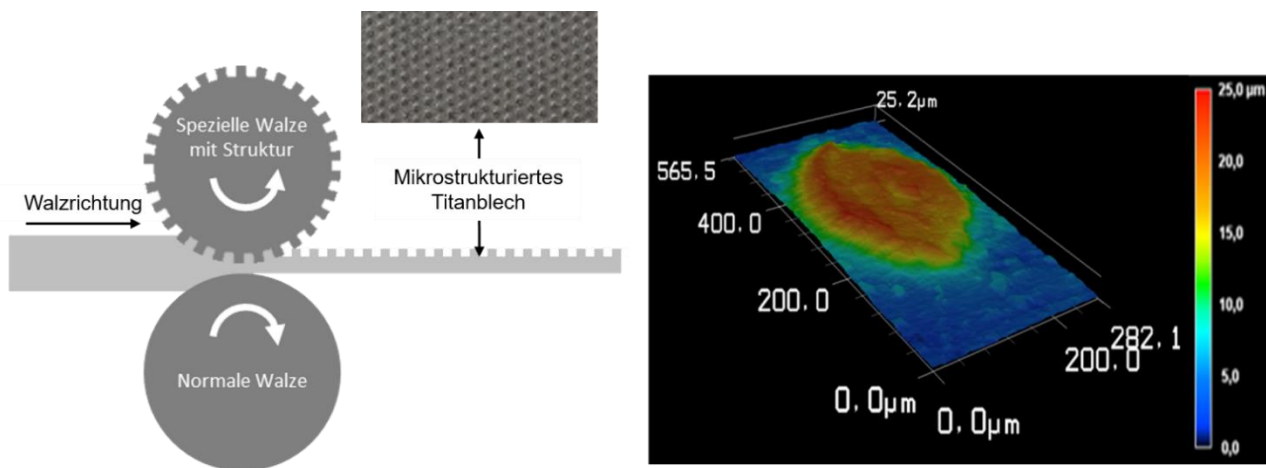


Abbildung 5.3: links: Walzvorgang mit Aufbringen der Mikrostruktur (modifiziert nach [154]); rechts: Lasermikroskopaufnahme einer Erhöhung der resultierenden Struktur (Dank an das Institut für Werkstoffkunde für die Durchführung und das Zurverfügungstellen dieser Aufnahme)

Gewalzte Struktur

Die gewalzte Struktur wird bereits während des Umformens in das Blech, vor dessen Wellenprägung, eingebracht. Dabei wird dem Walzvorgang eine spezielle Walze als zusätzlicher Schritt hinzugefügt, welche die entsprechende Struktur in das Blech einprägt, s. Abbildung 5.3 links.

Die resultierende Strukturierung besteht aus ovalen Erhebungen mit einer Höhe von etwa 25 μm . In Abbildung 5.3 ist die Lasermikroskopaufnahme einer solchen Erhöhung mit ihren Abmaßen dargestellt. Die Herstellung einer Winkelwellen-Platte erfolgt im Anschluss durch Prägen des Bleches in einer Presse. Dabei bleibt die gewalzte Mikrostruktur auf dem Wellenberg und an den Wellenflanken erhalten, im Bereich des Wellentals wirkt während des Umformens in der Presse die größte Kraft, sodass die Struktur hier eingedrückt wird, s. Abbildung 5.4.

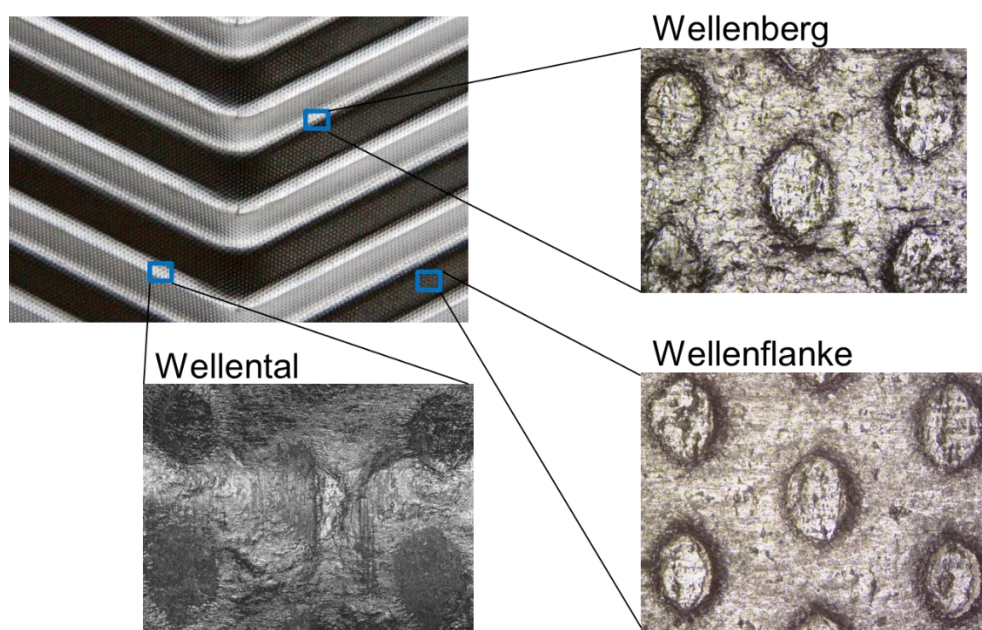


Abbildung 5.4: Mikroskopaufnahmen der gewalzten Mikrostruktur nach der Prägung des Winkelwellen-Musters

Laserstruktur

Die Laserstruktur wird nach der Prägung der Platte auf die Winkelwellen-Geometrie aufgebracht. Die Strukturierung erfolgt mit dem Femtosekunden-Laser AMPHOS 400 Yb:YAG am Fraunhofer Heinrich-Hertz-Institut in Goslar. Dabei handelt es sich um einen gepulsten Laser mit einer Repetitionsrate von 1 MHz, wobei die Dauer der Lichtimpulse 750 fs beträgt. Der Laser emittiert im Infrarot-Bereich, bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Durch die Bearbeitung mit solch kurzen Pulsen wird die Beanspruchung des Materials zum Beispiel durch thermische Einflüsse oder lokales Aufschmelzen minimal. Gefügeveränderungen oder thermische Spannungen bleiben so auf einen minimalen Bereich von wenigen Nanometern begrenzt [89].

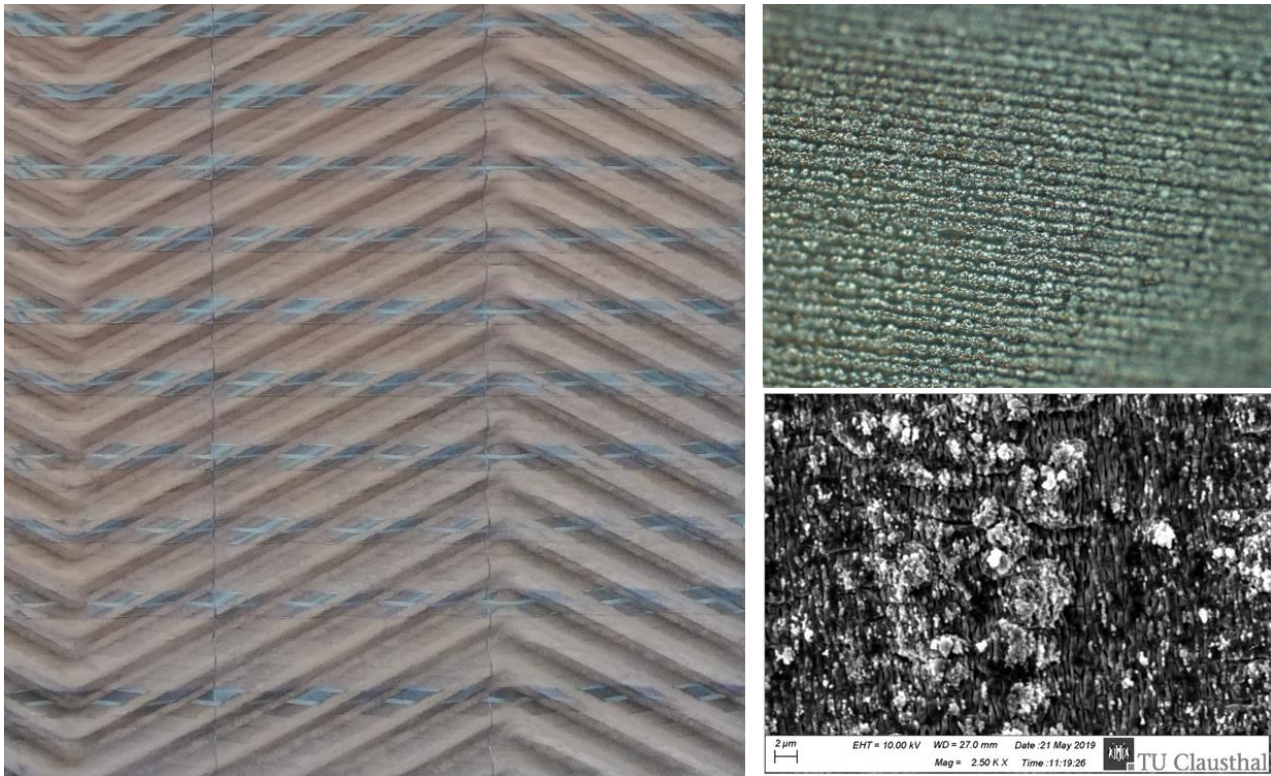


Abbildung 5.5: rechts: laserstrukturierte Platte; links oben: Laserstruktur im Lichtmikroskop, 50-fache Vergrößerung; links unten: REM-Aufnahme der Laserstruktur (Dank an das Forschungszentrum Energiespeichertechnologien der TU Clausthal für die Durchführung und das Zurverfügungstellen dieser Aufnahme)

Bei der Bearbeitung wird der Laserstrahl über optische Strahlteiler in mehrere Strahlen aufgeteilt, welche parallel über die Platte geführt werden, was die Bearbeitungsdauer deutlich verkürzt. Die so erhaltene Strukturierung ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die grauen Streifen auf dem Foto der strukturierten Platte (Abbildung 5.5 links) resultieren aus einer Überlappung der mit den parallelen Laser-Strahlen bearbeiteten Bereiche. In Abbildung 5.5 rechts oben ist eine Lasermikroskopaufnahme der laserstrukturierten Platte in 50-facher Vergrößerung dargestellt. Eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer mit denselben Parametern strukturierten Titan-Probe zeigt Abbildung 5.5 rechts unten. Bei beiden Aufnahmen werden die charakteristischen Formen deutlich, die durch die Laserbearbeitung auf der Oberfläche entstehen.

5.2 AUSWERTUNGSMETHODIK UND ERGEBNISSE

Im Folgenden werden die an der Visualisierungs-Anlage mit den verschiedenen Platten erhaltenen Ergebnisse vorgestellt und verglichen. Zur besseren Einordnung der Vorgänge werden zunächst die Ergebnisse der durchgeführten Randwinkelmessungen präsentiert. Im Anschluss erfolgt die Darstellung der Ergebnisse zur Visualisierung der Strömung im Verdampfer-Spalt. Außerdem werden die Ergebnisse der thermodynamischen Bilanzierung für die verschiedenen untersuchten

Platten gegenübergestellt. Abschließend werden die experimentell ermittelten einphasigen Druckverluste während der Verdampfung im Spalt präsentiert.

5.2.1 Randwinkelmessungen

Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse der Visualisierungsanlage auf herkömmliche Plattenwärmeübertrager zu beurteilen, ist die Kenntnis der Benetzungseigenschaften des Kältemittels auf den verschiedenen Oberflächen und Materialien notwendig. Dafür wurden bereits von Grabenstein [52] Messungen des Randwinkels des Kältemittels auf verschiedenen Materialien durchgeführt. Die Messungen ergaben Randwinkel von R365mfc unter Luftatmosphäre im Bereich von 15° bis 20° für Polyurethan und den Edelstahl 1.4404 in den verschiedenen Oberflächengüten 2R und 2B [52]. Die Benetzungseigenschaften des transparenten Polyurethans können daher als vergleichbar mit den Benetzungseigenschaften des herkömmlichen Plattenmaterials Edelstahl angenommen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden erneut Randwinkelmessungen für die zusätzlichen Materialien und Oberflächenbeschaffenheiten durchgeführt. Die Messungen erfolgten am Institut für Nichtmetallische Werkstoffe der TU Clausthal mit dem optischen Randwinkelmessgerät OCA 15 der Firma DataPhysics Instruments GmbH. Um den Kontaktwinkel zu bestimmen, wird über eine Dosiernadel ein definierter Flüssigkeitstropfen auf die Testoberfläche aufgebracht. Eine LED-Beleuchtung sorgt für eine gleichmäßige Ausleuchtung des Tropfens. Mit einer gegenüberliegenden Kamera wird der Tropfen aufgenommen und anschließend mit der Konturanalyse-Software SCA 20 der Kontaktwinkel bestimmt, vgl. Abbildung 2.1. Neben dem in der Versuchsanlage verwendeten Kältemittel R365mfc wird deionisiertes Wasser als zusätzliches Referenzfluid untersucht. Zur Überprüfung der Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen von Grabenstein [52] wird zunächst die Benetzung von Edelstahl 1.4404 untersucht.

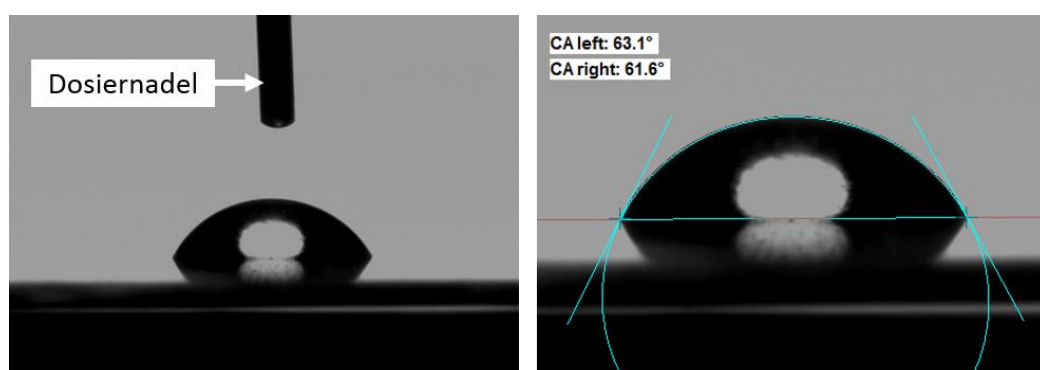


Abbildung 5.6: rechts: Aufgenommener Tropfen mit Dosiernadel, hier: Wasser auf Titan (unstrukturiert); links: Bestimmung des Kontaktwinkels anhand der Konturanalyse (SCA 20)

Anschließend werden die Kontaktwinkel für unstrukturiertes Titanblech (Grade 1) sowie das während des Walzvorgangs strukturierte Titan, wie in Abschnitt 5.1.2 vorgestellt, untersucht. Zur Bestimmung der Kontaktwinkel auf dem laserstrukturierten Titanblech werden neue Proben angefertigt. Eine Probe wird mit dem Laser ohne weitere Optik strukturiert (Einzelspot). Bei der anderen Probe

(Mehrfachspot) wird der Laserstrahl, wie auch bei der Strukturierung der Testplatte (siehe Abschnitt 5.1.2), durch eine Optik auf mehrere Strahlen aufgeteilt und das Blech zeitgleich mit diesen Strahlen bearbeitet. Dadurch wird die Bearbeitungsdauer pro Fläche verkürzt.

Das Tropfenvolumen beträgt für R365mfc 2,5 μl , bei Wasser 3 μl . Die Messungen erfolgten unter Luftatmosphäre bei Umgebungsbedingungen von 20°C und 1,01325 bar.

R365mfc ist bei den gegebenen Umgebungsbedingungen leicht flüchtig. Die Randwinkelmessung wird daher von einer kontinuierlichen Verdunstung des Tropfens überlagert. Um dennoch eine vergleichbare Messung zu realisieren, wird der Kontaktwinkel ab dem Aufsetzen auf der Oberfläche über einen bestimmten Zeitraum in regelmäßigen Abständen gemessen und dann gemittelt.

Die Ergebnisse der Kontaktwinkelmessungen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Dabei ist die angegebene Unsicherheit gleich der Standardabweichung der Messungen. Der Kontaktwinkel des Kältemittels auf Titan ist mit $17,4^\circ \pm 2,2^\circ$ sehr ähnlich zum Kontaktwinkel auf dem unbearbeiteten Edelstahl ($\beta_0 = 17,8^\circ \pm 3,1^\circ$). Letzteres Ergebnis stimmt auch mit den Messungen von Grabenstein [52] überein. Die Benetzungseigenschaften von Titan als Plattenmaterial sind also ebenfalls mit denen des Polyurethans vergleichbar.

Tabelle 5.2: Ergebnisse der Kontaktwinkelmessungen

	R365mfc	Wasser
Titan unstrukturiert	$17,4^\circ \pm 2,2^\circ$	$62,0^\circ \pm 0,8^\circ$
Titan laserstrukturiert (Einfachspot)	$15,8^\circ \pm 2,5^\circ$	$23,7^\circ \pm 0,5^\circ$
Titan laserstrukturiert (Mehrfachspot)	$16,2^\circ \pm 1,9^\circ$	$44,1^\circ \pm 0,6^\circ$
Titan gewalzt strukturiert	$17,2^\circ \pm 3,2^\circ$	$70,0^\circ \pm 0,5^\circ$
Edelstahl unstrukturiert	$17,8^\circ \pm 3,1^\circ$	$71,7^\circ$ [52]

Bei Titan führt eine Laserstrukturierung zu einem leicht verringerten Kontaktwinkel des Kältemittels, die gewalzte Struktur erzeugt keine signifikante Veränderung der Benetzungseigenschaften von R365mfc. Für Wasser tritt eine stärkere Änderung durch die verschiedenen Oberflächenstrukturen des Titans auf. Durch die Laserstrukturierung verringert sich der Kontaktwinkel, verschiedene Einstellungen des Laserimpulses führen dabei zu starken Unterschieden in der Benetzbarkeit. Das gewalzt strukturierte Titanblech weist für Wasser eine schlechtere Benetzbarkeit im Vergleich zum unbearbeiteten Blech auf.

5.2.2 Thermodynamische Bilanzierung/Wärmeübergang

Zur Untersuchung des Einflusses der Oberflächenbeschaffenheit auf die Verdampfung im Plattensalt werden die verschiedenen Testplatten bei identischen Betriebspunkten untersucht. Dafür werden jeweils die Eintrittszustände der beiden Fluide in den Wärmeübertrager eingestellt. Durch die unterschiedlichen Wärmeübertragungseigenschaften für die verschiedenen Testplatten im Spalt ergeben sich daraus je nach Testplatte und Betriebspunkt unterschiedliche Austrittszustände der Fluide.

In Tabelle 5.3 sind die Betriebsparameter für die untersuchten Betriebspunkte zusammengefasst. Wasserseitig sind die Eintrittstemperatur und die Massenstromdichte konstant gehalten. Der Druck ist durch den zur Umgebung offenen Wassertank ebenfalls konstant. Eintrittstemperatur und Sättigungsdruck des Kältemittels werden ebenfalls konstant gehalten, während die Massenstromdichte des Kältemittels im Rahmen dieser Versuchsreihe variiert wurde. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu überprüfen, wurde BP3 im Anschluss an die Versuchsreihe erneut aufgenommen. Bei der laserstrukturierten Testplatte wurde zudem der Betriebspunkt BP5 wiederholt. Zwischen erster und wiederholter Messung lagen etwa 8 Tage.

Tabelle 5.3: Parameter der untersuchten Betriebspunkte bei Variation der Massenstromdichte des Kältemittels

Betriebspunkt	$T_{R365mfc\ ein}$	p^S	G	$T_{Wasser\ ein}$	$G_{Wasser\ ein}$
BP1	28,5°C	81 kPa	35 kg/(s·m ²)	41,7°C	140 kg/(s·m ²)
BP2	28,8°C	80 kPa	58 kg/(s·m ²)	41,7°C	139 kg/(s·m ²)
BP3	28,7°C	79 kPa	85 kg/(s·m ²)	41,5°C	135 kg/(s·m ²)
BP3 reproduziert	28,7°C	77 kPa	85 kg/(s·m ²)	41,5°C	136 kg/(s·m ²)
BP4	28,7°C	78 kPa	109 kg/(s·m ²)	41,6°C	136 kg/(s·m ²)
BP5	28,8°C	81 kPa	136 kg/(s·m ²)	41,6°C	137 kg/(s·m ²)
BP5 reproduziert	30,2°C	77 kPa	138 kg/(s·m ²)	41,5°C	139 kg/(s·m ²)

Anhand der gemessenen Ein- und Austrittstemperaturen und des Massenstroms des Wassers kann unter Annahme eines nach außen adiabaten Wärmeübertragers der übertragene Wärmestrom bestimmt werden:

$$\dot{Q} = \dot{m} c_p W_m (T_{W\ ein} - T_{W\ aus}). \quad (5.1)$$

Die spezifische Wärmekapazität des Wassers wurde für die mittlere Wassertemperatur bestimmt. Die Temperaturänderung des Wassers lag für alle Messpunkte zwischen 1 und 2 K, sodass der durch die Verwendung der mittleren Temperatur resultierende Fehler vernachlässigbar klein ist ($<0,5\%$ für c_p). Mit der Wärmeübertragungsfläche A_P ergibt sich die mittlere Wärmestromdichte zu

$$\dot{q} = \dot{Q} / A_P. \quad (5.2)$$

In Abbildung 5.7 ist die so ermittelte mittlere Wärmestromdichte über der Massenstromdichte des Kältemittels für die verschiedenen Testplatten dargestellt. Für BP3 und BP5 der laserstrukturierten Platte ist neben der Originalmessung auch das Ergebnis der Wiederholungsmessung dargestellt. Die Abweichungen der mittleren Wärmestromdichte bei der Reproduzierung betragen 4,7% und 3,1% für die glatte bzw. gewalzt strukturierte Platte. Die Abweichungen bei der laserstrukturierten Testplatte liegen mit 9,2% und 5,9% für BP3 und BP5 darüber. Einen möglichen Grund hierfür stellt die Alterung der Platte dar. Nach der Strukturierung mit dem Femtosekundenlaser kann es zu chemischen Reaktionen der Platte mit dem umgebenden Medium kommen, die die Eigenschaften der Platte beeinflussen können. Insgesamt ist zudem durch die Inhomogenität der Strukturierung auf der Platte die Standardabweichung der Messgrößen höher als bei den anderen untersuchten Testplatten. Trotz der etwas höheren Abweichungen bei der laserstrukturierten Platte, können die Messungen insgesamt als wiederholbar angesehen werden.

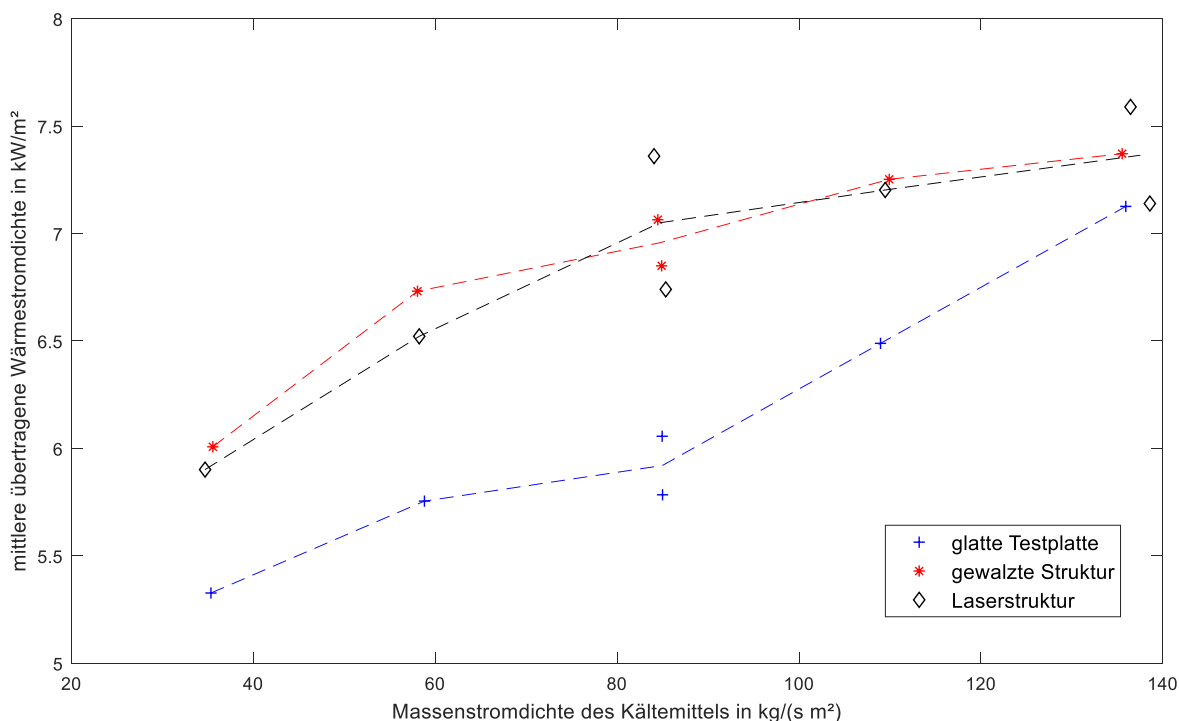


Abbildung 5.7: mittlere Wärmestromdichte über der Massenstromdichte des Kältemittels für die untersuchten Testplatten

Für alle Testplatten ist ein Anstieg der mittleren übertragene Wärmestromdichte mit zunehmender Kältemittel-Massenstromdichte feststellbar. Die Wärmestromdichten der beiden strukturierten

Platten liegen eng beieinander und stets oberhalb der glatten Testplatte. Für hohe Massenstromdichten nähern sich die Verläufe jedoch an, da die Steigung bei beiden Strukturierungen abflacht, während die Wärmestromdichte der glatten Platte mit der Massenstromdichte weiter ansteigt. Für BP1 bis BP4 ist die Wärmestromdichte zwischen 11 und 21% größer für die Platten mit Strukturierung im Vergleich zur glatten Testplatte. Im Mittel über alle Betriebspunkte liegt die Erhöhung der mittleren Wärmestromdichte bei 13% für beide strukturierte Platten.

Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten von R365mfc während der Verdampfung muss zunächst der Anteil des Wärmestroms bestimmt werden, der der Erwärmung des Kältemittels bis zum Sättigungszustand dient. Das Kältemittel tritt zwischen 3 und 5 K unterkühlt in den Spalt ein. Der zur Erwärmung notwendige Wärmestrom berechnet sich anhand der Enthalpie des Kältemittels am Eintritt und im Sättigungszustand zu

$$\dot{Q}_{R365mfc\ 1ph} = \dot{m}_{R365mfc} (h(T_{R365mfc\ ein}, p_{R365mfc\ ein}) - h'(p_{R365mfc}^S)). \quad (5.3)$$

Damit kann auch die Wärmeübertragungsfläche bestimmt werden, die vor Einsetzen der Verdampfung vom Kältemittel überströmt wird:

$$A_{1ph} = \frac{\dot{Q}_{R365mfc\ 1ph}}{k_{1ph} \Delta T_{m\ 1ph}} \quad (5.4)$$

Hierin ist $\Delta T_{m\ 1ph}$ die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz des Wärmeübertragers vom Eintritt des Kältemittels bis zum Erreichen des Sättigungszustandes:

$$\Delta T_{m\ 1ph} = \frac{T_{W\ aus} - T_{R365mfc\ ein} - T_{W\ ein\ 1ph} + T^S(p_{R365mfc})}{\ln\left(\frac{T_{W\ aus} - T_{R365mfc\ ein}}{T_{W\ ein\ 1ph} - T^S(p_{R365mfc})}\right)} \quad (5.5)$$

Die Wassertemperatur an der Stelle der ersten Verdampfung, $T_{W\ ein\ 1ph}$, kann wie in Gleichung (5.1), jedoch mit $\dot{Q}_{R365mfc\ 1ph}$ bestimmt werden. Der Wärmedurchgangskoeffizient im Bereich der einphasigen Strömung beider Fluide, k_{1ph} , ergibt sich mit den nach Martin [114] berechneten (einphasigen) Wärmeübergangskoeffizienten von Wasser und Kältemittel, der Plattendicke s_p sowie der Wärmeleitfähigkeit der Platte λ_p zu:

$$k_{1ph} = \left(\frac{1}{\alpha_W} + \frac{s_p}{\lambda_p} + \frac{1}{\alpha_{R365mfc\ 1ph}} \right)^{-1} \quad (5.6)$$

Mit der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz über den gesamten Apparat

$$\Delta T_m = \frac{T_{W\ aus} - T_{R365mfc\ ein} - T_{W\ ein} + T_{R365mfc\ aus}}{\ln\left(\frac{T_{W\ aus} - T_{R365mfc\ ein}}{T_{W\ ein} + T_{R365mfc\ aus}}\right)} \quad (5.7)$$

kann der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient bestimmt werden:

$$k_m = \frac{\dot{Q}}{A_p \Delta T_m} \quad (5.8)$$

Daraus ergibt sich mit α_W nach Martin [114] der mittlere Wärmeübergangskoeffizient auf der Kältemittel-Seite zu

$$\alpha_{R365mfc} = \left(\frac{1}{k_m} - \frac{1}{\alpha_W} - \frac{s_p}{\lambda_p} \right)^{-1} \quad (5.9)$$

Anhand der Gewichtung über die Flächen kann nun auch der mittlere Wärmeübergangskoeffizient des Kältemittels während der Verdampfung berechnet werden:

$$\alpha_{R365mfc\ 2ph} = \frac{A_P \alpha_{R365mfc} - A_{1ph} \alpha_{R365mfc\ 1ph}}{A_{2ph}} \quad (5.10)$$

Die für die Verdampfung zur Verfügung stehende Wärmeübertragungsfläche berechnet sich als Differenz der Gesamtfläche und der Fläche des einphasigen Bereichs: $A_{2ph} = A_P - A_{1ph}$.

Die Ergebnisse des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von R365mfc während der Verdampfung sind in Abbildung 5.8 für die untersuchten Testplatten über der Massenstromdichte dargestellt. Für BP5 setzt die Verdampfung aufgrund des hohen Kältemittel-Massenstroms erst spät ein, sodass der berechnete Anteil des Wärmestroms im zweiphasigen Bereich sehr klein und z.T. im Bereich der Messunsicherheit liegt. Daher sind die Ergebnisse nur für die Betriebspunkte BP1 bis BP4 dargestellt.

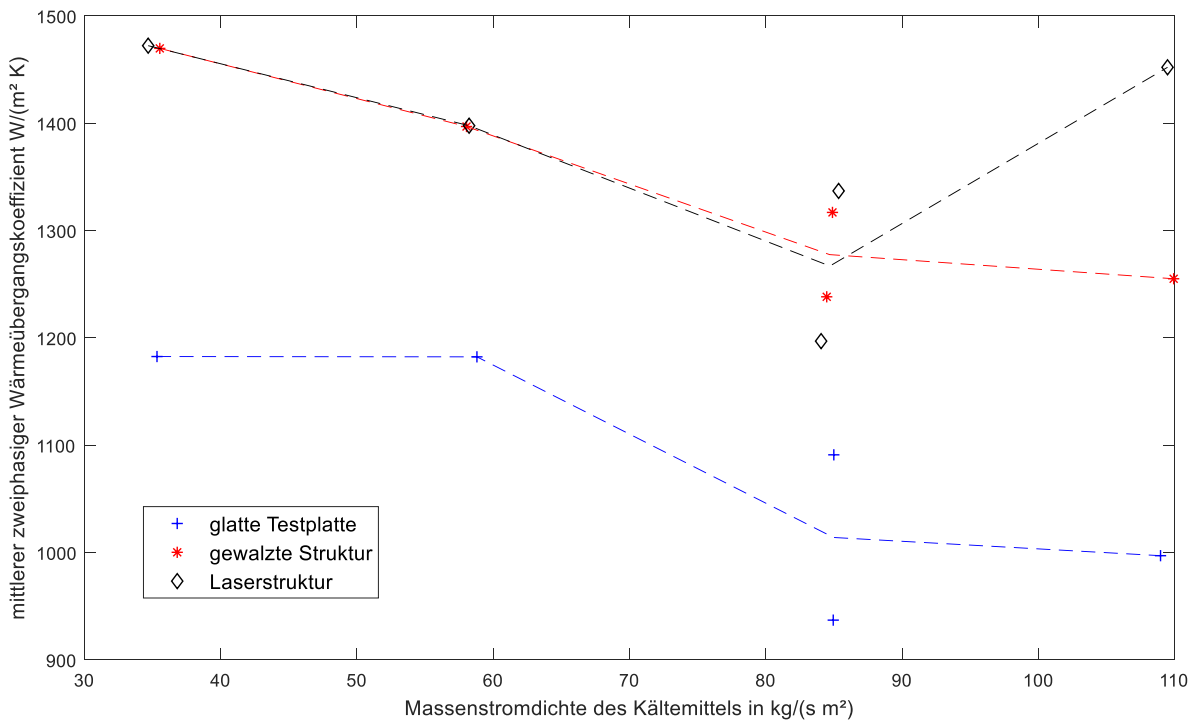


Abbildung 5.8: mittlerer zweiphasiger Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung von R365mfc

Für alle Testplatten sinkt $\alpha_{R365mfc\ 2ph}$ bei steigender Massenstromdichte. Bei der laserstrukturierten Platte steigt der Wärmeübergangskoeffizient zwischen 85 und 109 $kg/(s \cdot m^2)$ wieder an. Bis BP3 liegen die zweiphasigen Wärmeübergangskoeffizienten für die strukturierten Platten sehr dicht

beieinander. Für alle dargestellten Betriebspunkte ergeben sich für die Testplatten mit Strukturierung höhere Wärmeübergangskoeffizienten bei der Verdampfung als bei der glatten Platte. Im Mittel beträgt die Erhöhung von $\alpha_{R365mfc\ 2ph}$ 18% für die gewalzte Struktur und 22% bei der laserstrukturierten Platte.

5.2.3 Visualisierung

Die visuelle Charakterisierung der Strömung während der Verdampfung erfolgt anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der stationären Betriebspunkte. Auf mittlerer Höhe des Versuchsspalts ist während des Betriebs eine Querstrebe angebracht, siehe Abbildung 5.9 links, welche eine gleichmäßige Anpressung der Platten zusätzlich sicherstellt. Ist ein Betriebspunkt erreicht, wird der gesamte Spalt in neun Abschnitte unterteilt aufgenommen, wie in Abbildung 5.9 links dargestellt. So wird eine bessere Auflösung von etwa 205 dpi für den gesamten Spalt gewährleistet. Durch die gemischte Konfiguration der geprägten Platten ist die Kanalgeometrie über den Spalt nicht einheitlich. Die transparente Frontplatte weist wie die hinterste Platte eine weiche Wellung mit einem Prägungswinkel von 27° auf. Der Prägungswinkel der mittleren Testplatte beträgt 63° . Dies entspricht der Konfiguration der Plattenkassetten in der Technikumsanlage (vgl. Kapitel 6). Durch diese Anordnung der Platten zueinander ergeben sich vier verschiedene Anordnungen der sich kreuzenden Wellung von vorderem und hinterem Spalt. Die Grenzen der Bereiche verlaufen jeweils entlang der Spitzen der geprägten Winkel der vorderen und hinteren Platte.

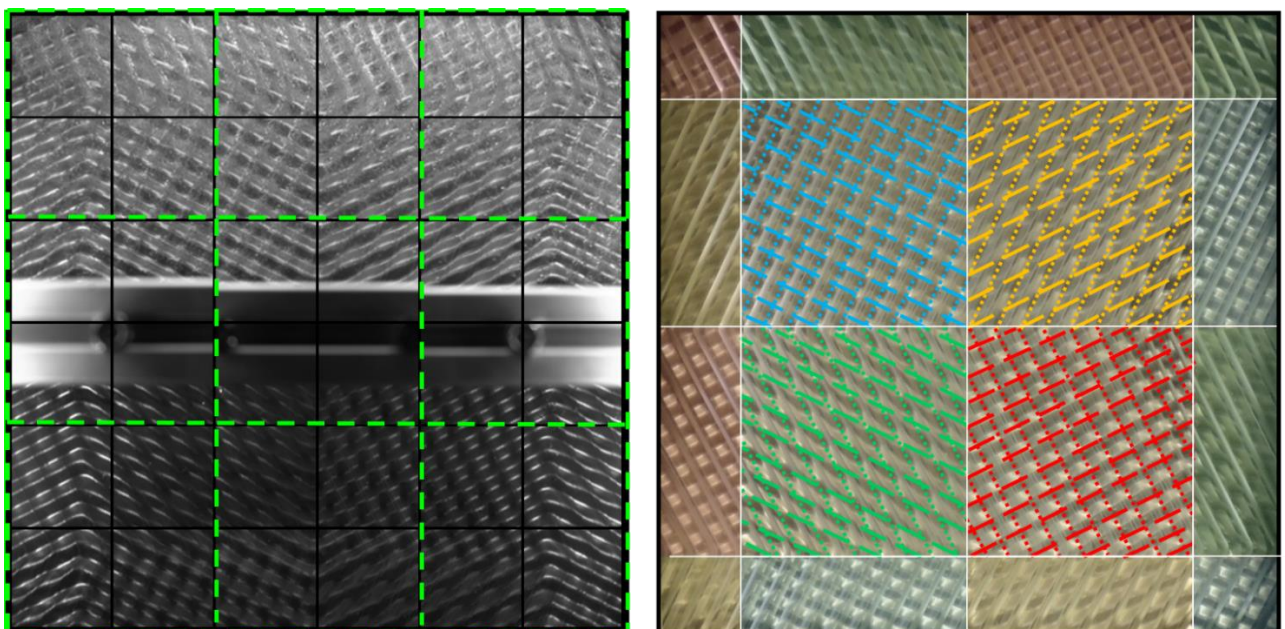
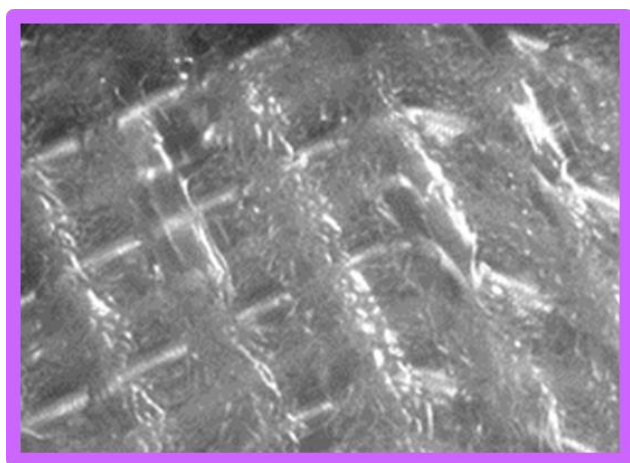


Abbildung 5.9: Links: Aufteilung des Spalts für die Charakterisierung der sich einstellenden Strömungsformen. Der Spalt wird in neun Abschnitte unterteilt aufgenommen, welche mit grün gestrichelten Linien umrandet dargestellt sind. Auf mittlerer Höhe des Wärmeübertragers ist eine zusätzliche Querstrebe zu sehen, welche eine gleichmäßige Anpressung der Platten sicherstellt; Rechts: relative Anordnung der Winkelwellenplatten bei gemischt gewellter Konfiguration

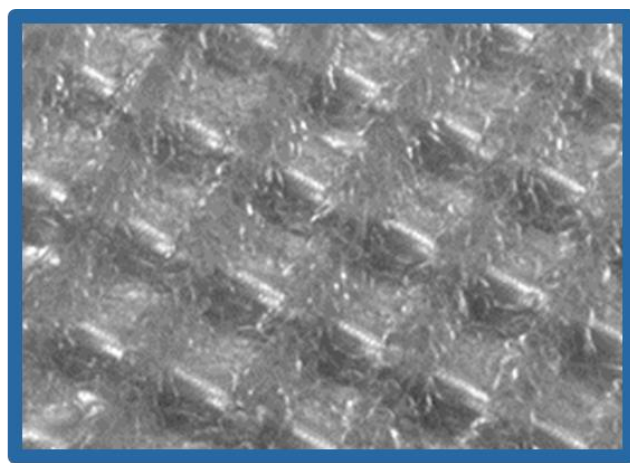
In Abbildung 5.9 rechts sind die Bereiche mit den verschiedenen Anordnungen farbig markiert. Die gepunkteten Linien verlaufen dabei entlang der in den Spalt ragenden Wellen-Berge der transparenten Frontplatte. Die gestrichelten Linien markieren die Wellen-Berge der Testplatte. An den Schnittpunkten der Linien, den *Kontaktpunkten*, berühren sich vordere und hintere Platte.

Im Rahmen der Versuche wurden mit allen Platten zwei zweiphasige Strömungsformen beobachtet, *Blasenströmung* und *Blasen-Pfropfenströmung*. Die Blasenströmung nahm dabei sehr verschiedene Ausprägungen an, weshalb eine weitere Unterteilung in *ausgeprägte Blasenströmung*, *Blasenströmung* sowie *Strömung mit vereinzelt Blasen* vorgenommen wurde. In Abbildung 5.10 sind die verschiedenen charakteristischen Strömungsformen beispielhaft dargestellt.

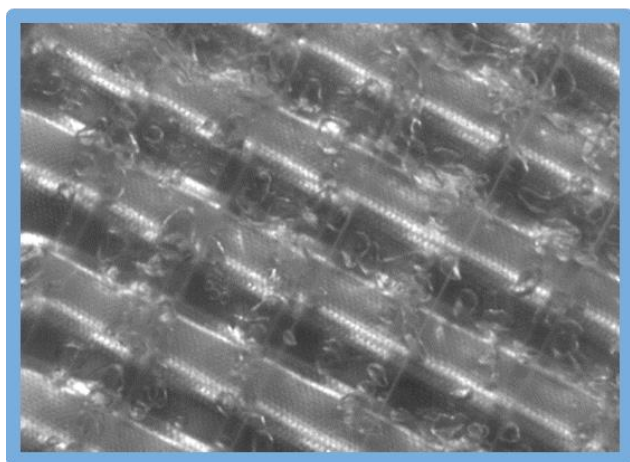
Zu Anfang der Verdampfung sind nur wenige Blasen in der Flüssigströmung sichtbar. Die Blasen werden mit der Flüssigkeits-Strömung transportiert, die meisten Blasen folgen dabei den Vertiefungen der vorderen Platte, welche eine weiche Prägung aufweist.



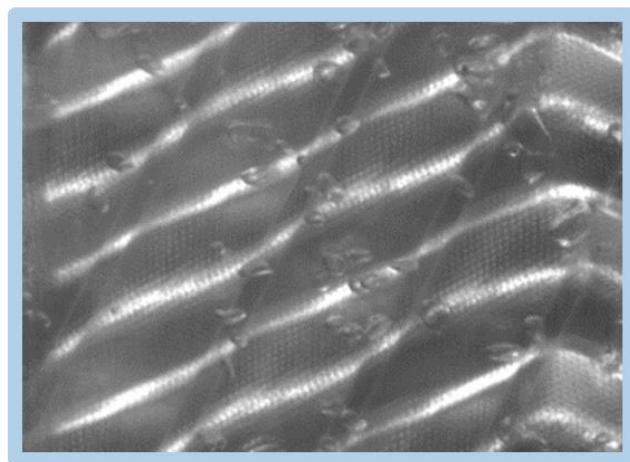
Blasenströmung mit Gas-Propfen



stark ausgeprägte Blasenströmung



Blasenströmung



vereinzelte Blasen

Abbildung 5.10: Strömungsformen bei der Verdampfung im Plattenspalt

Mit fortschreitender Verdampfung nimmt auch die Anzahl der Blasen zu. Die Blasen sind nun gleichmäßiger in der Flüssigphase verteilt und die Strömung entspricht einer *Blasenströmung*. Die Blasen strömen vorwiegend entlang der Vertiefungen der vorderen Platten. Blasen, die in den

Vertiefungen der hinteren Platte strömen, wechseln bei Erreichen der nächsten Rille der vorderen Platte meist ebenfalls die Strömungsrichtung und fließen entlang der Rille in der vorderen Ebene weiter. In Abschnitten, in denen die Vertiefungen jeweils in dieselbe Richtung geneigt sind (grün und gelb markierte Bereiche in Abbildung 5.9 rechts) wechseln die Blasen nicht nur an den tiefsten Stellen des Kanals –also dort, wo vordere und hintere Vertiefung aufeinandertreffen– ihre Strömungsrichtung. Die Blasen fließen stattdessen entgegen der Prägungsrichtung von einer vorderen Rille in die nächsthöhere.

In Abbildung 5.11 ist dieses Phänomen dargestellt. Die gepunktete und gestrichelte Linie sind die jeweils in das Fluid ragenden Wellenberge der vorderen und hinteren Platte. Die Schnittpunkte der Linien markieren die Kontaktpunkte der Platten. Die blauen Pfeile zeigen die Übergänge der Blasen von einer Vertiefung in der Polyurethan-Platte zur nächsthöher gelegenen an. Bei weiterem Anstieg des Dampfgehalts nimmt die Anzahl der Blasen weiter zu, bis nahezu der komplette Fluidraum mit Blasen ausgefüllt ist. Während dieser *stark ausgeprägten Blasenströmung* werden sowohl die Vertiefungen der vorderen als auch der hinteren Platte vollständig von Blasen durchströmt. Die Strömungsgeschwindigkeit ist höher in den steiler nach oben verlaufenden Rillen der vorderen Platte. Die Strömung entgegen der Rillenrichtung, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, ist ebenfalls in den Bereichen zu beobachten, in denen die vorderen und hinteren Rillen zur selben Seite geneigt sind. Bei weiterer Zunahme der Gasphase wachsen die Blasen an einigen Stellen zu Pfropfen zusammen. Die Gaspfropfen strömen fast ausschließlich entlang der Vertiefungen der vorderen Platte und wachsen dabei weiter an. Diese Strömungsform wird als *Blasen-Pfropfenströmung* bezeichnet.

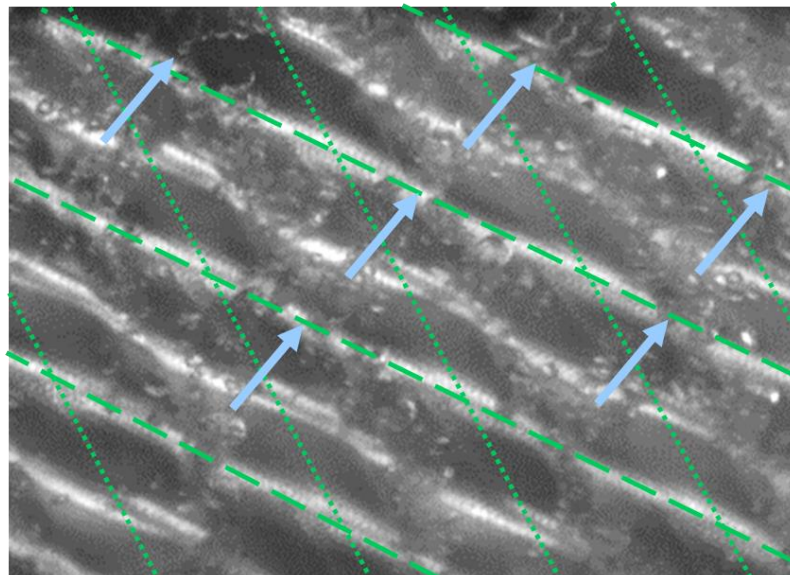


Abbildung 5.11: Detailansicht der Blasenströmung

Mithilfe dieser Kategorisierung der Strömungsformen werden die Ergebnisse der Visualisierung für die verschiedenen Betriebspunkte und Platten ausgewertet. Dazu wird der Spalt in 36 quadratische Abschnitte unterteilt, siehe Abbildung 5.9 links. Für jeden dieser Abschnitte wird anhand der

Hochgeschwindigkeits-Videoaufnahmen die vorherrschende Strömungsform bestimmt und in der Strömungsformenkarte farblich markiert. Die Farben entsprechen dabei den Farben der Rahmen der in Abbildung 5.10 dargestellten Strömungsformen. Kann innerhalb eines Abschnittes eine Keimstelle beobachtet werden, so wird der Abschnitt zusätzlich mit dem Buchstaben K gekennzeichnet. Keimstellen können mit steigendem Dampfgehalt bis zur Blasenströmung detektiert werden. Bei der stark ausgeprägten Blasenströmung sowie der Blasen-Pfropfenströmung sind Keimstellen wahrscheinlich vorhanden, können jedoch durch die den Kanal ausfüllenden Blasen bzw. Pfropfen nicht visuell erfasst werden.

In Abbildung 5.12 sind die Strömungsformenkarten des Betriebspunktes BP2 (siehe Tabelle 5.3) für die untersuchten Testplatten dargestellt. Die weißen Bereiche bei der glatten Platte stehen für einphasige Flüssigkeitsströmung. Bei allen drei Testplatten ist im oberen Bereich der Platten, nahe des Austritts des Kältemittels, stark ausgeprägte Blasenströmung oder Blasen-Pfropfenströmung ausgebildet. Insgesamt ist eine deutlich stärkere Verdampfung bei den beiden strukturierten Testplatten im Vergleich zur glatten Platte erkennbar. Der Übergang zur nächsten Strömungsform mit höherem Dampfgehalt erfolgt zudem früher im Spalt. Beim Vergleich der strukturierten Testplatten untereinander ist eine stärkere Verdampfung für die gewalzte Struktur deutlich. Bei dieser

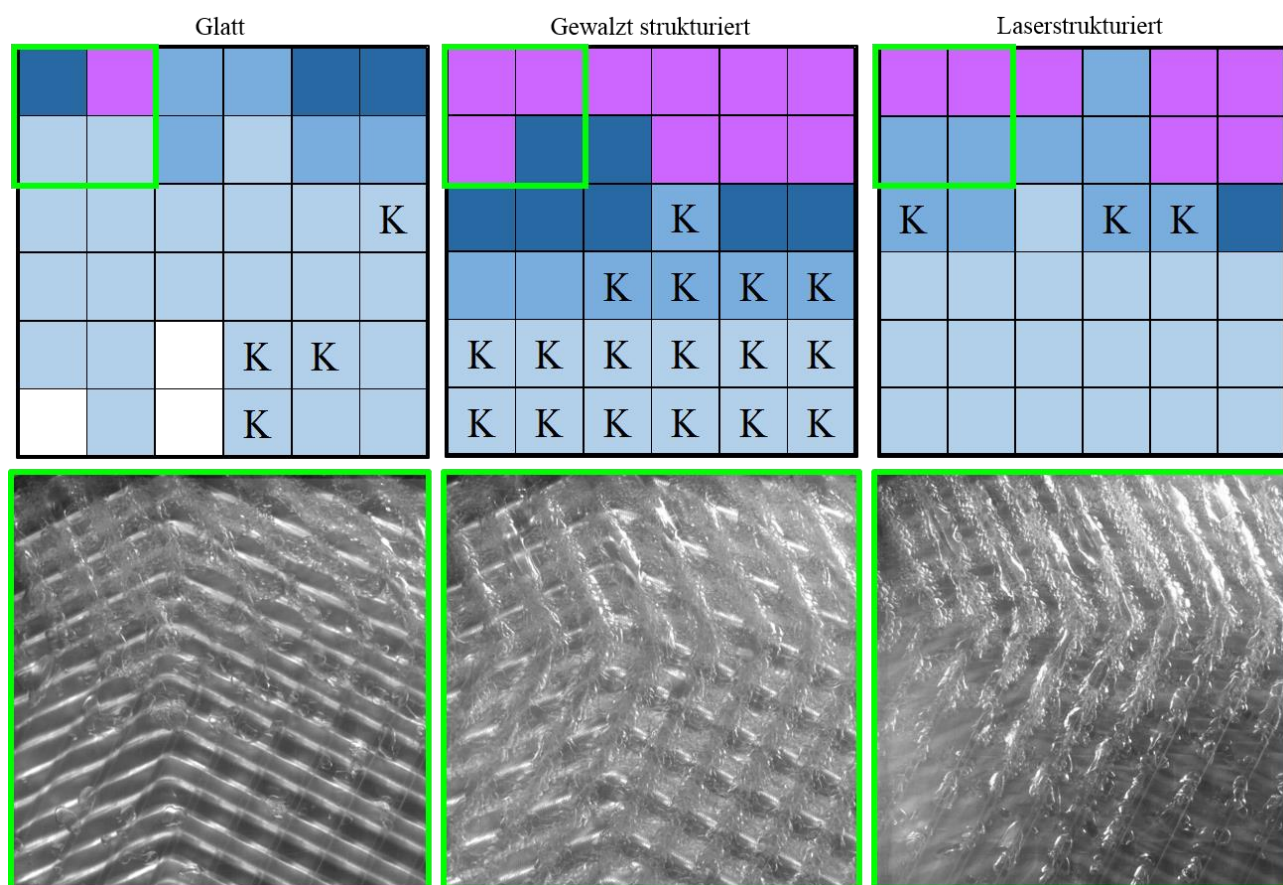


Abbildung 5.12: oben: Strömungsformenkarten des Betriebspunktes BP2 (siehe Tabelle 5.3) für die untersuchten Testplatten. Die Farben entsprechen den in Abbildung 5.10 definierten Strömungsformen; unten: Foto der Strömungsform in den grün umrandeten Bereichen auf der Strömungsformenkarte oben links

Testplatte treten auch besonders viele Keimstellen auf, fast in allen Bereichen der Platte, in denen dies strömungsformbedingt möglich ist, wurden Keimstellen erfasst. Dem gegenüber wurden in vier Abschnitten auf der glatten Testplatte und lediglich in drei Abschnitten auf der laserstrukturierten Platte Keimstellen detektiert.

In Abbildung 5.12 unten sind Fotos der ausgebildeten Strömungen des oberen linken Ausschnitts (grüne Umrandung) für alle Testplatten dargestellt. Die Tendenz, die bei der Betrachtung der gesamten Strömungsformenkarte deutlich wird, spiegelt sich auch in den Aufnahmen dieses Abschnitts wider. Bereits am unteren Rand des Abschnitts sind bei den strukturierten Testplatten deutlich mehr Blasen als bei der glatten Platte vorhanden. Während bei der glatten Platte im unteren Bereich des Abschnitts nur vereinzelt Blasen strömen, ist bei der laserstrukturierten Testplatte Blasenströmung und bei der gewalzt strukturierten Platte bereits stark ausgeprägte Blasenströmung mit vereinzelt Gaspfropfen sichtbar. In Strömungsrichtung nimmt für alle Testplatten der Dampfgehalt weiter zu. Im oberen Bereich tritt bei beiden strukturierten Testplatten Blasen-Pfropfenströmung auf, bei der glatten Platte auch stark ausgeprägte Blasenströmung.

Die Ergebnisse der Strömungsformenkarten stimmen auch mit den gemessenen Wärmestromdichten überein (s. Abschnitt 5.2.2). Während für diesen Betriebspunkt bei der glatten Platte eine mittlere Wärmestromdichte von $5,75 \text{ kW/m}^2$ bestimmt wurde, liegen die Werte für die strukturierten Testplatten mit $6,73$ und $6,52 \text{ kW/m}^2$ für die gewalzte bzw. Laser- Struktur deutlich darüber.

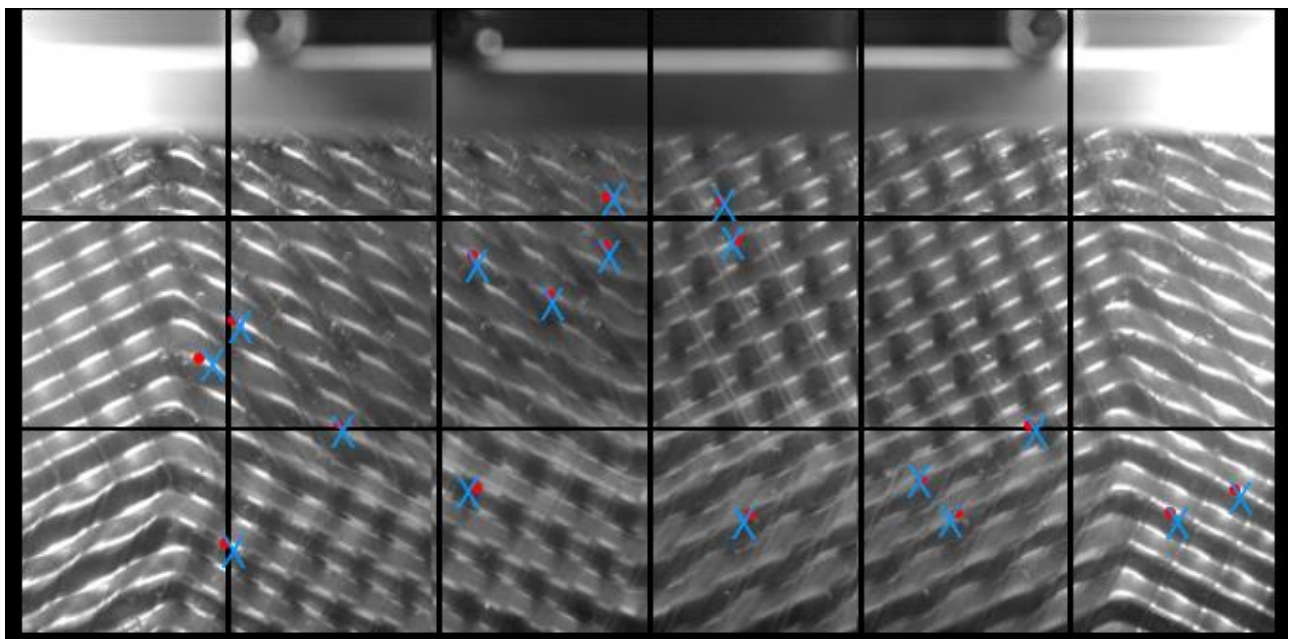


Abbildung 5.13: Position der Keimstellen (blaue Kreuze) in der unteren Hälfte des Spalts während der Verdampfung in Betriebspunkt BP2 der gewalzt strukturierten Testplatte. Die roten Punkte markieren die Kontaktpunkte in unmittelbarer Nähe der Keimstellen

Die Ergebnisse des Vergleichs der verschiedenen Testplatten für Betriebspunkt BP2 sind repräsentativ für alle weiteren untersuchten Betriebspunkte. Durch eine Strukturierung beginnt die Verdampfung früher und ist im weiteren Verlauf stärker ausgeprägt als bei der glatten Platte. Bei der

gewalzt strukturierten Platte ist die Verdampfung stets am stärksten ausgeprägt. Sie weist auch die höchste Keimstellen-Anzahl auf. In Anhang 9.5 sind die Strömungsformenkarten für alle Betriebspunkte aus Tabelle 5.3 dargestellt.

Die Betrachtung der Positionen der Keimstellen zeigt, dass diese immer in der Nähe der Kontaktpunkte auftreten. In Abbildung 5.13 sind die Positionen der Keimstellen in der unteren Hälfte des Spalts für den Betriebspunkt BP2 der gewalzt strukturierten Testplatte dargestellt. In der oberen Hälfte des Spalts sind aufgrund des hohen Dampfgehalts keine Keimstellen erkennbar.

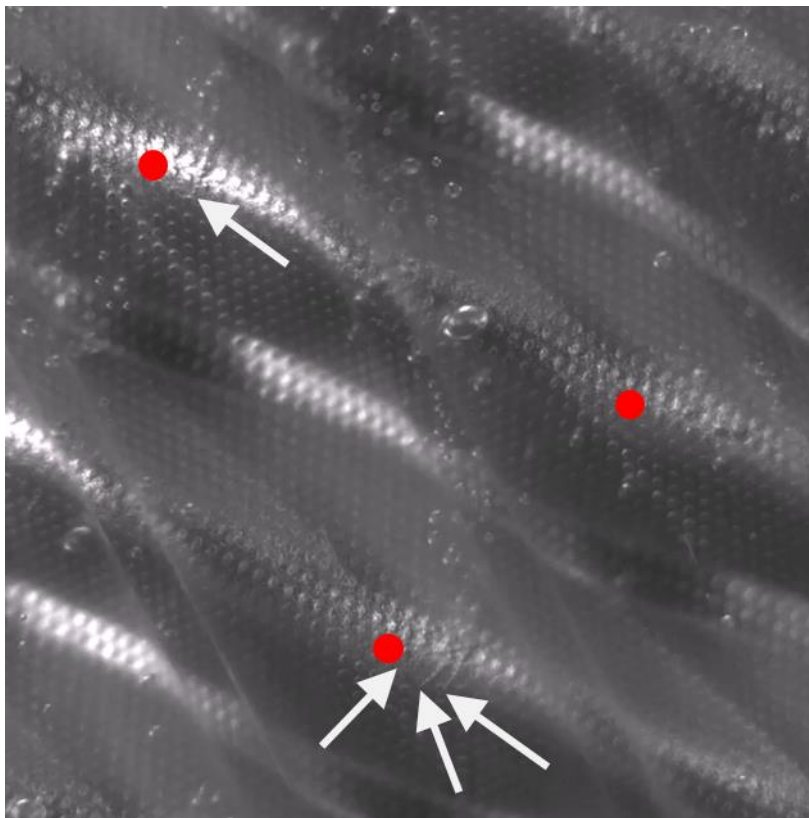


Abbildung 5.14: Nahaufnahme der Verdampfung im Plattenspalt mit Keimstellen (Pfeile). Die Kontaktpunkte von vorderer und hinterer Platte sind mit einem roten Punkt markiert.

Die roten Punkte markieren die Kontaktpunkte von vorderer und hinterer Platte des Spalts in unmittelbarer Nähe der jeweiligen Keimstellen. Alle beobachteten Keimstellen befinden sich in direkter Nähe eines Kontaktpunktes.

In Abbildung 5.14 ist eine Nahaufnahme des Spalts während der Verdampfung an der Testplatte mit gewalzter Struktur dargestellt. Die Kontaktpunkte sind mit roten Punkten markiert, die Pfeile weisen auf die Keimstellen. Es wurden vier Keimstellen beobachtet, alle liegen etwas stromaufwärts eines Kontaktpunktes, in Richtung der Prägung der vorderen transparenten Platte (mit geringerem Prägungswinkel). Diese Anordnung der Keimstellen, etwas rechts unterhalb eines Kontaktpunktes, konnte für den Großteil der Keimstellen im Bereich dieser Prägekonfiguration (grüner Bereich in Abbildung 5.9) beobachtet werden. Auch in Abbildung 5.13 liegt diese Anordnung der Keimstellen in den entsprechenden Bereichen vor, siehe Bereiche D3, E1 bis E3 und F2. Für die senkrecht gespiegelte Prägungsanordnung (Prägekonfiguration 2, gelber Bereich in Abbildung 5.9) zeigt sich

ein ähnliches Bild. Hier befinden sich die Keimstellen überwiegend schräg links unterhalb der Kontaktpunkte (vgl. auch Abbildung 5.13, Bereiche F4 und F5). Bei den anderen Prägekonfigurationen befinden sich die Keimstellen ebenfalls meist stromaufwärts in der unmittelbaren Nähe eines Kontaktpunktes. Eine weitere Regelmäßigkeit wurde jedoch nicht festgestellt.

5.2.4 Einphasiger Druckverlust

Für die Bewertung der thermohydraulischen Eigenschaften wurde auch der Druckverlust für die verschiedenen Testplatten untersucht. Die Druckmessung erfolgt, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, anhand eines Absolutdrucksensors am Austritt des Verdampferspalts sowie eines Differenzdrucksensors, der über Kapillarleitungen mit dem Ein- und Austritt des Kältemittelspalts verbunden ist. Während der Versuche liegt die Temperatur des Kältemittels leicht oberhalb der Raumtemperatur. Um ein Auskondensieren des Kältemittels in den Leitungen zu vermeiden, wurden die Kapillarleitungen beheizt. Trotz sehr sorgfältigen Vorgehens konnte ein verbleibender Flüssigkeitspegel in den Kapillarleitungen am Eintritt des Verdampferspalts nicht ausgeschlossen werden. Die Auswertung der Druckverluste erfolgt daher nur für die einphasige Durchströmung des Spalts. Hier setzt sich der über den Spalt gemessene Druckverlust Δp nur aus einem geodätischen Anteil und dem Reibungsdruckverlust zusammen:

$$\Delta p = \Delta p_g + \Delta p_{\text{Reib}} \quad (5.11)$$

Für geringe Strömungsgeschwindigkeiten ist der Reibungsdruckverlust sehr gering. Für eine Massenstromdichte von $25 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ ergibt sich unter den betrachteten Bedingungen eine Geschwindigkeit von $0,2 \text{ m/s}$ und nach Martin [114] ein Reibungsdruckverlust von 22 Pa , während die geodätische Druckdifferenz 5970 Pa beträgt. Der Reibungsdruckverlust ist daher gegenüber dem geodätischen Druckverlust vernachlässigbar. Die Messung der einphasigen Druckverluste erfolgt für jede Platte direkt nacheinander. Es wird daher angenommen, dass der Flüssigkeitspegel in der Kapillarleitung über die jeweilige Messung konstant ist. Die Verläufe der gemessenen einphasigen Druckverluste werden daher für jede Testplatte so angepasst, dass der erste Messpunkt dem rechnerisch bestimmten geodätischen Druckverlust entspricht.

In Abbildung 5.15 ist der so erhaltene Druckverlust der einphasigen Strömung über der Massenstromdichte für alle Testplatten dargestellt. Zudem ist der theoretisch bestimmte Druckverlust dargestellt, welcher nach Gleichung (2.16) und mit dem Reibungsdruckverlustmodell nach Martin [114] berechnet wurde. Für Massenstromdichten von 25 bis $190 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ wurde der Druckverlust bei adiabater Durchströmung des Spalts gemessen (offene Symbole). Zusätzlich wurden bei hohen Massenstromdichten (150 bis $240 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$) Messungen während des einphasigen Wärmeübergangs durchgeführt (gefüllte Symbole). Bei der glatten Platte ist kein Unterschied im Verlauf der adiabaten und diabaten Messreihen sichtbar. Bei den strukturierten Platten liegen die Druckverluste der

Messungen mit Wärmeübergang etwas unterhalb der der adiabaten Messungen. Die Steigung der Verläufe stimmt dabei für alle Testplatten sowohl für die adiabaten als auch die diabaten Messungen überein.

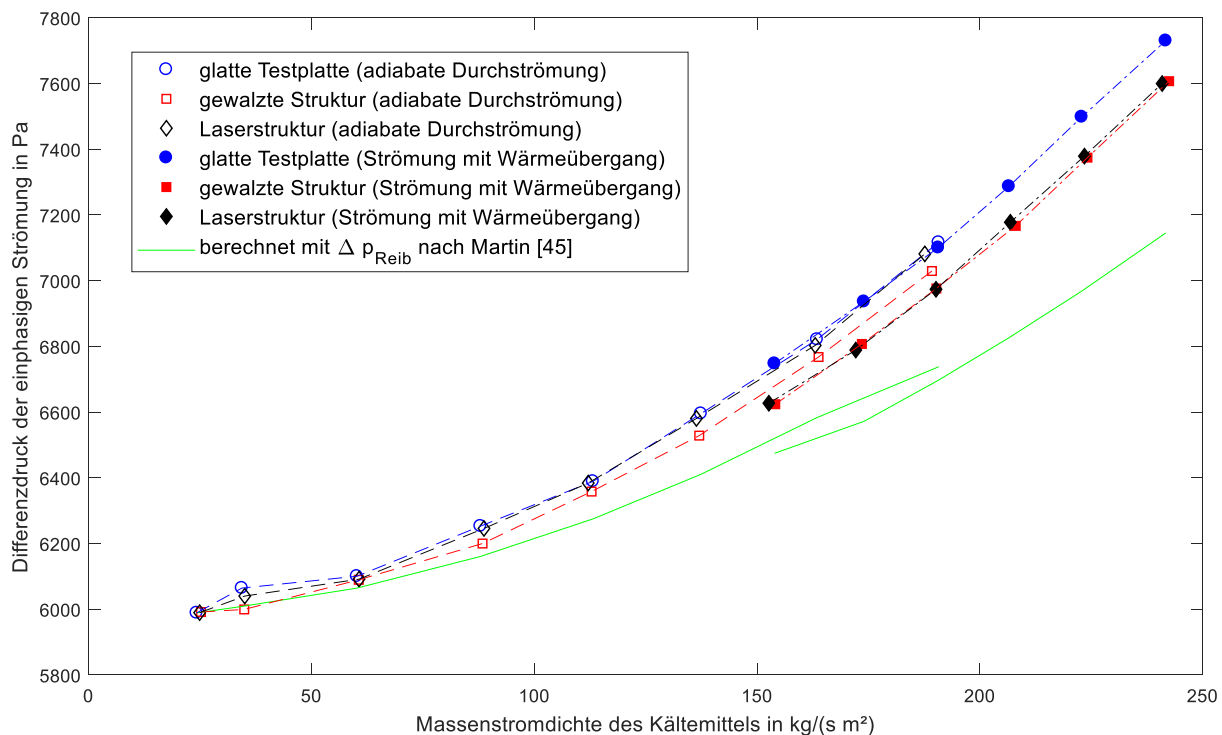


Abbildung 5.15: gemessener und berechneter Druckverlust der einphasigen Strömung über der Massenstromdichte

Die berechneten Druckverluste (grüne Linie) weisen eine geringere Steigung auf, was ab einer Massenstromdichte von etwa $100 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ zu etwas geringeren Druckverlusten führt. Bei der höchsten Massenstromdichte von $240 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ beträgt die Abweichung etwa 7,5%. Einen möglichen Grund für die abweichenden Verläufe stellt die besondere Plattenform des verwendeten Wärmeübertragers dar. Während die Korrelation von Martin basierend auf integralen Datensätzen von Platten mit Verteilerdreieck (siehe Abbildung 2.7) entwickelt wurde, bestehen die Testplatten lediglich aus dem Hauptwellenfeld und weisen kein Verteilerdreieck auf. Dies kann zu Abweichungen im hydraulischen Verhalten führen.

Insgesamt kann keine signifikante Änderung des Druckverlustes für die verschiedenen Platten festgestellt werden. Die Mikrostrukturierungen weisen in dem untersuchten Betriebsbereich keinen Einfluss auf das Druckverlustverhalten des Plattenwärmeübertragers auf. Dieses Verhalten wurde auch von Zhang et al. [180] beobachtet.

6 WÄRMEÜBERGANG UND DRUCKVERLUST IM PLATTENWÄRMEÜBERTRAGER

Wärmeübergang und Druckverlust sind bei Phasenwechselfvorgängen im Plattenwärmeübertrager stark von den Strömungseigenschaften abhängig. Da diese während der Verdampfung oder Kondensation stetig mit der sich ändernden Phasenzusammensetzung variieren, ist es sinnvoll, die Vorgänge unterteilt zu betrachten. Für die vorliegende Untersuchung wurden daher entlang der Strömungsrichtung Thermoelemente auf die Plattenkassetten zweier industrieller Plattenwärmeübertrager aufgelötet, welches eine abschnittsweise Bilanzierung des Wärmeübergangs in den Spalten ermöglicht. Die Wärmeübertrager wurden als Verdampfer und Kondensator betrieben und lassen so eine detaillierte Analyse der thermohydraulischen Zusammenhänge zu. In Abbildung 6.1 sind die Versuchswärmeübertrager, welche in einen Kompressionskältekreislauf integriert betrieben wurden, mit den installierten Thermoelementen dargestellt.



Abbildung 6.1: Versuchswärmeübertrager mit installierten Thermoelementen;
Rechts: Kondensator; Links: Verdampfer

In den folgenden Abschnitten werden zunächst der Versuchsstand und die installierte Messtechnik vorgestellt. Anschließend wird die Auswertungsmethodik bei der Bestimmung der lokalen Wärmeübergangskoeffizienten erläutert und die durchgeführte Unsicherheitsanalyse vorgestellt. Bei der Präsentation und Diskussion der Ergebnisse werden zunächst die Untersuchungen zum Ölgehalt

im Arbeitsfluid erörtert. Die Validierung der Messergebnisse erfolgt anhand der integralen Energiebilanzen der Apparate sowie durch den Vergleich von reproduzierten Betriebspunkten. Abschließend werden die Ergebnisse zum Wärmeübergang und Druckverlust für den Kondensator und Verdampfer präsentiert. Dabei wird jeweils sowohl der einphasige Wärmeübergang des Sekundärfluids als auch die integrale und lokale Betrachtung für das Primärfluid während des Phasenwechsels vorgestellt und diskutiert.

6.1 VERSUCHSSTAND

Für die Untersuchung der Verdampfung und Kondensation in industriellen Plattenwärmeübertragern wurde ein Kompressionskältekreislauf betrieben, in welchem Verdampfer und Kondensator als Plattenwärmeübertrager ausgeführt sind. Das vereinfachte Schema des Versuchsstands ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Ein detailliertes R&I-Fließbild findet sich in Anhang 9.2.

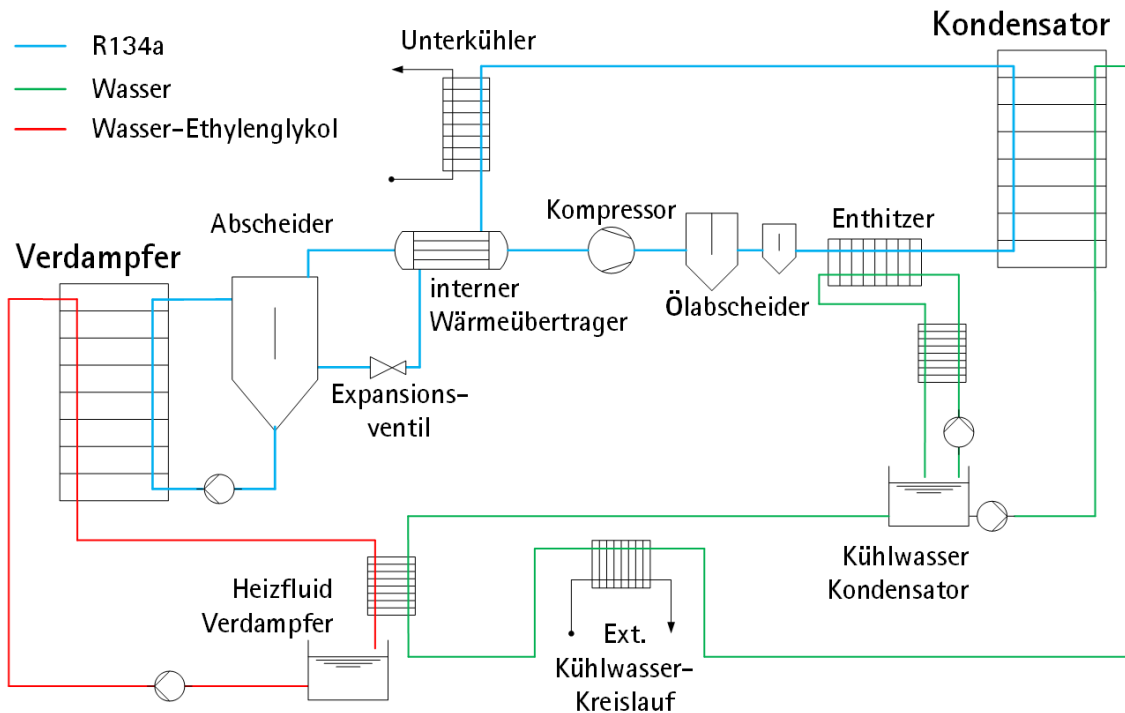


Abbildung 6.2: Vereinfachtes Schema der Versuchsanlage

Die Anlage besteht aus zwei Kältemittelkreisläufen, einem Verdampfer- und einem Kondensatorkreislauf, welche über den Abscheider miteinander verbunden sind. Während des Betriebs liegt das Kältemittel im Abscheider zweiphasig vor. Durch ihren Dichteunterschied trennen sich Gas- und Flüssigphase, sodass am oberen Anschluss des Abscheiders gasförmiges Kältemittel vom Verdichter angesaugt werden kann. Bevor das Gas zum Verdichter gelangt, fließt es durch einen Wärmeübertrager. Dieser ist als Rohrbündelwärmeübertrager ausgeführt und dient zur Sicherstellung einer leichten Überhitzung des gesättigten Gases am Verdichtereintritt. Bei dem Verdichter handelt

es sich um einen offenen Kolbenverdichter vom Typ FDK16/2051 NH3 der Firma GEA Bock GmbH, welcher über eine formschlüssige Wellenkupplung von einem 55 kW Elektromotor der AC-Motoren GmbH vom Typ FCM 250 M-4 angetrieben wird. Der Zusatz NH3 bei der Bezeichnung des Verdichters weist auf eine Verwendung mit Ammoniak als Arbeitsfluid hin, jedoch ist auch der Betrieb mit R134a, wie im Rahmen dieser Arbeit, zulässig. Das Gas wird über 6 Zylinder bei einem Hubvolumen von 178,4 m³/h verdichtet. Die Schmierung erfolgt durch eine Ölpumpe. Für den Betrieb mit R134a wird das synthetische Kältemaschinenöl auf Polyolesterbasis Fuchs RENISO TRITON SE 55 verwendet. Die Füllmenge ist mit 7,5 l angegeben. Um nach der Verdichtung das Öl vom Kältemittel zu trennen, passiert das verdichtete Gas nacheinander zwei Ölabscheider der Firma Bitzer. Im Primärölabscheider, ÖA 40 E, werden zunächst Öltropfen durch eine Prallplatte abgetrennt. Im Anschluss erfolgt durch einen Filter im Sekundärölabscheider, OAS 1655, die Abscheidung kleinerer Ölreste im Gas. Durch die beiden Ölabscheider wird ein möglichst geringer Ölgehalt in den Kältemittel-Kreisläufen gewährleistet, um den Wärmeübergang in den Versuchswärmeübertragern möglichst ohne Öleinfluss charakterisieren zu können. Der Ölgehalt während des Betriebs wurde im Rahmen dieser Arbeit bestimmt und beträgt für alle Messungen unter 0,25 Gew.-% (vgl. Abschnitt 6.4.1). Durch die Energiezufuhr im Verdichter liegt das verdichtete Kältemittelgas stark überhitzt vor. Um den Versuchs-Plattenwärmeübertrager möglichst vollständig zur Untersuchung der Kondensation heranziehen zu können, ist dem Kondensator ein gelöteter Plattenwärmeübertrager vorgeschaltet, in dem das Kältemittel bis auf eine Überhitzung von 2,5 K herabgekühlt wird. Die Kühlung in diesem *Enthitzer* erfolgt durch einen Wasserkreislauf mit automatisierter Pumpenregelung (s. Abschnitt 6.1.2). Vor dem Kondensatoreintritt befindet sich ein Schauglas, durch das der Zustand des Kältemittels zusätzlich optisch überprüft werden kann. Im Kondensator wird das Kältemittel vollständig kondensiert. Die Wärmeabfuhr erfolgt dabei durch einen Wasserkreislauf, welcher aus einem Tank über eine Pumpe gespeist wird. Nachdem das Wasser die Kondensationswärme im Kondensator aufgenommen hat, fließt es durch einen gelöteten Plattenwärmeübertrager, in dem es Wärme an das Hauskühlwasser abgeben kann. Ein zweiter gelöteter Plattenwärmeübertrager dient dazu, weitere Wärme an das Heizfluid des Verdampfers abzugeben. Hinter dem Kondensatoraustritt befindet sich erneut ein Schauglas, mit welchem die vollständige Kondensation optisch kontrolliert werden kann. Im Anschluss strömt das nun flüssige Kältemittel durch einen weiteren gelöteten Wärmeübertrager, den *Unterkühler*. Dieser wird bei Bedarf mit einem zusätzlichen Wasserkreislauf aus dem Kondensator-Kühlwassertank durchströmt, um das Kältemittel ggf. weiter zu kondensieren und zu unterkühlen. Dadurch können prinzipiell auch Betriebszustände mit unvollständiger Kondensation im Kondensator eingestellt und einfach bilanziert werden. Weiter stromabwärts fließt das Kältemittel in den internen Wärmeübertrager, in dem es Wärme an das gasförmige Kältemittel vor dem Verdichter abgibt. Anschließend ist das Expansionsventil verbaut, welches bei dieser Anlage als regelbares Motorventil ICM 20-65 von

Danfoss ausgeführt ist. Die Regelung erfolgt in diskreten Schritten über eine manuelle PC-Steuerung. Durch eine lokale Verengung des Strömungsquerschnitts wird der Druck des Kältemittelstroms im Expansionsventil vermindert, bevor er - nun zweiphasig - in den Abscheider zurückgeführt wird.

Der Verdampferkreislauf kann sowohl im Naturumlauf als auch durch Hinzuschalten einer Kältemittelpumpe im erzwungenen Umlauf betrieben werden. Dabei strömt das flüssige Kältemittel vom unteren Anschluss des Abscheiders direkt oder über die Pumpe zum Versuchs-Plattenwärmeübertrager, in dem es teilweise verdampft. Hinter dem Verdampferaustritt passiert das Kältemittel ein Schauglas, über das die Phasenverteilung eingesehen werden kann, bevor es schlussendlich wieder in den Abscheider fließt. Die Beheizung im Verdampfer erfolgt durch Wasser, welches mit Ethylenglykol versetzt wurde. Durch einen Anteil von 40 Vol.-% Ethylenglykol ist das Gemisch bis zu einer Temperatur von -26 °C frostsicher. Das Heizfluid wird durch eine Pumpe aus dem Verdampfer-Heizwassertank gefördert. Ein anschließendes Vier-Wege-Ventil ermöglicht die Einstellung des Verdampfer-Betriebs im Gleich- oder Gegenstrom. Nach Verlassen des Verdampfers strömt das Heizfluid ganz oder teilweise durch den gelöteten Wärmeübertrager, in dem es Wärme vom Kondensatorkühlwasser aufnimmt, bevor es zurück in den Tank fließt. Der Anteil des Heizfluids, welcher durch den gelöteten Plattenwärmeübertrager fließt, wird durch zwei Ventile eingestellt.

6.1.1 Aufbringung der Thermoelemente

Für die lokale Betrachtung des Wärmeübergangs in den Versuchs-Plattenwärmeübertragern sind in den Wasserspalten Thermoelemente an verschiedenen Positionen über der Plattenhöhe angebracht. Die Aufbringung erfolgte durch Löten, ein Verfahren, das sich bereits in vorangegangenen Arbeiten bewährt hat, vgl. [5], [52]. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch Platten aus dem Werkstoff Titan Grade 1 (Werkstoff-Nr. 3.7025) untersucht wurden, ist ein direktes Auflöten der Thermoelemente nicht möglich. Titan bildet unter Luftatmosphäre stets eine dünne Oxidschicht aus, die entfernt werden muss, damit sich das Lot mit dem Titan verbinden kann. Nach dem Entfernen der Oxidschicht wird eine Beschichtung mit Kupfer, Silber oder Nickel empfohlen, wodurch ein erneutes Oxidieren der Oberfläche verhindert wird und die Benetzbarkeit und Haftung deutlich verbessert werden [36]. Im Rahmen dieser Arbeit wird zu diesem Zweck eine Nickelbeschichtung durch thermisches Spritzen auf die geschweißten Kassetten aufgebracht. Unter thermischem Spritzen versteht man nach DIN EN ISO 14917 ein Verfahren zur Oberflächenbeschichtung, bei denen Spritzzusätze zunächst aufgeschmolzen und anschließend auf eine Oberfläche geschleudert werden. Dabei wird die Oberfläche selbst nicht aufgeschmolzen [37]. Die Beschichtung der Titan-Plattenkassetten erfolgte durch das Institut für Werkstoffkunde der Universität Hannover. Um die Eigenschaften der Platten möglichst wenig zu beeinflussen, wurde die Beschichtung nur punktuell an den benötigten Positionen aufgebracht. Dazu wurden zunächst die Positionen der Lötunkte auf der Platte festgelegt. Neben der temperatursensitiven Thermoelementspitze muss auch der gesamte Thermoelementdraht in

Abständen auf der Platte fixiert werden. Die Thermoelemente werden seitlich durch den Elastomerdichtrahmen gestochen und dann über die Platte entlang eines Wellentals bis zu der gewünschten Position geführt.

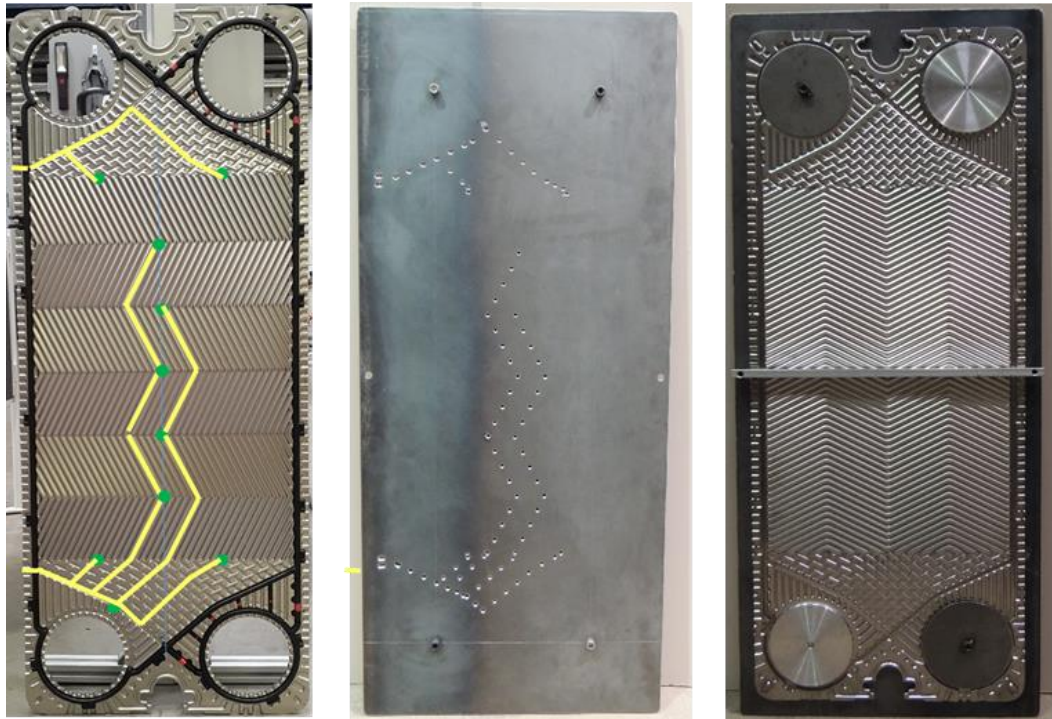


Abbildung 6.3: Links: Anordnung der Thermoelemente auf der Platte (Die Thermoelemente sind entlang der gelben Linien verlegt, die Messpositionen sind mit grünen Punkten markiert); Mitte: Maske für Sandstrahlen und thermisches Spritzen; Rechts: Rückansicht der Maske mit befestigter Kassette

Die Anordnung der Thermoelemente auf der Kassette ist in Abbildung 6.3 links dargestellt. Die gelben Linien verdeutlichen die Bereiche, in denen die Thermoelemente verlegt werden. Um entlang dieser Linien in regelmäßigen Abständen eine punktuelle Beschichtung aufzubringen, wurde eine Maske gefertigt, welche in Abbildung 6.3 mittig dargestellt ist. Sie besteht aus einer 6 mm starken Stahlplatte, in die an den zu beschichtenden Stellen 4 mm Bohrungen eingebracht sind. Die Ausrichtung und Fixierung der Kassette auf der Maske ist besonders wichtig, um eine positionsgenaue Beschichtung zu gewährleisten. Dazu wird die Kassette anhand ihrer Einlassöffnungen justiert, mit speziellen Aufsätzen an der Maske verschraubt und zusätzlich durch eine Querstrebe in der Mitte fixiert, vgl. Abbildung 6.3 rechts. Für einen optimalen Halt der Beschichtung werden die entsprechenden Bereiche vor dem thermischen Spritzen durch Sandstrahlen mechanisch aufgeraut. Dafür wird die Plattenkassette bereits auf der Maske montiert, sodass nur die zu beschichtenden Bereiche bearbeitet werden. Im Anschluss erfolgt das thermische Spritzen, wodurch eine im Mittel wenige μm starke Nickelschicht auf die jeweiligen Punkte aufgebracht wird. In Abbildung 6.4 ist eine Plattenkassette mit Nickelbeschichtung dargestellt. Der beschichtete Bereich ist durch die dunklere Färbung zu erkennen.



Abbildung 6.4: Links: Plattenkassette mit aufgebrachtener Nickelbeschichtung, Rechts: Detailaufnahme eines Beschichtungspunktes (dunkelgrau) mit Lot (silber)

Durch die punktuelle Nickelbeschichtung ist es nun möglich, die Thermoelemente auf die Titan-Plattenkassetten aufzulöten. Die 30 bis 50 cm langen Mantel-Thermoelemente vom Typ K der haben einen Außendurchmesser von 0,5 mm. Als Mantelmaterial wurde Inconel® 600, eine Nickel-Chrom-Legierung, verwendet. Durch die sehr dünnen Thermoelemente und Verwendung einer möglichst geringen Lotmenge ist die Beeinflussung der Strömung im Plattenkanal gering. Auch der Einfluss auf den Wärmeübergang ist durch die sehr guten Wärmeleiteigenschaften des Lots sowie die stoffschlüssige Verbindung vernachlässigbar. Wie oben bereits kurz beschrieben, werden die Thermoelemente seitlich durch den Dichtrahmen und dann über das Verteilerdreieck und die vertikale Wellung zu ihrer jeweiligen Position geführt. Etwa alle 5 cm wird jedes Thermoelement durch einen Lotpunkt auf der Platte fixiert. Für die Messung der Wandtemperatur wird die Thermoelementspitze direkt auf die Wand aufgelötet. Zur Messung der Fluidtemperatur wird das Thermoelement etwa 4 mm vor der temperatursensitiven Spitze mit einem Lötspunkt an der Wand fixiert und die Spitze entgegen der Strömungsrichtung in den Strömungskanal gebogen. In Abbildung 6.5 sind die aufgelöteten Thermoelemente zur Messung der Wand- und Fluidtemperatur dargestellt.

Die Positionierung der Thermoelemente in den Spalten ist in Abbildung 6.6 beispielhaft für den Kondensator dargestellt. Kondensator und Verdampfer sind baugleich und jeweils aus fünf Kassetten sowie einer Anfangs- und Endplatte aufgebaut. Somit ergeben sich in beiden Apparaten je fünf Wasser- und vier Kältemittelspalte. Im Kondensator fließt das Kältemittel von oben nach unten, das Wasser im Gegenstrom von unten nach oben. Der Verdampfer wird vom Kältemittel von unten nach oben durchströmt. Das Heizwasser kann je nach Betriebsart im Gleich- oder Gegenstrom durch den Apparat geführt werden. Da die Mehrzahl der Untersuchungen im Verdampfer während Gegenstrombetriebs durchgeführt werden, sind die Thermoelemente zur Messung der Fluidtemperatur entsprechend für eine abwärtsfließende Wasserströmung ausgerichtet.

In jedem der fünf Wasserspalte wird die Temperatur am Spaltaustritt gemessen (Position 0). In vorangegangenen Messungen hat sich gezeigt, dass die Spalteintrittstemperatur nur geringfügig von der Temperatur am Eintritt des Plattenwärmeübertragers, welche durch ein Pt100-Widerstandsthermometer gemessen wird, abweicht. Daher wird auf eine spaltweise Messung der

Eintrittstemperatur verzichtet. Der je Kanal übertragene Wärmestrom kann über die Temperatur am Apparateintritt und die jeweilige Spaltaustrittstemperatur bestimmt werden.

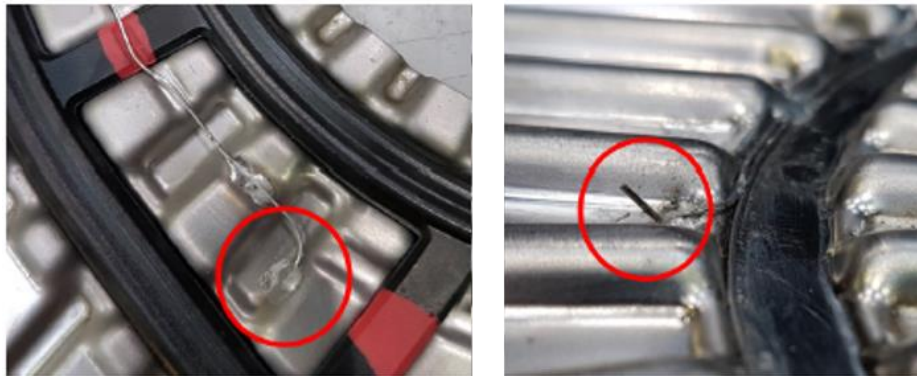


Abbildung 6.5: Auf die Platte aufgelötete Thermoelemente, Links: Messung der Wandtemperatur, Rechts: Messung der Fluidtemperatur [182]

Im zweiten Wasserspalt wird die Wandtemperatur an sieben verschiedenen vertikalen Positionen gemessen. Am Ein- und Austritt in das Hauptwellenfeld (Position 1 und 7) sind jeweils zwei Thermoelemente angeordnet, um Rückschlüsse auf die Querverteilung im Spalt ziehen zu können. Im dritten Wasserspalt erfolgt die Messung der Fluidtemperaturen. Die Thermoelemente sind dabei identisch zu den Positionen der Wandtemperaturmessung in Spalt 2 angeordnet. Die Anordnung in verschiedenen Spalten wurde gewählt, damit die Strömung in den Spalten jeweils nicht von zu vielen verlegten Thermoelementdrähten gestört wird. Durch die geringe Spaltanzahl ist Massenstrom über die Spalte nahezu konstant (vgl. Abschnitt 6.2). Es ist daher zulässig, für die drei inneren Wasserspalte ein identisches Wärmeübergangsverhalten und damit identische Wand- und Fluidtemperaturen anzunehmen.

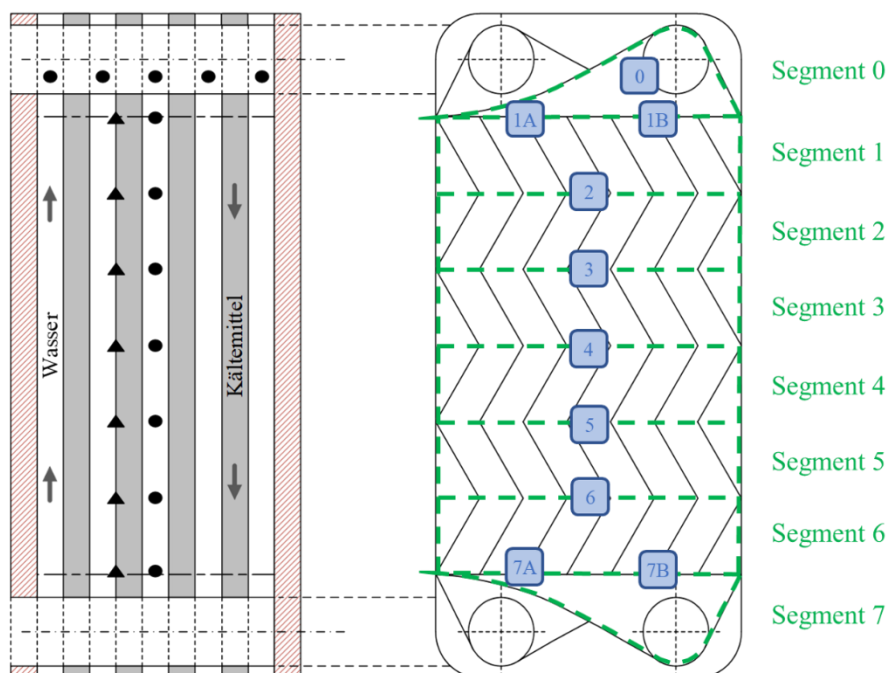


Abbildung 6.6: Positionen der Thermoelemente zur Bestimmung der Wand-(▲) und Fluidtemperatur (●) und resultierende Segmente

6.1.2 Messtechnik

Die Versuchsanlage ist an allen wichtigen Positionen mit Messtechnik ausgestattet. Dazu zählen Temperatur- und Drucksensoren, Durchflussmesser, zwei Füllstandsanzeigen und eine Leistungsmessung am Verdichter. Die wichtigsten Sensoren und ihre Funktion sollen im Folgenden erläutert werden.

Widerstandsthermometer

Für die Messung der Fluidtemperaturen in der Anlage werden Pt100-Widerstandsthermometer verwendet. Diese nutzen die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands als Messprinzip und zeichnen sich durch ihre hohe Genauigkeit und eine nahezu lineare Kennlinie aus. Der Name bezieht sich auf den Nennwiderstand bei 0°C , welcher hier bei $100\ \Omega$ liegt. Das Platin ist als Dünnschicht auf einen keramischen Träger aufgebracht. Durch Lasertrimmen wird die Schicht so angepasst, dass der Nennwiderstand erreicht wird. Durch diese Methode ist eine einfache Herstellung bei hohen resultierenden Genauigkeiten des Sensors möglich. Die Dünnschicht ist zum Schutz meist mit einem Überzug aus Glas versehen. Für eine zusätzliche Stabilisierung ist das Widerstandsthermometer von einem Edelstahl-Mantel umgeben. Die messtechnische Anbindung ist als Vier-Leiter-Schaltung ausgeführt. Diese Schaltung hat den Vorteil, dass Einflüsse der Zuleitungen auf den gemessenen elektrischen Widerstand kompensiert werden können. In Abbildung 6.7 ist das Schema einer solchen Vier-Leiter-Schaltung dargestellt.

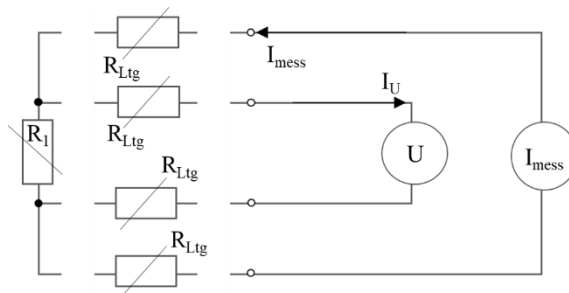


Abbildung 6.7: Schema einer Vier-Leiter-Schaltung zur Anbindung eines Widerstandsthermometers [90]

Durch die Schaltung hebt sich der Einfluss der Leitungswiderstände auf und die Messspannung kann direkt als Quotient aus gemessener Spannung U und vorgegebenem Strom I bestimmt werden.

Um eine hohe Dichtigkeit der Anlage - besonders im Kältemittelbereich - zu gewährleisten, sind die Thermometer nicht direkt in die fluidführenden Rohrleitungen eingeführt. Stattdessen sind Taschen in die Rohrleitungen geschweißt, in welche die Temperatursensoren gesteckt werden. Um einen guten thermischen Kontakt der Sensoren mit den Taschen zu gewährleisten, ist der Innendurchmesser der Taschen nur wenig größer als der Außendurchmesser der Temperatursensoren von 2 mm. Zudem wird vor dem Einschieben der Sensoren Wärmeleitpaste in die Öffnungen gegeben, um den Kontakt noch weiter zu verbessern. Fehlereinflüsse durch Wärmeleitung über den Sensor Mantel sind durch

Eintauchtiefen von mindesten 30 cm vernachlässigbar, nach Möglichkeit wird entgegen der Strömungsrichtung an Rohrbögen gemessen.

Thermoelemente

Bei der lokalen Temperaturmessung in den Versuchs-Plattenwärmeübertragern kommen Thermoelemente vom Typ K zum Einsatz. Das Funktionsprinzip von Thermoelementen ist auf den Seebeck-Effekt zurückzuführen. Dieser thermoelektrische Effekt geht auf das materialspezifische Auftreten von Thermospannungen bei Vorliegen eines Temperaturgradienten zurück. Um diese Thermospannungen messen zu können, werden zwei verschiedene metallische Leiter an der Messstelle miteinander verbunden. Die Leiter werden so gewählt, dass die Temperaturabhängigkeit der Thermospannungen unterschiedlich ist. Dadurch kann an der Vergleichsstelle die Differenz der Thermospannungen gemessen werden, welche über den Seebeck-Koeffizienten proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Mess- und Vergleichsstelle ist [17].

Als Materialpaarungen sind je nach Temperaturbereich und Genauigkeit verschiedene Kombinationen verbreitet. Thermoelemente vom Typ K bestehen aus dem Leiterpaar Nickel-Chrom/Nickel und können in einem Temperaturbereich von -200 bis 1300°C verwendet werden. Die zulässige Grenzabweichung ist mit 1°C für einen Temperaturbereich bis 1100°C angegeben [38].

Drucksensoren

Die Messung der Drücke in der Anlage erfolgt mittels piezoresistiver Drucksensoren. Der dem Funktionsprinzip zugrundeliegende piezoresistive Effekt bezeichnet eine Änderung des elektrischen Widerstands aufgrund mechanischer Dehnung. Dafür werden metallische Dehnungsmessstreifen oder Halbleiterchips mit eindiffundierten Widerständen direkt oder über eine Füllflüssigkeit mit der Rückseite der Sensormembran verbunden. Die Vorderseite der Membran steht in Kontakt mit dem zu vermessenden Fluid. Bei Druckbeaufschlagung wird der Druck über die Membran zum eigentlichen Sensor übertragen. Die dort auftretende Widerstandsänderung wird z. B. über eine Wheatstone-Brücke gemessen und in das entsprechende Ausgangssignal (meist ein Strom zwischen 4 und 20 mA) umgewandelt.

An beiden Versuchs-Plattenwärmeübertragern sind Sensoren zur Messung der Drücke am Ein- und Austritt in den Apparat angebracht. Zusätzlich wird jeweils der Differenzdruck zwischen Ein- und Austritt mit einem separaten Sensor gemessen. Der Anschluss der Sensoren am Verdampfer und Kondensator ist schematisch in Abbildung 6.8 dargestellt. Beim Verdampfer sind alle Sensoren auf einer Ebene mittig des Apparates angeordnet. Sie sind über 3 mm Kapillarrohre mit den jeweiligen Messstellen verbunden. Da die Sättigungstemperatur im Verdampfer deutlich unterhalb der Umgebungstemperatur liegt, liegt das Kältemittel in den Kapillarrohren gasförmig vor. Um den Druck am Ein- oder Austritt zu bestimmen, muss daher die geodätische Druckdifferenz der Gasphase zwischen Messposition und Sensor berücksichtigt werden.

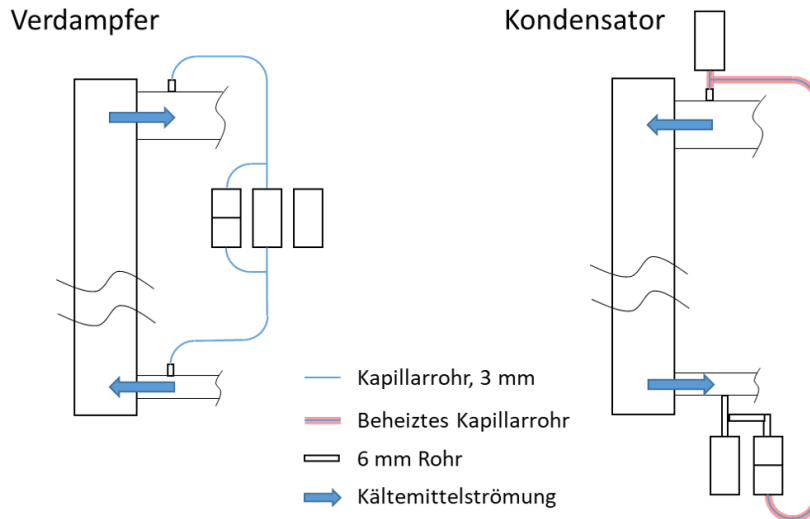


Abbildung 6.8: Anschluss der Druckmessvorrichtung im Verdampfer (links) und Kondensator (rechts)

Die Drucksensoren am Kondensator sind möglichst nahe der Messpositionen angebracht. Da die Sättigungstemperatur des Kältemittels im Kondensator im Bereich der Umgebungstemperatur liegt, werden die Leitungen zwischen Drucksensor und Apparat-Eintritt beheizt. Die Temperatur an der Kapillare wird hierbei stets etwa 20 K über der Sättigungstemperatur gehalten, sodass ein Auskondensieren von Kältemittel in der Kapillare ausgeschlossen ist. Am Austritt des Kondensators liegt das Kältemittel flüssig vor. Hier sind die Leitungen zwischen Messstelle und Sensor als 6 mm Rohre ausgeführt. Somit wird sichergestellt, dass diese Leitungen vollständig mit Flüssigkeit gefüllt sind. Durch diesen Anschluss ist eine genaue Kenntnis der Gas-/Flüssigverteilung in den Anschlussleitungen zu den Drucksensoren möglich. Diese ist nötig, um wie beim Verdampfer die geodätische Druckdifferenz in den Anschlussleitungen zu bestimmen und aus den gemessenen Drücken die jeweiligen Drücke an der Messposition zu bestimmen.

Eine Übersicht über die verwendeten Drucksensoren ist in Tabelle 6.1 gegeben. Die Messung des Austrittsdrucks dient jeweils nur zur Kontrolle. Aufgrund der höheren Messgenauigkeit der Differenzdrucksensoren werden diese zur Bestimmung des Druckverlusts in beiden Plattenwärmeübertragern verwendet.

Tabelle 6.1: Drucksensoren

Position	Sensor	Messprinzip	Genauigkeit	Messbereich
Verdampfer Eintritt	DMU1 (Afriso)	piezoresistive Dickschicht-Keramik- Messzelle	0,5% FSO	0 bis 10 bar
Verdampfer Austritt	IMP 321 (ICS Schneider)	Piezoresistiver Sensor, Edelstahl-Membran	0,1% FSO	0 bis 10 bar
Differenzdruck Verdampfer	IDM 331	2 piezoresistive Sensoren, Edelstahl- Membran		
Kondensator Eintritt	IMP 321 (ICS Schneider)	Piezoresistiver Sensor, Edelstahl-Membran	0,1% FSO	0 bis 16 bar
Kondensator Austritt	DMU1 (Afriso)	piezoresistive Dickschicht-Keramik- Messzelle	0,5% FSO	0 bis 16 bar
Differenzdruck Kondensator	IDM 331	2 piezoresistive Sensoren, Edelstahl- Membran		-1 bis 1 bar

Durchflussmesser

Zur Messung des Durchflusses der wichtigen Fluidströme sind in der Versuchsanlage verschiedene Messgeräte verbaut. Vor dem Expansionsventil wird der Volumenstrom des Kältemittels im Kondensatorkreislauf mit einem Turbinen-Durchflussmesser ermittelt. Da das Kältemittel an dieser Stelle einphasig flüssig vorliegt, kann über das an derselben Position gemessene Druck-Temperatur-Paar die Dichte und damit der Massenstrom im Kondensatorkreislauf bestimmt werden. Bei der Turbine handelt es sich um das Modell HM 013 E der Firma KEM Küppers. Die Durchflussmessung basiert auf der Messung der Drehzahl, welche proportional zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit ist. Das möglichst reibungsarm angebrachte Turbinenrad wird durch die axiale Anströmung des Fluids in Rotation versetzt. Im Gehäuse befinden sich Messaufnehmer, welche die Drehzahl des Turbinenrads in Form von Impulsen berührungslos über die Gehäusewand erfassen. Über einen Kalibrier-Faktor kann die Pulsrate in einen Volumenstrom umgerechnet werden. Der Kältemitteldurchfluss im Verdampfertrakt wird mit Hilfe des Ultraschall-Messgeräts UFM 3030 der Fa. Krohne bestimmt. Das Messverfahren beruht auf der Laufzeitmessung von Ultraschallsignalen im bewegten Medium. Zwischen zwei gegenüberliegenden Punkten wird ein Ultraschallsignal in

beide Richtungen gesendet und die jeweilige Laufzeit detektiert. Da die Schallgeschwindigkeit in einem Medium für den jeweiligen Zustand konstant ist, ist der Unterschied der Laufzeiten der beiden Signale nur noch abhängig von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit sowie der (bekannten) Länge und Lage des Messpfads. Im vorhandenen Sensor werden parallel mehrere Messpfade ausgewertet, um eine Abhängigkeit der Messung vom radialen Strömungsprofil im Messrohr möglichst gering zu halten.

Die Durchflüsse des Heiz- bzw. Kühlkreislaufs in beiden Versuchs-Plattenwärmeübertragern werden mittels zwei Proline Promag 53P Sensoren der Fa. Endress & Hauser bestimmt. Deren Messprinzip beruht auf der elektromagnetischen Induktion nach M. Faraday. Im Sensor wird das Medium mit einem magnetischen Feld beaufschlagt. Da es sich um (schwach) elektrisch leitende Flüssigkeiten handelt, wirken diese als bewegte Leiter im Magnetfeld, welche eine Spannung induzieren, die proportional zur Fließgeschwindigkeit ist.

Leistungsmessung

Um eine Bilanzierung des Gesamt-Kreisprozesses zu ermöglichen, wurde eine Leistungsmessung am Verdichter installiert. Hierzu wurde ein Energiezähler vom Typ TE Connectivity DRM-125-3P elektrisch an die Stromzufuhr des Verdichters angeschlossen. Die Wirkleistung des Verdichters wird als Impulse pro Zeit ausgegeben. Die Impulse werden über eine NI-9401-Messkarte erfasst. Im Datenerfassungsprogramm wird daraus die elektrische Leistung des Verdichters bestimmt.

Messdatenerfassung

Zur Datenerfassung und -Digitalisierung wird das Multimeter 2750 der Fa. Keithley verwendet. Dieses bietet Platz für insgesamt 5 Messkarten 7708, welche jeweils 40 Kanäle für Spannungs- oder Widerstandsmessungen aufweisen. Die Bestimmung der Vergleichstemperatur für die Thermoelemente erfolgt direkt in der Karte, so dass ein Einfluss durch eine schwankende Umgebungstemperatur auf das Messergebnis ausgeschlossen werden kann. Die Strom-Ausgangssignale der Druck- und Durchflusssensoren werden über je einen $500\ \Omega$ Hochpräzisionswiderstand in Spannungssignale umgewandelt, welche von den Messkarten erfasst werden können.

Neben dem Keithley-Multimeter sind zudem zwei National Instruments Messkarten auf einem Chassis NI cDAQ-9174 installiert. Eine NI-9401-Messkarte dient zur Erfassung der Impuls-Frequenz des Energiezählers zur Leistungsmessung am Verdichter (s.o.). Die zweite Karte ermöglicht das Versenden von Ausgangssignalen. Dies dient zur Regelung des Expansionsventils, bei welchem der Öffnungsgrad manuell über die LabVIEW- Benutzeroberfläche eingegeben wird und über die NI-9263-Karte als Spannungssignal an den Stellmotor des Expansionsventils geleitet wird. Ein weiteres Ausgangssignal ist für die Regelung der Enthitzer-Kühlwasser-Pumpe notwendig. Deren Drehzahl wird so eingestellt, dass das Kältemittel im Enthitzer bis auf 2,5 K Überhitzung abgekühlt wird. Die Regelung erfolgt hierbei über einen PI-Regler, welcher in Labview implementiert ist. Anhand der

gemessenen Eintrittstemperatur sowie der über den Eintrittsdruck berechneten Sättigungstemperatur wird die Differenz zum Sollwert von 2,5 K bestimmt, welche als Eingangsgröße bei der Regelung dient. Über einen Schalter auf der Benutzeroberfläche kann zudem auf manuelle Regelung der Pumpe umgestellt werden, bei welcher die Pumpendrehzahl direkt vorgegeben wird.

6.1.3 Kalibrierung

Zur Sicherstellung und Quantifizierung einer möglichst geringen Messunsicherheit wurden alle relevanten Sensoren der Versuchsanlage kalibriert. Die Kalibrierung erfolgte dabei jeweils durch Vergleich mit Kalibriernormalen und anschließender Erstellung einer Ausgleichsfunktion, welche das Messsignal so korrigiert, dass an den Kalibrierpunkten möglichst die Werte des Normalen erreicht werden. Alle Sensoren sind für die Kalibrierung elektrisch bereits so angeschlossen, wie sie später auch während der Messungen im Versuchsstand eingebunden sind. Somit werden mögliche Einflüsse der Verkabelung auf das Messergebnis durch die Kalibrierung korrigiert.

Widerstandsthermometer/Temperatursensoren in der Anlage

Zur Kalibrierung der Widerstandsthermometer wird ein Blockkalibrator vom Typ Oceanus 6, Modell 580, von Isothermal Technology Limited verwendet. Ein Aluminium-Blockeinsatz mit kreisförmig angeordneten Bohrungen dient zur Aufnahme der Sensoren und zur Vergleichmäßigung der Temperatur im Block. Für eine noch homogenere Temperatur im Bereich der Sensoren werden die Bohrungen mit Flüssigkeit gefüllt und der Blockkalibrator nach außen hin wärmegeklämt. Als Referenz wird ein Pt25- Widerstandsthermometer verwendet, welches regelmäßig durch die Physikalisch-Technische Bundesanstalt in Berlin kalibriert wird und eine maximale Messunsicherheit von 2,5 mK in dem betrachteten Temperaturbereich aufweist. Die Datenerfassung erfolgt für das Pt25-Widerstandsthermometer mit einer Wheatstonschen Messbrücke IsoTech microK. Die Pt100-Sensoren werden entsprechend ihrer Position in der Anlage und den dort vorherrschenden Temperaturen in zwei verschiedenen Temperatur-Bereichen kalibriert. Die Sensoren im Bereich des Verdampfers und Abscheiders werden bei Temperaturen zwischen -30 und +30 °C in 5 K-Schritten, die restlichen Sensoren im Bereich von 0 bis 105 °C in Schritten von je 7,5 K kalibriert. Um einen möglichen Hysterese-Effekt zu berücksichtigen, erfolgt die Kalibrierung zunächst für jeden zweiten Punkt bei steigenden Temperaturen. Im Anschluss werden die restlichen Kalibrierpunkte in der Reihenfolge sinkender Temperaturen aufgenommen. Je Kalibrierpunkt wird die entsprechende Temperatur am Oceanus eingestellt und dann abgewartet, bis das System einen stationären Zustand erreicht hat. Dies ist der Fall, wenn alle Sensoren keine gerichtete Steigung mehr aufweisen. Ist der stationäre Zustand erreicht, werden die gemessenen Widerstände über einen Zeitraum von mindestens zehn Minuten gemittelt. Die Umrechnung des am Pt25 gemessenen Widerstands in die Referenztemperatur erfolgt anhand der hinterlegten Kalibrierkoeffizienten direkt in der Auswerte-

Einheit der Messbrücke. Entsprechend der DIN EN 60751:2009-05 [39] ist der Zusammenhang zwischen Widerstand und Temperatur in folgender Form gegeben:

$$R(\vartheta) = \begin{cases} R_0[1 + A\vartheta + B\vartheta^2 + C(\vartheta - 100\text{ °C})\vartheta^3] & \text{für } -200\text{ °C} < \vartheta \leq 0\text{ °C} \\ R_0(1 + A\vartheta + B\vartheta^2) & \text{für } 0\text{ °C} < \vartheta \leq 850\text{ °C} \end{cases} \quad (6.1)$$

Hierbei ist R der bei der Temperatur ϑ in °C gemessene Widerstand, R_0 ist der Widerstand bei $\vartheta = 0\text{ °C}$. A , B und C sind Konstanten, deren Werte in Tabelle 6.2 zusammengefasst sind.

Tabelle 6.2: Koeffizienten für die Temperatur-Widerstand-Kennlinie nach DIN EN 60751 [39]

Konstante	R_0	A	B	C
Wert	100 Ω	$3,9083 \cdot 10^{-3}\text{ °C}^{-1}$	$-5,775 \cdot 10^{-7}\text{ °C}^{-2}$	$-4,183 \cdot 10^{-12}\text{ °C}^{-4}$

Die so ermittelte Referenztemperatur wird zur Bestimmung der Kalibrierfunktionen aller Pt100-Sensoren herangezogen. Entsprechend der DAkkS-Richtlinie zur Bestimmung von Thermometerkennlinien [34] mittels eines Polynoms zweiten Grades. Die Koeffizienten der Polynome sind in Tabelle 9.1 im Anhang für alle Pt100-Sensoren tabelliert. In Abbildung 6.9 sind die Abweichungen der über die Kalibrierfunktion berechneten Temperaturen zur Referenztemperatur für alle Sensoren dargestellt. Für beide Temperaturbereiche liegt die maximale Abweichung unter $\pm 40\text{ mK}$, für die meisten Sensoren und Temperaturen sogar unter $\pm 20\text{ mK}$.

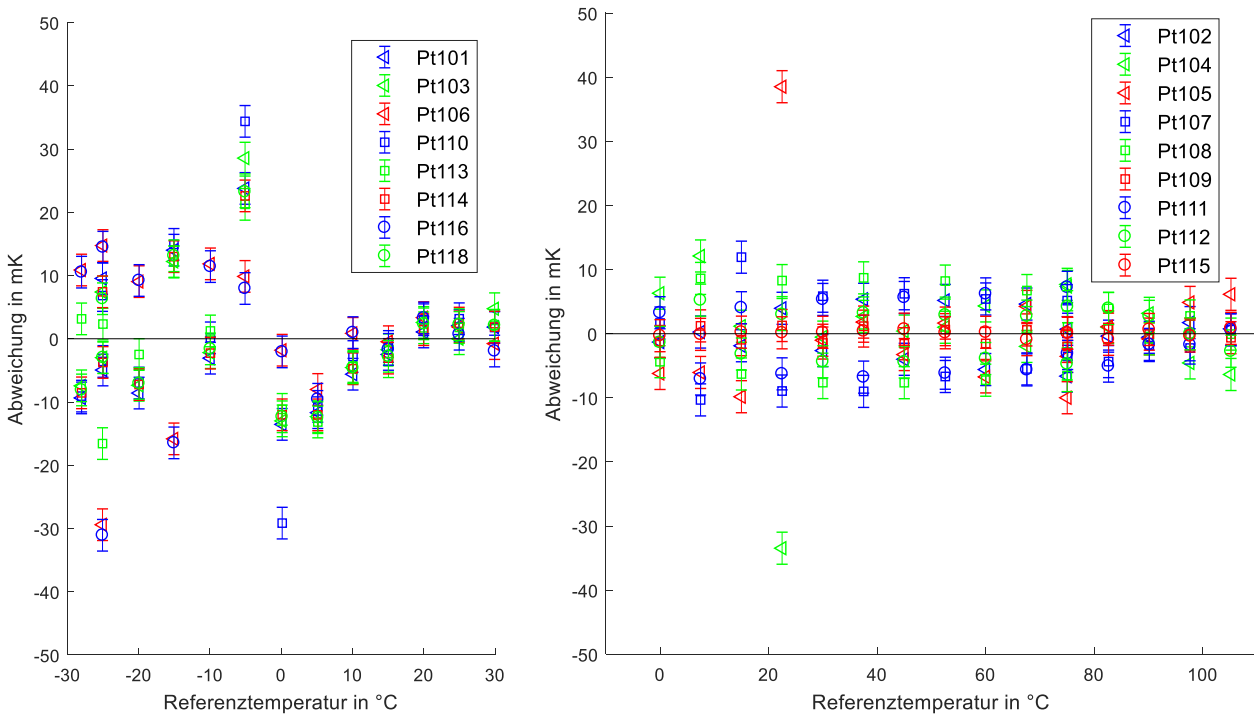


Abbildung 6.9: Abweichungen der berechneten Temperaturen der Pt100-Sensoren nach der Kalibrierung

Thermoelemente in den Plattenspalten

Die in den Plattenspalten aufgelöteten Thermoelemente im Verdampfer und Kondensator werden im eingebauten Zustand kalibriert. Dadurch werden eventuelle Störungen oder Einflüsse auf die Temperaturmessungen durch den Einbauvorgang über die Kalibrierung berücksichtigt und ausgeglichen. Die Einstellung der jeweiligen Temperatur erfolgt durch Temperierung des Kühl- bzw. Heizfluids durch das Hauskühlwasser. Dadurch kann eine Minimaltemperatur von etwa 10 °C erreicht werden. Wird die Kühlung durch das Hauskühlwasser abgestellt, erhitzen sich die Sekundärkreisläufe durch den Energieeintrag der Umlaufpumpen stetig, sodass höhere Temperaturen eingestellt werden können. Um eine möglichst einheitliche Temperatur in den durchflossenen Spalten zu erhalten, werden die Plattenwärmeübertrager kältemittelseitig evakuiert, sodass der Druck in den Kältemittelspalten minimal wird. Dadurch wird der Wärmeübergang minimiert und für den stationären Zustand ist die Annahme gültig, dass an einer Position entlang des Strömungsfadens die Fluidtemperatur gleich der Wandtemperatur ist. Als Referenztemperaturen werden die Pt100-Sensoren am Ein- und Austritt in den Wasserspalt herangezogen. Der gemessene Temperaturunterschied zwischen Ein- und Austritt beträgt für die betrachteten Kalibrierpunkte maximal 0,06 K. Für die Bestimmung der Referenztemperatur an einer Position wird ein linearer Temperaturverlauf zwischen Ein- und Austritt des Wärmeübertragers angenommen. Die Kalibrierung erfolgt für den Kondensator bei acht Temperaturen zwischen 9 und 27 °C. Da während des Betriebs im Verdampfer auch Temperaturen unterhalb von 11 °C auftreten, muss der Kalibrierbereich für die dort verbauten Thermoelemente erweitert werden. Ein weiteres Herabkühlen durch das Hauskühlwasser ist temperaturbedingt nicht möglich, daher wird der Versuchsstand als Kompressionskälteanlage genutzt. Während des Betriebs des Versuchsstands wird der thermische Abgleich des Verdampfer-Heizfluids mit dem Kondensator-Kühlwasser unterbunden, das Heizfluid wird nach Durchfließen des Verdampfers direkt in den Tank zurückgeleitet, ohne den Wärmeübertrager zu passieren (vgl. Abbildung 6.2). Dadurch kühlt sich das Heizfluid stetig ab. Sobald eine Fluidtemperatur von -10 °C im Tank erreicht ist, wird der Versuchsstand heruntergefahren. Im Anschluss erfolgt die kältemittelseitige Evakuierung des Verdampfers. Danach kann die Heizwasserpumpe eingeschaltet und nach einer Einlaufzeit mit der Kalibrierung begonnen werden. Durch die Pumpe und die Umgebung wird stetig Energie in das Fluid eingebracht, was zu einem kontinuierlichen Anstieg der Heizwassertemperatur führt. Durch dieses Vorgehen ist eine Kalibrierung der Thermoelemente im Verdampfer in einem Temperaturbereich von -7,5 bis 17 °C möglich.

Für alle Thermoelemente wird für eine minimale Abweichung zur Referenz eine kubische Kalibrierfunktion gewählt. Damit ergeben sich die maximalen Abweichungen der Temperaturen zu $\pm 0,061$ K für den Kondensator und $\pm 0,051$ K für den Verdampfer. Eine graphische Darstellung der

Unsicherheiten über den Kalibrierbereich findet sich in in Abbildung 9.1 und Abbildung 9.2 im Anhang.

Drucksensoren

Die Kalibrierung der Drucksensoren erfolgte mittels der Druckwaage 5201 von DH Budenberg, welche als Referenz diente und eine Messunsicherheit von ± 2 mbar aufweist. Die am Kondensatorein- und -austritt installierten Sensoren wurden im Bereich von 0 bis 15 bar, die Sensoren am Verdampfer bei Drücken von 0 bis 10 bar, jeweils in Schritten von 0,5 bar, kalibriert. Als Kalibriergleichungen wurden Polynome 2. oder 3. Ordnung verwendet. Die damit erreichten Unsicherheiten liegen für die betrachteten Sensoren im Bereich von ± 2 mbar bis ± 8 mbar. Die Kalibriergleichungen und genauen Abweichungen der einzelnen Sensoren sind in Abbildung 9.3 und Tabelle 9.2 im Anhang dargestellt.

Die Differenzdrucksensoren am Verdampfer und Kondensator wurden nach dem Vergleichsprinzip mit der Druckwaage 21610 der Fa. Desgranges & Huot GmbH kalibriert. Die angegebene Unsicherheit der Referenz beträgt ± 21 Pa. Der Verdampfer-Differenzdrucksensor wurde im Bereich zwischen 0 und 45 kPa in 5 kPa-Schritten kalibriert. Beim Sensor des Kondensators wurden aufgrund seines Betriebsbereichs auch negative Druckdifferenzen berücksichtigt. Die Kalibrierung erfolgte hier für den Bereich zwischen -90 und 90 kPa in Schritten zu je 10 kPa. Für beide Sensoren ist eine gute Anpassung bereits durch eine lineare Kalibrierfunktion erreicht. Die Unsicherheit liegt für den Sensor am Verdampfer bei ± 41 Pa. Für den Kondensator ergibt sich die Unsicherheit zu ± 74 Pa. Eine detaillierte Auflistung der einzelnen Unsicherheiten sowie die Kalibriergleichungen der Differenzdrucksensoren finden sich in Abbildung 9.4 und Tabelle 9.2 im Anhang.

6.2 AUSWERTUNGSMETHODIK

Die Auswertung der Messdaten erfolgt mittels eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Programms in MATLAB®. Die benötigten Stoffdaten für Wasser und das Kältemittel R134a werden über eine Schnittstelle zu REFPROP, einer Datenbank für Stoffdaten des *National Institute of Standards and Technology* (NIST), abgerufen. Für R134a liegt dabei eine Fundamentalgleichung der freien Energie nach Tillner-Roth und Baehr [159] zugrunde. Die Berechnung der Stoffdaten für Wasser basiert auf der Fundamentalgleichung, welche von der IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam) [166] entwickelt wurde. Da Mono-Ethylenglykol nicht als Fluid in REFPROP hinterlegt ist, werden die thermodynamischen Eigenschaften des Heizfluids im Verdampfer über CoolProp [15] bestimmt. Dies ist eine Open-Source-Datenbank, welche ebenfalls über eine Schnittstelle aus Matlab aufgerufen werden kann.

Vor der eigentlichen Auswertung wird zunächst für jeden Betriebspunkt die Energiebilanz der untersuchten Plattenwärmeübertrager überprüft. Im Falle des Kondensators erfolgt dies über die

Bestimmung der integral übertragenen Wärmeströme des Primär- sowie des Sekundärfluids. Da der Austrittszustand des Primärfluids beim Verdampfer in den meisten Fällen zweiphasig ist, kann hier nicht in einfacher Weise der Wärmestrom bestimmt werden. Stattdessen wird durch eine Bilanz um den Abscheider der Dampfgehalt des Kältemittels am Verdampferaustritt bestimmt, wodurch auch der vom Kältemittel aufgenommene Wärmestrom im Verdampfer bestimmt werden kann. Für eine detaillierte Beschreibung der Bilanzierung sei auf den Anhang 9.6 verwiesen.

Die eigentliche Auswertung erfolgt für Verdampfer und Kondensator in zwei verschiedenen Programmen, welche jedoch nach demselben Schema aufgebaut sind. Dabei werden zuerst die Plattengeometrie und das zu verwendende Modell für die Berechnung des Reibungsdruckverlustes vorgegeben. Im Anschluss wird die Auswertung für jeden Betriebspunkt durchlaufen. Dabei werden zunächst die Messdaten eingelesen und in die benötigten Einheiten umgerechnet. Optional kann eine Glättung der Temperaturverläufe in den Plattenwärmeübertragern erfolgen. Außerdem wird die Massenstromverteilung in den Plattenspalten berechnet. Im Anschluss erfolgt die Initialisierung des Druckvektors, in welchem die lokalen Drücke entlang eines Kältemittelspaltes gespeichert werden. Da hierzu anfangs noch keine Informationen vorliegen, wird zunächst ein Druckverlust angenommen. Als nächstes werden die segmentweise übertragenen Wärmeströme bestimmt. Sind diese bekannt, kann auch die Bestimmung der lokalen thermodynamischen Zustände des Kältemittels erfolgen. Anschließend werden die Druckverluste im Kältemittelspalt berechnet und damit die lokalen Drücke im Druckvektor aktualisiert. Damit kann nun erneut die Berechnung der Wärmeströme und lokalen Zustände erfolgen. Diese Iteration wird so lange durchgeführt, bis eine Maximalabweichung des berechneten Austrittsdrucks zum vorherigen Iterationsschritt unterschritten wird.

Im Folgenden werden die einzelnen Auswerteschritte im Detail beschrieben.

Temperaturverläufe im Plattenwärmeübertrager

Durch die punktuelle Messung der Wand- und Fluidtemperaturen im Spalt sind die Ergebnisse stark von den lokal vorherrschenden Strömungsbedingungen abhängig. Da im Rahmen der Untersuchungen Plattenkassetten aus Platten mit verschiedenen Prägungswinkeln verwendet wurden, sind die Strömungsbedingungen über den Strömungsquerschnitt nicht konstant. Daraus resultiert eine Abweichung der lokal gemessenen Temperatur von der mittleren, repräsentativen Temperatur auf dieser Höhe des Spalts. Die Stärke der Abweichung ist dabei von den Fluideigenschaften sowie den Betriebsbedingungen abhängig. Durch die vorliegende gemischte Wellung liegen die Messpunkte zumeist nicht entlang eines Stromfadens, da die Strömung in den verschiedenen Bereichen der relativen Wellenanordnung (siehe Abbildung 5.9) unterschiedlich umgelenkt wird. Die Annahme der gemessenen Temperaturen als repräsentative Querschnittswerte an der jeweiligen Höhe des Spalts ist daher für beide Apparate zu prüfen. Als Anhaltspunkt kann dabei ein Vergleich der experimentell ermittelten Nu-Zahl im Wasserspalt mit der nach der literaturbekannten Korrelation nach Martin [114] bestimmten Nu dienen. Hierbei ist jedoch anzumerken, dass diese einphasige Korrelation aus

Messwerten für den gesamten Wärmeübertrager, inkl. Manifold und Verteilerdreiecke, entwickelt wurde. Der lokale Wärmeübergang weicht daher mit hoher Wahrscheinlichkeit von dem berechneten Wert ab. Nichtsdestotrotz können durch den Vergleich Tendenzen aufgezeigt und somit eine Entscheidungsgrundlage geschaffen werden.

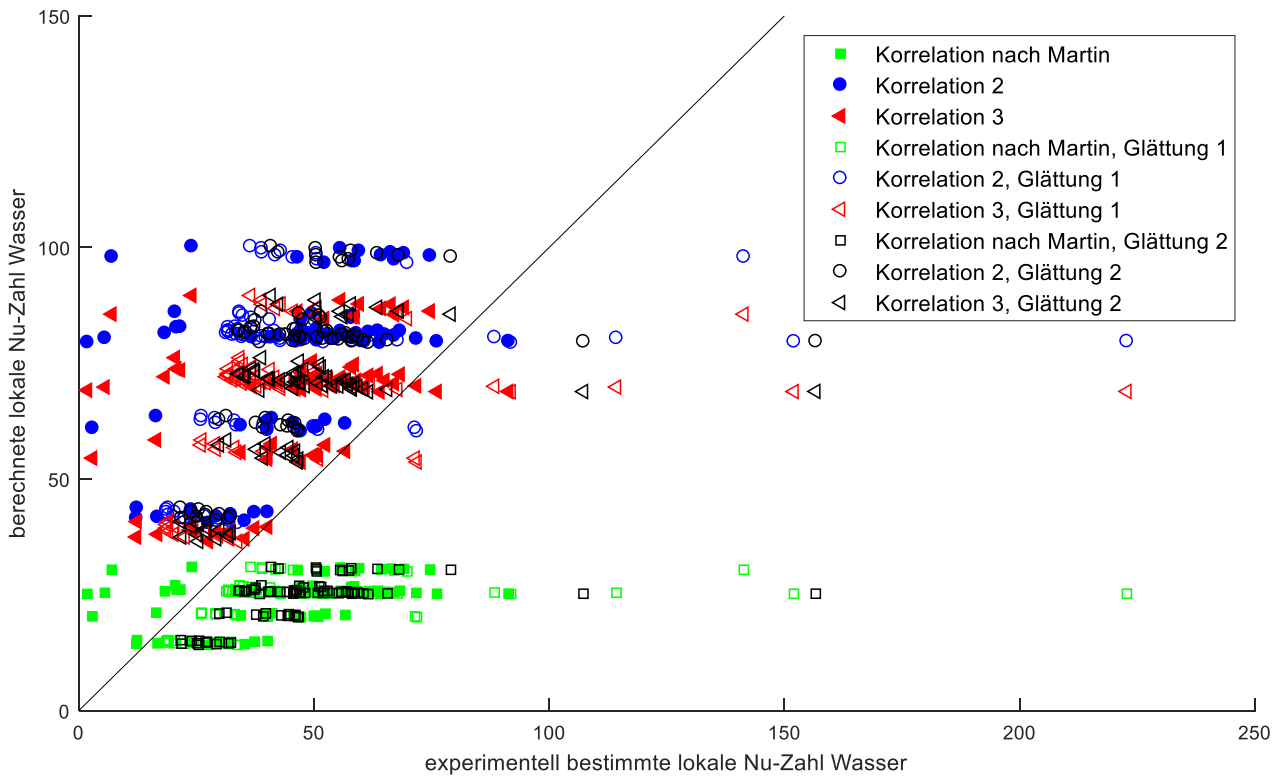


Abbildung 6.10: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten lokalen Nu-Zahlen des Wassers im Kondensator für verschiedene Glättungen der Temperaturdaten

In Abbildung 6.10 ist der Vergleich für den Kondensator dargestellt. Um einen möglichst großen Nu-Bereich zu berücksichtigen, wurden Betriebspunkte mit verschiedenen Wasser-Massenstromdichten betrachtet. Aufgetragen ist die lokal berechnete über der experimentell ermittelten, lokalen Nußelt-Zahl. Für die Berechnung wurden neben der Korrelation nach Martin noch zwei weitere Korrelationen herangezogen, um einen möglichen Einfluss der Korrelation zu berücksichtigen. Für die Glättung der Messdaten wurden verschiedene Varianten untersucht. Beispielhaft sind hier die Glättung der Fluidtemperaturen mit Polynomen 2. (Glättung 1) und 3. Grades (Glättung 2) dargestellt. Die Wandtemperaturen wurden jeweils mit einer linearen Funktion angepasst. Es fällt auf, dass die experimentell ermittelten lokalen Nußelt-Zahlen stark streuen, während die berechneten Nu sich für einen Betriebspunkt (horizontal auf gleicher Höhe angeordnete Punkte) kaum verändern. Dies ist auf die oben erläuterten lokalen Unterschiede zurückzuführen. Die ausgefüllten Symbole markieren den Vergleich der ungeglätteten Messdaten mit den verschiedenen Korrelationen. Diese liegen im Mittel näher an der Paritätslinie als die Punkte mit vorgenommener Glättung. Für den Kondensator wird daher keine Glättung der lokalen Temperaturmessdaten vorgenommen.

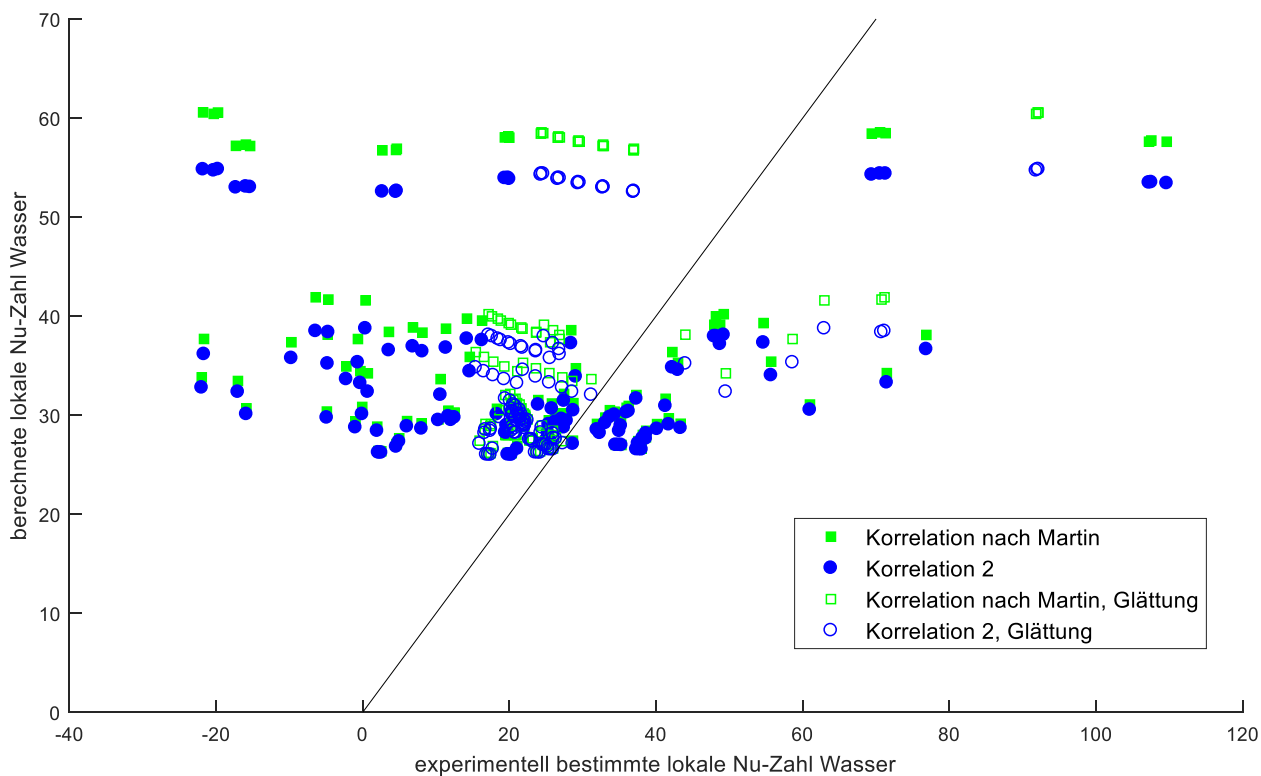


Abbildung 6.11: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten lokalen Nu-Zahlen des Heizfluids im Verdampfer für die Temperaturdaten mit und ohne Glättung

In Abbildung 6.11 sind die Ergebnisse für eine Messreihe des Verdampfers dargestellt. Auch hier weisen die experimentell ermittelten Nußelt-Zahlen eine deutlich stärkere Streuung als die berechneten auf. Bei der dargestellten Glättung wurden die Wandtemperaturen mit einer linearen Funktion angepasst. Die Fluidtemperaturen wurden über ein Polynom 2. Grades mittels der Methode der kleinsten Residuen (LAR) angepasst. Dabei wird die Summe der absoluten Abweichung zwischen Mess- und Funktionswert minimiert. So haben stärker abweichende Messdaten weniger Einfluss auf die Ausgleichsfunktion und das Verfahren ist robuster gegenüber Ausreißern. Dies ist von Vorteil, da die gemessenen Spalt-Temperaturen sehr stark streuen, so dass z.T. auch negative Nußelt-Zahlen berechnet werden. Letztere treten auf, wenn die lokal gemessene Fluidtemperatur an aufeinanderfolgenden Positionen entlang der Strömungsrichtung zunimmt. Dies kann durch die lokalen Strömungsbedingungen durchaus der Fall sein, ist jedoch nicht repräsentativ für den Verlauf der mittleren Fluidtemperatur. Diese nimmt für das Heizfluid in Fließrichtung kontinuierlich ab, da über die gesamte Fließlänge Wärme an das Kältemittel übertragen wird. Für einen exemplarischen Verlauf der gemessenen Fluidtemperaturen sei auf Abbildung 9.7 im Anhang verwiesen. Im Bereich der blauen Umrandung tritt dort eine kleine Erhöhung der gemessenen Fluidtemperatur entlang der Fließrichtung mit einer Größenordnung von 0,1 K auf. Diese führt für diesen Bereich zu negativen Wärmeübergangskoeffizienten von etwa $-400 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ ($\cong \text{Nu} \approx -4,9$), siehe Abbildung 9.8. Für andere Betriebszustände ist die Temperaturdifferenz z.T. größer (bis zu 1,1 K), sodass sich in Abbildung 6.11 ohne Glättung Nußelt-Zahlen bis etwa -20 ergeben.

Neben der vorgestellten Art der Glättung wurden auch zahlreiche weitere Funktionen für die Datenanpassung untersucht. Mit der dargestellten Variante konnten jedoch die besten Übereinstimmungen erzielt werden. Aufgrund der deutlich besseren Übereinstimmung für die Ergebnisse mit Glättung bei allen untersuchten Korrelationen, werden die Temperaturprofile im Verdampfer für die Auswertung des Wärmeübergangs wie beschrieben angepasst.

Massenstrom

Zur Bestimmung der Massenstromverteilung auf die Spalte wird ein Modell nach Bassiouny [14] verwendet. Unter der Annahme eines vernachlässigbaren Reibungsdruckverlusts im Verteiler- und Sammelbereich des Plattenwärmeübertragers kann die dortige Druckverteilung über die Änderung der axialen Geschwindigkeit entlang dieser Bereiche bestimmt werden. Sowohl im Verteiler als auch im Sammler nimmt diese Geschwindigkeit von der Anschlussseite hin zum Ende des Plattenpakets ab, von der Eintritts- bzw. Austrittsgeschwindigkeit bis hin zu einer axialen Geschwindigkeit von Null bei der Umlenkung am hintersten Plattenspalt. Dies führt zu einer Druckzunahme in dieser Richtung. Die Verteilung des Massenstroms auf die Spalte ist abhängig von der Ausprägung der Druckverläufe des Verteilers und Sammlers zueinander.

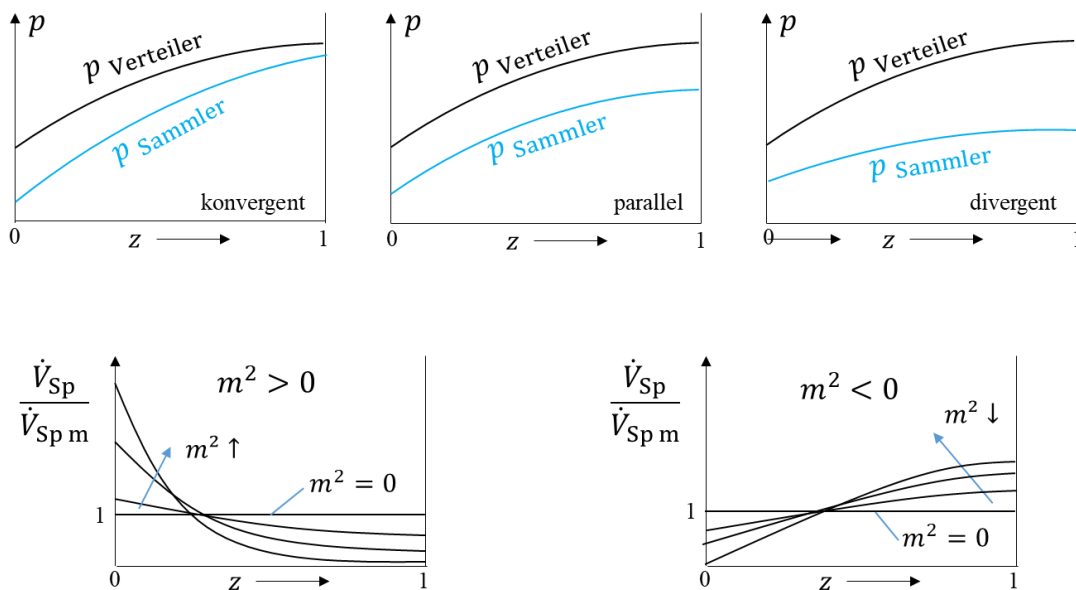


Abbildung 6.12: oben: Druckverlauf im Verteiler und Sammler für einen Plattenwärmeübertrager in U-Anordnung für verschiedene Strömungsverteilung. Unten: Strömungsverteilung entlang des Apparates in Abhängigkeit von m . Modifiziert nach [14]

In Abbildung 6.12 oben sind die möglichen Druckverläufe dargestellt. Liegen die Kurven parallel zueinander, verteilt sich die Strömung gleichmäßig auf die Kanäle. Bei einer divergenten Anordnung führt die zunehmende Druckdifferenz zwischen Spaltein- und -austritt zu einer Zunahme der Spaltmassenströme in Einlaufrichtung. Verlaufen die Drücke in Richtung der Einlaufströmung konvergent zueinander, ergeben sich abnehmende Massenströme in den Spalten. Die genaue Verteilung der Fluidströme auf die Spalte kann nach Bassiouny [14] über eine Massen- und

Impulsbilanz hergeleitet werden. Damit ergibt sich die Verteilung in Form des mittleren Volumenstroms in Spalt j wie folgt:

$$\dot{V}_{Spj} = \dot{V}_{Sp,m} m \frac{\cosh m(1 - Z/L_{Man})}{\sinh m} \quad (6.2)$$

Hierin ist $\dot{V}_{Sp,m}$ der Spaltvolumenstrom, welcher sich bei Gleichverteilung einstellen würde, Z ist die Laufvariable entlang des Plattenpakets, welche auf die Gesamtlänge der Manifolds L_{Man} bezogen wird. Die Variable m ergibt sich bei identischer Querschnittsfläche von Verteiler und Sammler, A_{Man} , und mit dem Reibungsbeiwert im Spalt ξ_{Spj} zu:

$$m = \frac{n A_q}{A_{Man}} \sqrt{\frac{1}{1 + (L_P/d_e)\xi_{Spj}}} \quad (6.3)$$

In Abbildung 6.12 unten sind beispielhaft die Verläufe des normierten Spaltmassenstroms über der dimensionslosen Länge z für verschiedene Werte von m dargestellt.

Die für die vorliegenden Betriebspunkte berechnete Fehlverteilung ergibt eine maximale Abweichung des Spaltmassenstroms von der Gleichverteilung von unter 0,05% für den Kondensator und von maximal 0,2% für den Verdampfer. Die gemessene Abweichung der Temperaturen an den Spaltein- und -austritten liegt dabei bei bis zu 0,1% für die mittleren Spalte, sowie bei max. 1 bis 1,7% für die Randspalte im Kondensator bzw. Verdampfer.

Wärmeströme

Der vom Sekundärfluid in einem Segment g aufgenommene Wärmestrom $\dot{Q}_{W,g}$ kann über eine Energiebilanz anhand der gemessenen Fluidtemperaturen $T_{W,i}$ bestimmt werden. Der der Berechnung zugrunde liegende Bilanzraum ist in Abbildung 6.13 beispielhaft für den Kondensator dargestellt.

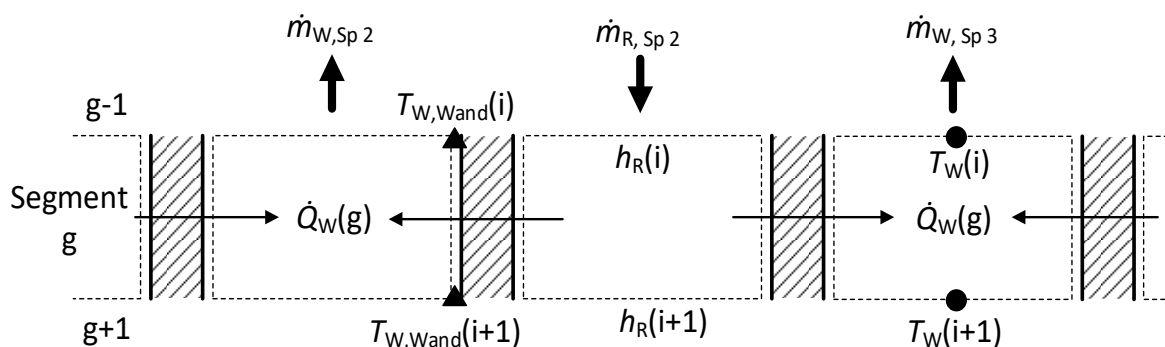


Abbildung 6.13: Bilanzraum für die segmentweise Bestimmung der Wärmeströme

Unter Annahme eines inkompressiblen Fluids lässt sich $\dot{Q}_{W,g}$ wie folgt bestimmen:

$$\dot{Q}_{W,g} = \dot{m}_{W,Spj} \cdot c_{W,g} (T_{W,i+1} - T_{W,i}) \quad (6.4)$$

$c_{W,g}$ ist dabei die spezifische Wärmekapazität, welche mit der mittleren Temperatur in Segment g , $T_{W,g} = 1/2 \cdot (T_{W,i} + T_{W,i+1})$, bestimmt wird.

Die mittlere Wärmestromdichte im Segment g berechnet sich über

$$\dot{q}_{W,g} = \dot{Q}_{W,g}/2A_{P,g} \quad (6.5)$$

Dabei ist die Bezugs-Wärmeübertragungsfläche durch die doppelte Plattenoberfläche im Segment $A_{P,g} = \Phi B_P L_g$ gegeben.

Thermodynamische Zustände des Kältemittels

Sind die segmentweisen Wärmeströme bekannt, kann auch die Bestimmung der lokalen thermodynamischen Zustände des Kältemittels erfolgen. Die Enthalpie des Kältemittels am Eintritt ($i = 1$) ist durch die dort gemessenen Zustandsgrößen Druck und Temperatur gegeben:

$$h_{R,1} = h(p_{R,1}, T_{R,1}) \quad (6.6)$$

Mit der Energiebilanz für das Arbeitsfluid im Segment g

$$\dot{Q}_{W,g} = \dot{m}_{R,Spj}(h_{R,i} - h_{R,i+1}) \quad (6.7)$$

kann dann sukzessive die Enthalpie des Kältemittels am Austritt jedes Segments bestimmt werden:

$$h_{R,i+1} = h_{R,i} - \dot{Q}_{W,g}/\dot{m}_{R,Spj} \quad (6.8)$$

Nun können auch weitere relevante Parameter, wie der Dampfgehalt für zweiphasige Zustände

$$x_{R,i} = x(p_{R,i}, h_{R,i}) \quad (6.9)$$

und die Kältemitteltemperatur

$$T_{R,i} = \begin{cases} T(p_{R,i}) & \text{für } 0 < x < 1 \\ T(p_{R,i}, h_{R,i}) & \text{für } x < 0 \vee x > 1 \end{cases} \quad (6.10)$$

an den Segmentübergängen i bestimmt werden. Bei der Bestimmung der Temperatur ist im zweiphasigen Fall nur der Sättigungsdruck an der jeweiligen Position erforderlich. Für einphasige Zustände erfolgt die Bestimmung der Temperatur durch Vorgabe des Drucks und der Enthalpie an der Stelle i .

Für eine strömungsmechanische Charakterisierung wird zudem die Reynolds-Zahl für alle Segmente bestimmt. Diese lässt sich ebenfalls als Funktion des Sättigungsdrucks und des Dampfgehalts herleiten, vgl. Gleichung (3.9).

$$Re_{eq,i} = f(p_{R,i}, x_{R,i}) \quad (6.11)$$

In den Segmenten, in denen der Übergang zwischen einphasiger Strömung und Verdampfung bzw. Kondensation erfolgt, wird zudem per Hebelgesetz die einphasig überströmte Länge berechnet.

Druckverlust

Da nun die relevanten thermodynamischen Größen in den Segmenten bekannt sind, kann die abschnittsweise Berechnung des Druckverlusts für das Arbeitsmedium erfolgen. Ausgangspunkt ist der gemessene Druck am Apparateintritt. Von dort wird das Fluid über den Verteiler in die einzelnen

Spalte geleitet. Der Druckabfall im Verteiler lässt sich nach Kakaç et al. [77] als das 1,4-fache des dynamischen Drucks bestimmen:

$$\Delta p_{\text{Man}} = 1,4 \frac{G_{\text{Man}}^2}{2\rho_{\text{Man}}} \quad (6.12)$$

Hierbei ist G_{Man} die Massenstromdichte und ρ_{Man} die Dichte im Verteiler.

Nun wird für jedes Segment der Druckverlust Δp_k berechnet. Dieser setzt sich zusammen aus dem Reibungsdruckverlust (je nach thermodynamischen Zustand einphasig $\Delta p_{\text{Reib},1\text{ph}}$ oder zweiphasig $\Delta p_{\text{Reib},2\text{ph}}$), dem geodätischen Druckverlust Δp_g sowie dem Beschleunigungsdruckverlust Δp_a :

$$\Delta p_k = \Delta p_{g,k} + \Delta p_{a,k} + \Delta p_{\text{Reib},1\text{ph},k}(L_{1\text{ph},k}) + \Delta p_{\text{Reib},2\text{ph},k}(L_{2\text{ph},k}) \quad (6.13)$$

$\Delta p_{g,k}$ und $\Delta p_{a,k}$ werden entsprechend der Gleichungen (2.16) und (2.18) mit den mittleren Zustandsgrößen im Segment berechnet. Die Bestimmung des einphasigen Reibungsdruckverlusts erfolgt nach der Korrelation von Martin [114], vgl. Abschnitt 3.1.

Der zweiphasige Reibungsdruckverlust wird bei der Kondensation anhand der Korrelation von Grabenstein [52] bestimmt. Im Falle des Verdampfers erfolgt die Druckverlustberechnung mit der Korrelation nach Amalfi et al. [3].

Durch Aufsummieren der segmentweisen Druckverluste wird der Gesamtdruckabfall in den Spalten bestimmt. Der Druckverlust im Sammler lässt sich analog zum Verteiler-Druckverlust über Gleichung (6.12) berechnen, sodass der Druck am Apparateaustritt bestimmt werden kann.

Wärmeübergangskoeffizienten

Für die Betrachtung des Wärmeübergangs an der Platte wird der in Abbildung 6.14 dargestellte Bilanzraum herangezogen. Neben den gemessenen Wand- und Fluidtemperaturen sind durch die vorangegangene Auswertung auch die Fluidtemperaturen des Kältemittels an den Segment-Ein- und -Auslässen bekannt.

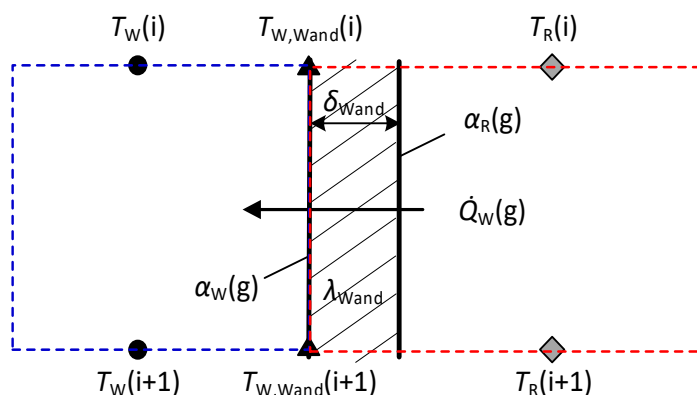


Abbildung 6.14: Bilanzraum zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten

Der Wärmeübergang von der Wand des Sekundärfluids bis zum Primärfluid (rotes Kontrollvolumen) kann mit der folgenden Energiebilanz beschrieben werden:

$$\dot{q}_{W,g} = k \Delta T_{R m k} \quad \text{mit} \quad k = \left(\frac{\delta_P}{\lambda_P} + \frac{1}{\alpha_{R k}} \right)^{-1} \quad (6.14)$$

Die darin enthaltene Temperaturdifferenz $\Delta T_{R m k}$ ist die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz:

$$\Delta T_{R m k} = \frac{T_{R i+1} - T_{W,Wand i+1} - T_{R i} + T_{W,Wand i}}{\ln \left(\frac{T_{R i+1} - T_{W,Wand i+1}}{T_{R i} - T_{W,Wand i}} \right)} \quad (6.15)$$

Durch die exponentielle Natur von Ausgleichsvorgängen bei vorherrschenden Gradienten – wie dem Wärmeübergang aufgrund einer Temperaturdifferenz – eignet sich der logarithmische Ansatz in diesem Fall besonders zur Bestimmung einer Mitteltemperatur [71]. Durch Umformen von Gleichung (6.14) erhält man den Wärmeübergangskoeffizienten des Kältemittels in Segment g :

$$\alpha_{R k} = \left(\frac{\Delta T_{R m k}}{\dot{q}_{W,g}} - \frac{\delta_P}{\lambda_P} \right)^{-1} \quad (6.16)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient auf der Sekundärfluidseite kann analog durch Energiebilanz für das blaue Kontrollvolumen (s. Abbildung 6.14) bestimmt werden:

$$\alpha_{W k} = \frac{\dot{q}_{W,g}}{\Delta T_{W m k}}, \quad (6.17)$$

wobei die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz $\Delta T_{W m k}$ wie folgt berechnet wird:

$$\Delta T_{m,W k} = \frac{T_{W,Wand i+1} - T_{W i+1} - T_{W,Wand i} + T_{W i}}{\ln \left(\frac{T_{W,Wand i+1} - T_{W i+1}}{T_{W,Wand i} - T_{W i}} \right)} \quad (6.18)$$

6.3 UNSICHERHEITEN

Jedes Messergebnis ist mit einer Unsicherheit behaftet. Die Abschätzung dieser Unsicherheit ist ein wichtiger Vorgang, um eine zuverlässige Einordnung der Messergebnisse und ihrer Eignung für Vergleichs-, Vorhersage- oder Bewertungszwecke (auch durch andere) zu gewährleisten. Seit 1993 besteht mit dem *Guide to the expression of uncertainty in measurement*, kurz GUM [72] ein international anerkannter Leitfaden zur Bestimmung der Messunsicherheit bei experimentellen Untersuchungen. Die deutsche Übersetzung ist als ISO-Leitfaden 98-3:2008-09 [40] veröffentlicht. Anhand dieses Leitfadens wird für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen eine Unsicherheitsanalyse durchgeführt, welche im Folgenden am Beispiel der Temperaturmessung sowie der Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben wird.

Um die Messunsicherheit zu bestimmen, werden bekannte Abweichungen des Messergebnisses vom Messwert bestimmt. Da nie alle Abweichungen bekannt sind, ist das Messergebnis auch nach

Korrektur aller bekannter Abweichungen noch immer mit einer Unsicherheit behaftet. Diese gibt somit den Toleranzbereich um die Messgröße an, in dem das Messergebnis liegt.

Messabweichungen können zufälliger oder systematischer Natur sein. Zufällige Messabweichungen resultieren aus der stochastischen Änderung von Einflussgrößen und bewirken eine Variation des Messergebnisses über die Zeit. Bei einer genügend großen Anzahl an Messungen heben sie sich gegeneinander auf, sie besitzen daher einen Erwartungswert von Null. Systematische Messabweichungen treten unabhängig von der Wiederholungsanzahl der Messung auf. Sie resultieren aus systeminternen Ursachen, wie nichtlinearem Verhalten des Sensors oder der Messanordnung selbst. Sie können weiter in zeitlich unabhängige und zeitlich veränderliche (z.B. durch Sensordrift) Messabweichungen unterteilt werden. Durch Kenntnis des Messsystems und des -verfahrens ist es möglich, die Einflussgrößen und ihre Wirkung zu identifizieren und eine entsprechende Korrektur vorzunehmen. Durch die Korrektur wird der Erwartungswert einer systematischen Messabweichung zu Null.

6.3.1 Unsicherheitsanalyse

Ausgangspunkt der Unsicherheitsanalyse ist die Definition der Funktionsbeziehung des Messergebnisses y und seiner Eingangsgrößen x_i

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_N). \quad (6.19)$$

Unter Eingangsgrößen werden alle Größen verstanden, die das Messergebnis beeinflussen, also z.B. Messgrößen, auf Basis derer das Ergebnis berechnet wird, aber auch externe Einflussgrößen, wie etwa unsicherheitsbehaftete Kalibriernormale. Die Unsicherheit der Ergebnisgröße wird als kombinierte Standardunsicherheit u_k angegeben. Diese ergibt sich nach der *Gauß'schen Fehlerfortpflanzung* mit den Unsicherheiten der Eingangsgrößen $u(x_i)$ und den partiellen Ableitungen der Funktion f aus Gleichung (6.19) nach den Eingangsgrößen:

$$u_k = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} u(x_i) \right)^2} \quad (6.20)$$

$\frac{\partial f}{\partial x_i}$ wird auch als Empfindlichkeitskoeffizient c_i bezeichnet. Er beschreibt den Einfluss der Änderung der Eingangsgrößen auf das Messergebnis.

Die Unsicherheiten der Eingangsgrößen $u(x_i)$ entsprechen ihrer jeweiligen empirischen Standardabweichung. Um diese zu bestimmen, muss die Verteilungsfunktion der Eingangsgröße festgelegt werden, welche entsprechend der vorliegenden Informationen gewählt wird.

Liegen zu einer Eingangsgröße n Wiederholungsmessungen vor, so kann die Unsicherheit als Standardabweichung einer Normalverteilung bestimmt werden:

$$u(x_i) = \sigma_i = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x_{ij} - \mu_i)^2} \quad (6.21)$$

Der darin enthaltene Erwartungswert μ_i entspricht dem arithmetischen Mittelwert der Messungen.

$$\mu_i = \bar{x}_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x_{ij}) \quad (6.22)$$

Für Eingangsgrößen, zu denen keine Messdaten vorliegen und deren Verteilung daher schwer abschätzbar ist, ist es nicht sinnvoll, eine Normalverteilung anzunehmen. Je nach Informationslage sind andere Verteilungsfunktionen, wie z.B. Rechteck-, Dreieck- oder Trapezverteilung zu wählen.

Für symmetrische Funktionen mit der Halbbreite a ergibt sich die Standardunsicherheit zu

$$u(x_i) = \sqrt{G} a_i \quad (6.23)$$

Der Gewichtungsfaktor \sqrt{G} ist dabei gleich der Varianz der Verteilungsfunktion, welche nach Pesch [132] anhand ihrer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion bestimmt werden kann.

In den meisten Fällen liegen keine Informationen zur Verteilung einer geschätzten Größe vor, jedoch lässt sich ein Bereich festlegen, innerhalb dessen die Größe mit einer Wahrscheinlichkeit von annähernd 100% liegt [132]. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Größe innerhalb dieser Grenzen einen bestimmten Wert einnimmt, ist für alle Punkte dieses Bereichs gleich. Die Verteilung entspricht also einer Rechteckfunktion, deren Gewichtungsfaktor $1/\sqrt{3}$ beträgt.

Die kombinierte Unsicherheit u_k nach Gleichung (6.20) gibt die einfache Standardunsicherheit einer Größe an. Bei einer Normalverteilung entspricht dies einer Wahrscheinlichkeit von etwa 68%, dass die Größe innerhalb des durch die Unsicherheit angegebenen Vertrauensbereichs liegt. Häufig ist diese Wahrscheinlichkeit für technische Anwendungen nicht ausreichend und der Vertrauensbereich muss vergrößert werden. Durch Multiplikation von u_k mit dem *Erweiterungsfaktor* k ergibt sich die *erweiterte Unsicherheit* U zu:

$$U = k u_k \quad (6.24)$$

Meist liegt k zwischen 2 und 3 [40]. Für $k = 2$ ergibt sich bei einer Normalverteilung eine Wahrscheinlichkeit von etwa 95%, dass die Größe innerhalb des Vertrauensbereichs liegt.

6.3.2 Anwendung der Unsicherheitsanalyse

Die Anwendung der Unsicherheitsanalyse nach [40] soll im Folgenden beispielhaft anhand der Temperaturmessung im Plattenspalt sowie der Bestimmung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt werden.

Die Unsicherheit bei der Messung der Spalttemperaturen mit Thermoelementen lässt sich auf verschiedene Einflüsse in der Messkette zurückführen. Neben der Standardabweichung des jeweiligen Messwerts, σ_{TE} , ist die zulässige Grenzabweichung des Thermoelements δT_{GA} zu

beachten. Diese beträgt nach DIN EN 60584 [38] für Thermolemente des Typs K $0,004 \cdot \vartheta_{TE}$. Bei einer gemessenen Temperatur von $\vartheta_{TE} = 25^\circ\text{C}$ ergibt sich δT_{GA} so z.B. zu 0,1 K. Hinzu kommt die nach der Kalibrierung der Sensoren bestehende bleibende Abweichung der Kalibriergleichung von der Referenztemperatur, δT_{Kal} , vgl. Abschnitt 6.1.3. Diese wird für die jeweilige Temperatur zwischen den Kalibrierpunkten interpoliert. Weitere Einflüsse auf das Messergebnis sind durch den Messumformer und das Messgerät bedingt. Dazu zählen u.a. der Einfluss der Vergleichsmessstelle des Messumformers ($\delta T_{Vgl} \approx 0,2 \text{ K}$ [80]), die Langzeitdrift des Messverstärkers, welche nach [80] mit $\delta T_{LD} \approx 0,2 \text{ K}$ abgeschätzt werden kann, sowie der Einfluss durch nicht konstante Umgebungsbedingungen (z.B. Umgebungstemperatur), δT_U . Mit diesen Einflussgrößen ergibt sich die Funktionsbeziehung für das Messergebnis bei der Temperaturmessung durch die Thermolemente im Spalt zu:

$$T_{TE} = T + \sigma_{TE} + \delta T_{GA} + \delta T_{Kal} + \delta T_{Vgl} + \delta T_{LD} + \delta T_U \quad (6.25)$$

Da es sich um eine reine Addition handelt, sind die Empfindlichkeitskoeffizienten für alle Eingangsgrößen gleich Eins.

Bis auf die Standardabweichung des Messwerts geben alle oben benannten Einflüsse lediglich das Intervall der Unsicherheit an, ohne dass eine Verteilungsfunktion bekannt ist. Die Gewichtungsfaktoren werden daher anhand einer Rechteckfunktion zu $1/\sqrt{3}$ bestimmt.

Für die Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten werden im Rahmen dieser Arbeit nur die Differenzen der mit den Thermolementen gemessenen Temperaturen verwendet. Die Datenerfassung erfolgt dabei für alle Thermolemente eines Apparates jeweils über dieselbe Messkarte, in der auch die jeweilige Referenztemperatur bestimmt wird. Daher ist es zulässig, die durch das Messgerät bedingten Einflüsse zu vernachlässigen. Die kombinierte Unsicherheit nach Gleichung (6.20) ergibt sich dann vereinfacht wie folgt:

$$u_{kTE} = \sqrt{\sigma_{TE}^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \delta T_{GA}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \delta T_{Kal}\right)^2} \quad (6.26)$$

Als Beispiel für die Fehlerfortpflanzung bei einer berechneten Größe wird im Folgenden die Unsicherheitsanalyse für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten nach Gleichung (6.16) vorgestellt. Die Eingangsgrößen sind in Gleichung (6.27) zusammengefasst.

$$\alpha_R = f(\dot{q}_W, \Delta T_{Rm}, \delta_p, \lambda_p) \quad (6.27)$$

Die Unsicherheiten der Wärmeleitfähigkeit und der Dicke der Platte, $\delta \lambda_p$, $\delta \delta_p$, werden entsprechend der Toleranzen nach DIN 2768 angenommen. Als Verteilungsfunktion wird eine Rechteckfunktion zugrunde gelegt. Für alle berechneten Eingangsgrößen wurde im Vorfeld eine Unsicherheitsanalyse durchgeführt, sodass die Standardunsicherheiten $u(x_i)$ bekannt sind. Durch die durchgeführte Unsicherheitsanalyse entspricht die Verteilungsfunktion dieser Größen einer Normalverteilung,

sodass sich der Gewichtungsfaktor zu Eins ergibt. In Gleichung (6.28) ist die resultierende kombinierte Unsicherheit für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten des Kältemittels dargestellt.

$$u_{k\alpha} = \sqrt{(c_{\dot{q}} u(\dot{q}_W))^2 + (c_{\Delta T} u(\Delta T_{Rm}))^2 + \left(c_{\delta} \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \delta\delta_P\right)^2 + \left(c_{\lambda} \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot \delta\lambda_P\right)^2} \quad (6.28)$$

Die Empfindlichkeitskoeffizienten c_i ergeben sich als Ableitung von Gleichung (6.16) nach der jeweiligen Größe und sind in Tabelle 9.3 zusammengefasst.

Für die Beschreibung der Unsicherheitsbetrachtung der Messgrößen Druck und Durchfluss sowie die detaillierte Darstellung der Unsicherheitsanalysen weiterer betrachteter berechneter Größen sei auf [181] verwiesen.

6.4 ERGEBNISSE

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung der industriellen Plattenwärmeübertrager präsentiert und erörtert. Zur Einordnung und Validierung der Ergebnisse wird zunächst auf den Ölgehalt im verwendeten Kältemittel eingegangen. Außerdem werden die integralen Energiebilanzen der untersuchten Apparate sowie die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse überprüft.

Die Ergebnisse zum Wärmeübergang und Druckverlust werden anschließend zunächst für die einphasige Strömung im Plattenwärmeübertrager zusammengefasst. In den Abschnitten 6.4.4 und 6.4.5 erfolgt dann die Analyse der Ergebnisse zum thermohydraulischen Verhalten während der Kondensation und Verdampfung.

Die untersuchten Betriebsbereiche des Plattenkondensators und –verdampfers sind in Tabelle 6.3 jeweils für die untersuchten Plattenkassetten mit und ohne Mikrostrukturierung zusammengefasst. Die integrale Wärmestromdichte ist dabei der Quotient aus dem im gesamten Apparat übertragenen, integralen Wärmestrom und der gesamten Wärmeübertragungsfläche des Wärmeübertragers.

Tabelle 6.3: Untersuchte Betriebsbereiche für Kondensator und Verdampfer

		Massenstromdichte in kg/(m ² s)	Druck in bar	Integrale Wärmestromdichte in kW/m ²
Kondensator	glatt	38 – 74	6,2 – 9,8	14 – 21
	strukturiert	49 – 72	6,5 – 8,8	11 – 21
Verdampfer	glatt	43 – 110	1,6 – 3,3	10 – 20
	strukturiert	42 – 120	2,0 – 3,3	13 – 20

Durch die festgelegten Ein- und Austrittsbedingungen am Kondensator (Eintritt bei geringer Überhitzung, Austritt mit minimaler Unterkühlung) ergibt sich die integrale Wärmestromdichte als Funktion aus eingestellter Massenstromdichte und vorherrschendem Druck. Daher ist für den Kondensator keine unabhängige Einstellung der Parameter möglich. Im Verdampfer liegt das Fluid am Austritt zweiphasig vor, so dass keine Abhängigkeit zwischen den Betriebsgrößen gegeben ist und Parameter weitestgehend unabhängig voneinander eingestellt werden können.

6.4.1 Bestimmung des Ölgehalts im Kältemittel

Durch die Schmierung des Hubkolbenverdichters mit einem Kältemaschinenöl, vgl. Abschnitt 6.1, kommt das Kältemittel während der Verdichtung mit dem Öl in Kontakt. Nach dem Verdichter sind Öltröpfchen im gasförmigen Kältemittel dispergiert und auch ein Anteil gelösten Öls in der Kältemittelphase kann nicht ausgeschlossen werden. Trotz der beiden verbauten Ölabscheider, die hauptsächlich die Öltröpfchen abscheiden, kann im Anschluss ein bestimmter Ölanteil im Kältemittel verbleiben. In Abhängigkeit des Verhaltens des Öl-Kältemittel-Gemischs kann der Ölanteil den Wärmeübergang in den Versuchswärmeübertragern beeinflussen. André [5] hat den Einfluss von Öl für verschiedene Mischungs-Szenarien auf die Verdampfung beschrieben. Er stellte fest, dass sich ein hoher Ölanteil besonders bei hohen Dampfgehalten auf den Wärmeübergang auswirkt. Mit steigendem Anteil übersteigt das Öl die Löslichkeitsgrenze und schlägt sich als Film auf der Pattenoberfläche nieder. Dieser Film stellt einen erhöhten Widerstand beim Wärmeübergang dar. Zugunsten eindeutiger Randbedingungen und eines möglichst geringen Einflusses auf den Wärmeübergang ist daher ein möglichst geringer Ölanteil im Kreislauf anzustreben.

Die Bestimmung des Ölanteils im Kältemittelkreislauf erfolgt anhand einer Probe des flüssigen Kältemittels zwischen Unterkühler und internem Wärmeübertrager, vgl. Abbildung 6.2. Die Probenentnahme wird während des Betriebs der Anlage durchgeführt. Dafür werden die Versuchsanlage, ein drucksicherer Probenbehälter und eine Kältemittelflasche über eine Vakuumpumpe und ein Absauggerät, wie in Abbildung 6.15 dargestellt, miteinander verbunden.

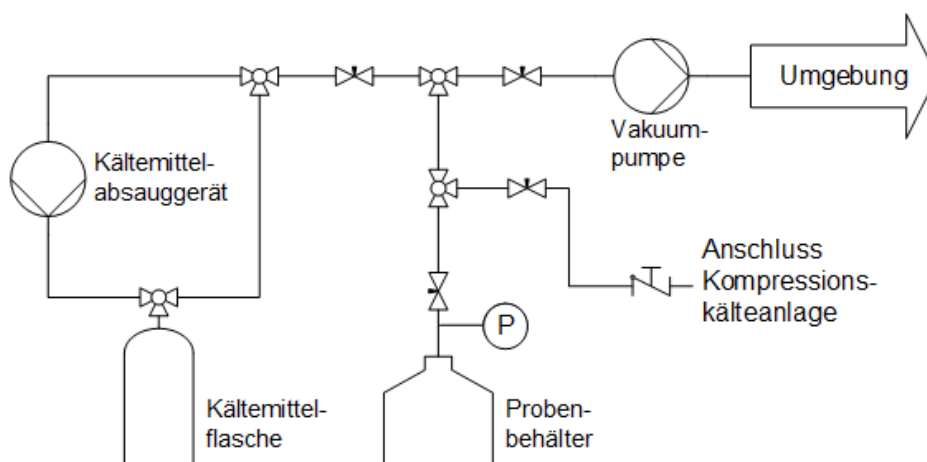


Abbildung 6.15: vereinfachtes Fließschema der Vorrichtung zur Ölgehaltsmessung

Der Probenbehälter wurde vorab vollständig evakuiert und dann gewogen. Vor der Probenentnahme werden mit der Vakuumpumpe zunächst alle Leitungen evakuiert. Dann wird eine erste Probe durch Öffnen des Ventils an der Anlage entnommen. Diese wird jedoch nicht zur Messung herangezogen, da sich im Totraum des Ventils Öl oder andere Rückstände abgesetzt haben könnten, die das Ergebnis verfälschen würden. Über das Absauggerät wird das Kältemittel in die Kältemittelflasche gefördert und die Leitungen wieder evakuiert. Nun erfolgt die Entnahme der zu vermessenden Probe. Im Anschluss wird der befüllte Probenbehälter gewogen und dann für mehrere Tage ruhig stehen gelassen, sodass sich Kältemittel- und Ölphase aufgrund ihrer Dichteunterschiede trennen können. Nach dieser Wartezeit wird das Ventil des Probenbehälters minimal geöffnet, sodass das Kältemittel aufgrund des sinkenden Drucks sehr langsam verdampft und in die Kältemittelflasche strömt. Durch die langsame Strömung nimmt dieser Vorgang mehrere Tage in Anspruch. Bei Erreichen des Minimaldrucks im Probenbehälter ist das Kältemittel vollständig verdampft und der Behälter wird erneut gewogen. Aus den drei gemessenen Massen lässt sich der Massenanteil des Öls zu

$$\text{Probe 1: } \xi_{\text{Öl}} = 0,18\% \pm 0,07\%$$

$$\text{Probe 2: } \xi_{\text{Öl}} = 0,16\% \pm 0,08\%$$

bestimmen. Das Ergebnis liegt im selben Bereich wie bei vorangegangenen Messungen an der Anlage. Dabei wurde ein maximaler Massenanteil von 0,34% des Öls gemessen, jedoch für ein anderes Kältemittel-Öl-Gemisch [5].

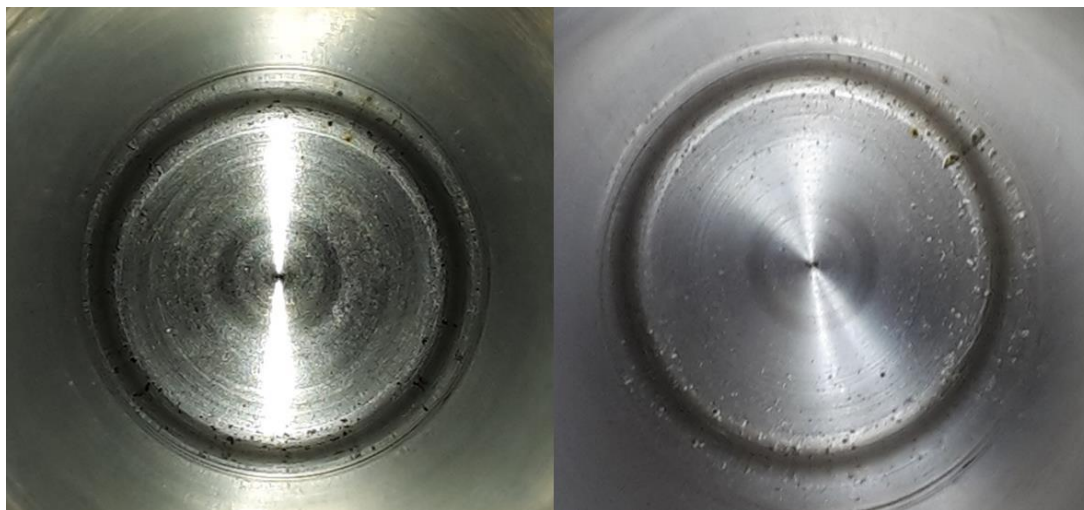


Abbildung 6.16: Rückstände im Probenbehälter [138] rechts: Probe 1, links: Probe 2

Nach den Messungen wurde der Probenbehälter jeweils geöffnet und visuell auf Rückstände untersucht. Neben einem minimalen Ölfilm waren am Behälterboden auch feine Partikel vorhanden, siehe Abbildung 6.16. Diese können z.B. durch Abrieb am Verdichter oder fertigungsbedingte Rückstände in den Kältemittelkreislauf gelangt sein. Die angegebenen Ergebnisse bezeichnen also den Anteil aller Fremdstoffe im Kältemittel und der Ölanteil ist somit tatsächlich kleiner als die angegebenen Werte.

6.4.2 Integrale Energiebilanz und Reproduzierbarkeit

Zur Validierung der Messungen werden zunächst die Energiebilanzen von Primär- und Sekundärfluid der untersuchten Plattenwärmeübertrager ausgewertet und miteinander verglichen. Unter Annahme eines nach außen adiabaten Wärmeübertragers sowie der Vernachlässigung von kinetischen und potentiellen Termen entspricht der Wärmestrom des Primärfluids dem des Sekundärfluids. Die Vernachlässigung des Verlust-Wärmestroms über die Außenflächen des Plattenwärmeübertragers zur Umgebung ist zulässig, da die vorherrschenden Temperaturdifferenzen maximal 10 K für den Kondensator bzw. 30 K für den Verdampfer betragen. Unter Annahme freier Konvektion an den Außenflächen des Plattenwärmeübertragers ergibt sich nach [149] ein maximaler Wärmestrom von unter 0,19 kW. Dies entspricht einem Anteil von maximal 0,4% des insgesamt übertragenen Wärmestroms und kann daher vernachlässigt werden.

Die Wärmeströme werden über die Enthalpie der Fluide am Ein- und Austritt in den jeweiligen Wärmeübertrager anhand der dort gemessenen Temperaturen und Drücke bestimmt. Tritt das Kältemittel zweiphasig aus dem Verdampfer aus, was für die meisten Betriebspunkte zutrifft, wird die Enthalpie durch Bilanzierung um den Abscheider bestimmt, vgl. Anhang 9.6.

In Abbildung 6.17 ist der vom Wasser im Kondensator aufgenommene Wärmestrom über dem vom Kältemittel abgegebenen Wärmestrom aufgetragen. Die Abweichung der Wärmeströme liegt bei unter 3% für alle 206 Betriebspunkte.

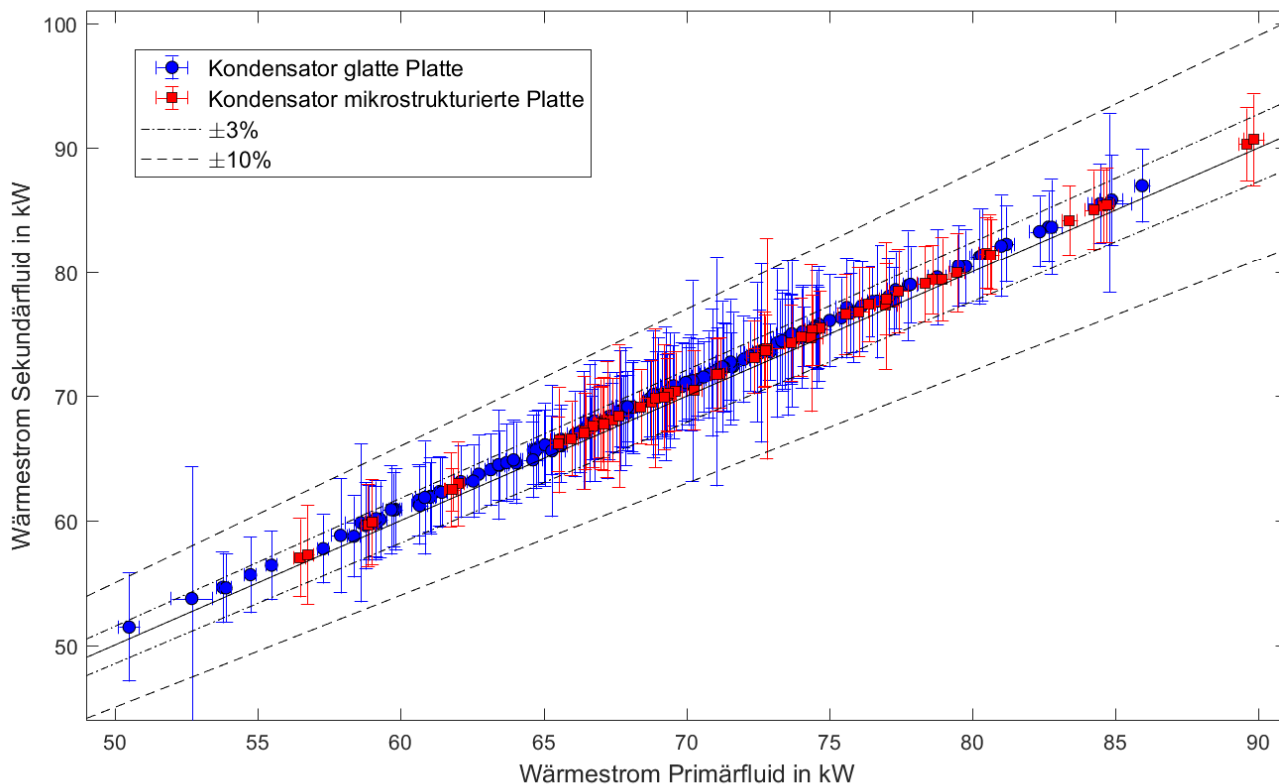


Abbildung 6.17: Gemessene Wärmeströme des Primär- und Sekundärfluids im Kondensator in kW. Die Ergebnisse der Messreihe mit glatten Platten sind mit blauen Kreisen markiert, die roten Rechtecke entsprechen den Betriebspunkten der Platten mit Mikrostruktur.

Die Wärmeströme im Verdampfer sind in Abbildung 6.18 dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nur jeder zweite der insgesamt 218 Betriebspunkten dargestellt. Ähnlich wie im Falle des Kondensators weichen die Wärmeströme um maximal 3% voneinander ab. Die deutlich größeren Unsicherheiten bei den Wärmeströmen des Kältemittels sind auf die indirekte Berechnung des Zustands am Verdampferaustritt zurückzuführen.

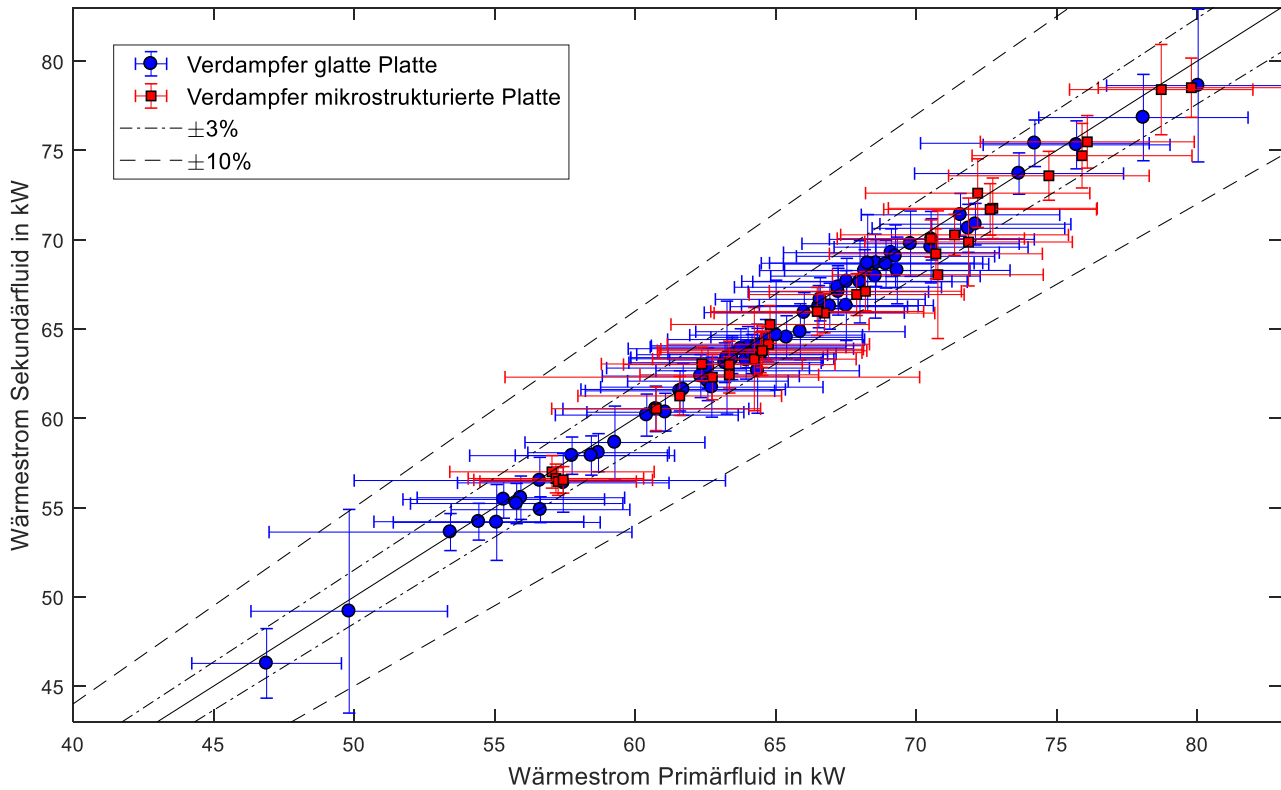


Abbildung 6.18: Gemessene Wärmeströme des Primär- und Sekundärfluids im Verdampfer in kW. Die Ergebnisse der Messreihe mit glatten Platten sind mit blauen Kreisen markiert, die roten Rechtecke entsprechen den Betriebspunkten der Platten mit Mikrostruktur.

Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu überprüfen, wurde jeweils zu Beginn und zum Ende jeder Messkampagne ein gleicher Betriebspunkt angefahren. Zwischen dem Betriebspunkt und der Reproduzierung lagen dabei mindestens sechs Wochen. In Abbildung 6.19 sind die im Spalt gemessenen Wand- und Fluidtemperaturen für die Betriebspunkte mit glatten und mikrostrukturierten Plattenkassetten des Kondensators sowie deren Reproduzierungen dargestellt. Die eingestellten Betriebspunkte sind dabei durch die folgenden Parameter charakterisiert:

$$\text{Glatte Kassetten} \quad G = 64 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s}), \quad p = 7,8 \text{ bar}, \quad \dot{q}_{\text{int}} = 17,9 \text{ kW}/\text{m}^2$$

$$\text{Strukturierte Kassetten} \quad G = 65 \pm 0,1 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s}), \quad p = 8,0 \text{ bar}, \quad \dot{q}_{\text{int}} = 18,3 \pm 0,2 \text{ kW}/\text{m}^2$$

Die Unterschiede der Temperaturen von Betriebspunkt und seiner Reproduzierung betragen im Mittel 0,08 K, bei maximalen Abweichungen von 0,23 und 0,18 K für die Fluid- bzw. Wandtemperatur. Für den Verdampfer ergibt sich eine mittlere Abweichung von 0,15 K sowie maximale Unterschiede von 0,4 K für die Fluid- bzw. Wandtemperatur. Die graphische Auswertung der Reproduzierungen für

den Verdampfer befindet sich in Anhang 9.7. Die resultierenden, experimentell bestimmten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sind in Abbildung 6.20 über dem lokalen Dampfgehalt dargestellt.

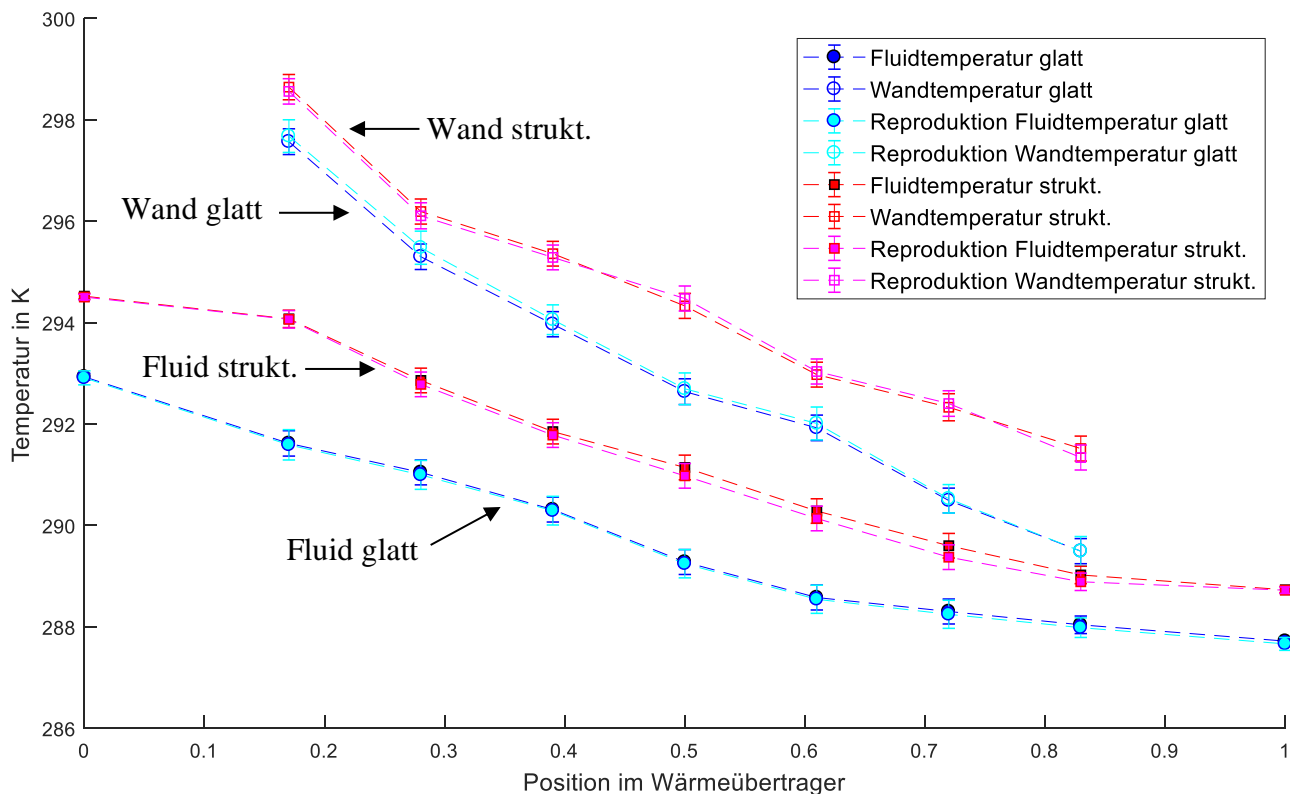


Abbildung 6.19: Wand- und Fluidtemperaturen im Sekundärfluid-Spalt des Kondensators jeweils für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten sowie deren Reproduzierungen aufgetragen über der relativen Position im Wärmeübertrager (0: Eintritt des Kältemittels, Wasseraustritt; 1: Austritt des Kältemittels, Wassereintritt)

Auf eine Darstellung der Unsicherheiten im Diagramm wird hier zu Gunsten der Übersichtlichkeit verzichtet. Sie werden später in den Abschnitten 6.4.4 und 6.4.5 präsentiert. Für die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten ergeben sich die mittlere und maximale Abweichung zu $110 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ bzw. 5% und $355 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ bzw. 7% . Die Abweichung beim experimentell ermittelten lokalen Dampfgehalt beträgt im Mittel $0,02$ und maximal $0,05$. Für den Verdampfer liegen die Unterschiede von Betriebspunkt und Reproduktion leicht darüber. Für den Wärmeübergangskoeffizienten und den Dampfgehalt ergeben sich mittlere Abweichungen von $490 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (12%) bzw. $0,01$. Die maximalen Unterschiede liegen bei $1218 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (22%) für α und $0,02$ für x .

Insgesamt ist die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zufriedenstellend. Es wird jedoch auch deutlich, dass bereits aus sehr kleinen Änderungen der gemessenen Fluid- und Wandtemperaturen relative große Änderungen in den Wärmeübergangskoeffizienten resultieren.

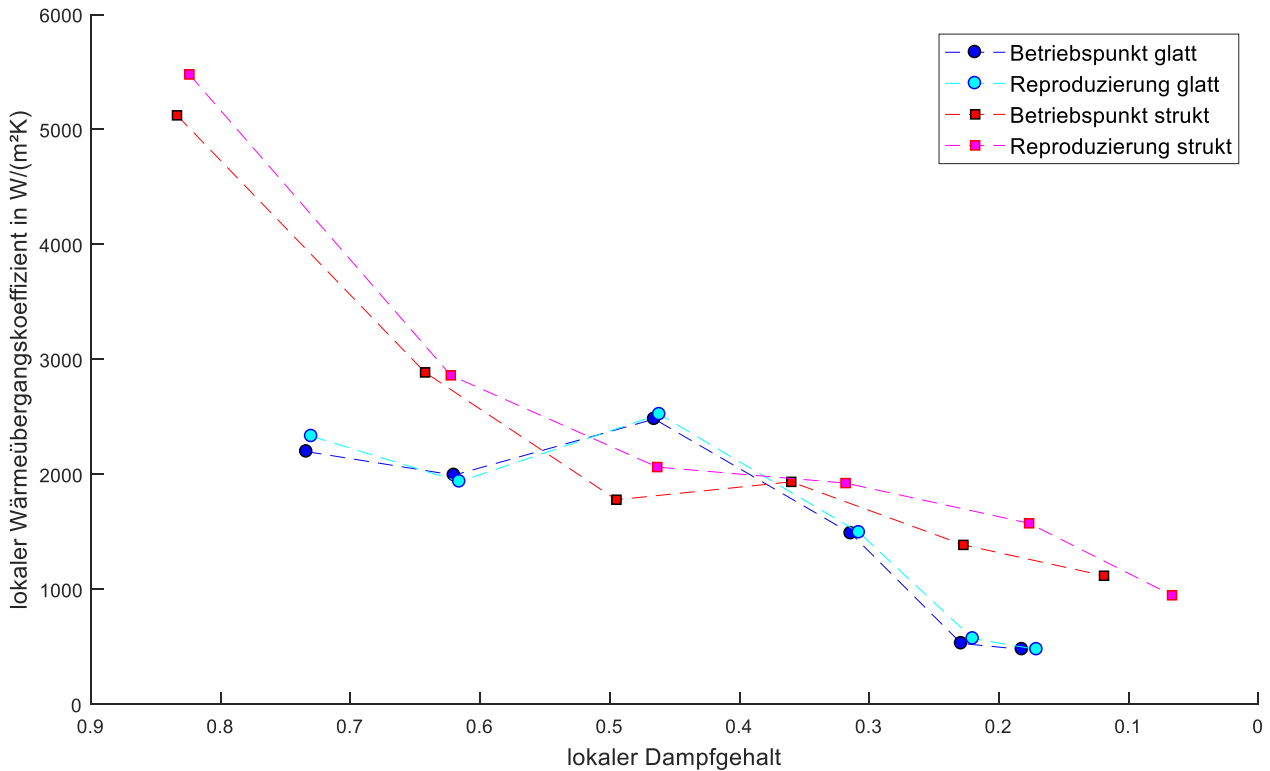


Abbildung 6.20: Lokaler Wärmeübergangskoeffizient während der Kondensation von R134a für einen Betriebspunkt mit glatten (blau) und strukturierten Plattenkassetten (rot) sowie deren Reproduzierungen

6.4.3 Einphasiger Wärmeübergang

Über die im Spalt gemessenen Wand- und Fluidtemperaturen werden nach Gleichung (6.17) die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten des Sekundärfluids bestimmt. In Abbildung 6.21 sind die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten des Wassers im Kondensator der mittleren Segmente für verschiedene Massenstromdichten dargestellt.

Die Wärmeübergangskoeffizienten des Heizfluids im Verdampfer sind in Abbildung 6.22 ebenfalls über der Massenstromdichte aufgetragen. Während die umrandeten Symbole die lokalen Werte markieren, entsprechen die gefüllten Symbole den über den Spalt gemittelten integralen Werten. Die einfachen Unsicherheiten sind zur besseren Übersicht nur für die integralen Werte dargestellt. Die Unsicherheiten der lokalen Werte liegen für die hier betrachteten Punkte im Bereich zwischen ± 119 und ± 1500 W/(m²K) für den Verdampfer und zwischen ± 640 und ± 6000 W/(m²K) im Kondensator. Es wurden Messungen mit unstrukturierten und strukturierten Plattenkassetten ausgewertet, diese sind in blau bzw. rot dargestellt. Die Strukturierung befindet sich dabei stets auf der Kältemittelseite, die Oberflächenbeschaffenheit auf der Seite des Sekundärfluids kann als unverändert angenommen werden. Zusätzlich sind die mit den Korrelationen nach Martin [114] sowie nach Han et al. [57] und Khan [87] für die jeweiligen Fluide und Betriebspunkte ermittelten integralen Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Für beide betrachteten Fluide ist ein Anstieg von α bei steigender Massenstromdichte erkennbar. Die Wärmeübergangskoeffizienten sind dabei für gleiche Massenstromdichten im Kondensator stets höher als im Verdampfer. Dies ist vor allem auf das

verwendete Sekundärfluid zurückzuführen. Wasser, das im Kondensator als Kühlfluid verwendet wird, zeichnet sich durch besonders gute Wärmeübertragungseigenschaften aus. Das Heizfluid im Verdampfer besteht aufgrund der tieferen Temperaturen aus einem Ethylenglykol-Wasser-Gemisch. Ein weiterer Unterschied der Betriebspunkte im Kondensator und Verdampfer besteht in der mittleren logarithmischen Temperaturdifferenz zwischen Primär- und Sekundärfluid. Diese beträgt für den Kondensator im Mittel 9,5 K, während der Verdampfer eine mittlere Temperaturdifferenz von 14 K aufweist.

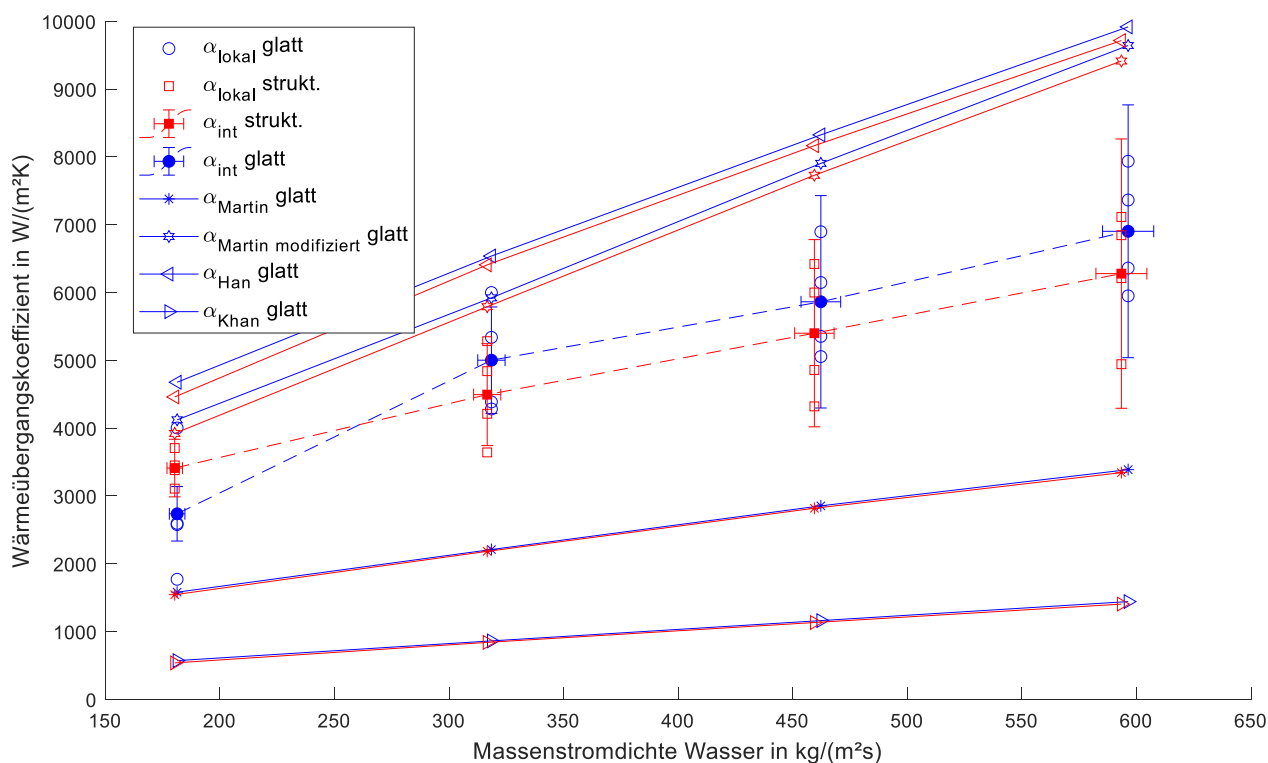


Abbildung 6.21: Einphasige Wärmeübergangskoeffizienten von Wasser bei Variation der Massenstromdichte. Dargestellt sind sowohl die lokal gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten (leere Symbole), als auch die experimentell bestimmten integralen Werte (gefüllte Symbole), jeweils für das Hauptwellenfeld

Vergleicht man die Ergebnisse der verschiedenen Plattenkassetten miteinander, ist für das Heizfluid im Verdampfer kein signifikanter Unterschied festzustellen. Für das Wasser im Kondensator liegen die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten bei der geringsten Massenstromdichte für die strukturierten Platten etwas oberhalb der der glatten Platten. Für alle höheren Massenstromdichten ist die Lage umgekehrt. Hier liegt α_{int} für die glatten Platten etwas höher als für die strukturierten Platten. Insgesamt liegt die Abweichung jedoch innerhalb des Unsicherheitsintervalls der Messwerte, sodass auch für den Kondensator kein signifikanter Unterschied festgestellt werden kann.

Beim Vergleich der Messwerte mit den Korrelationen fällt auf, dass die experimentell ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten stets zwischen der Korrelation nach Martin [114] und ihrer modifizierten Form (Gleichung (3.19)) liegen. Gleichung (3.19) überschätzt die Messwerte, während α_{Martin} stets unterhalb der experimentellen Werte liegt. Die Gleichung nach Han et al. [57]

überschätzt die Messwerte bei Wasser, für das Ethylenglykol-Wasser-Gemisch liegen die nach Han et al. berechneten Werte am nächsten an den experimentell ermittelten integralen Werten.

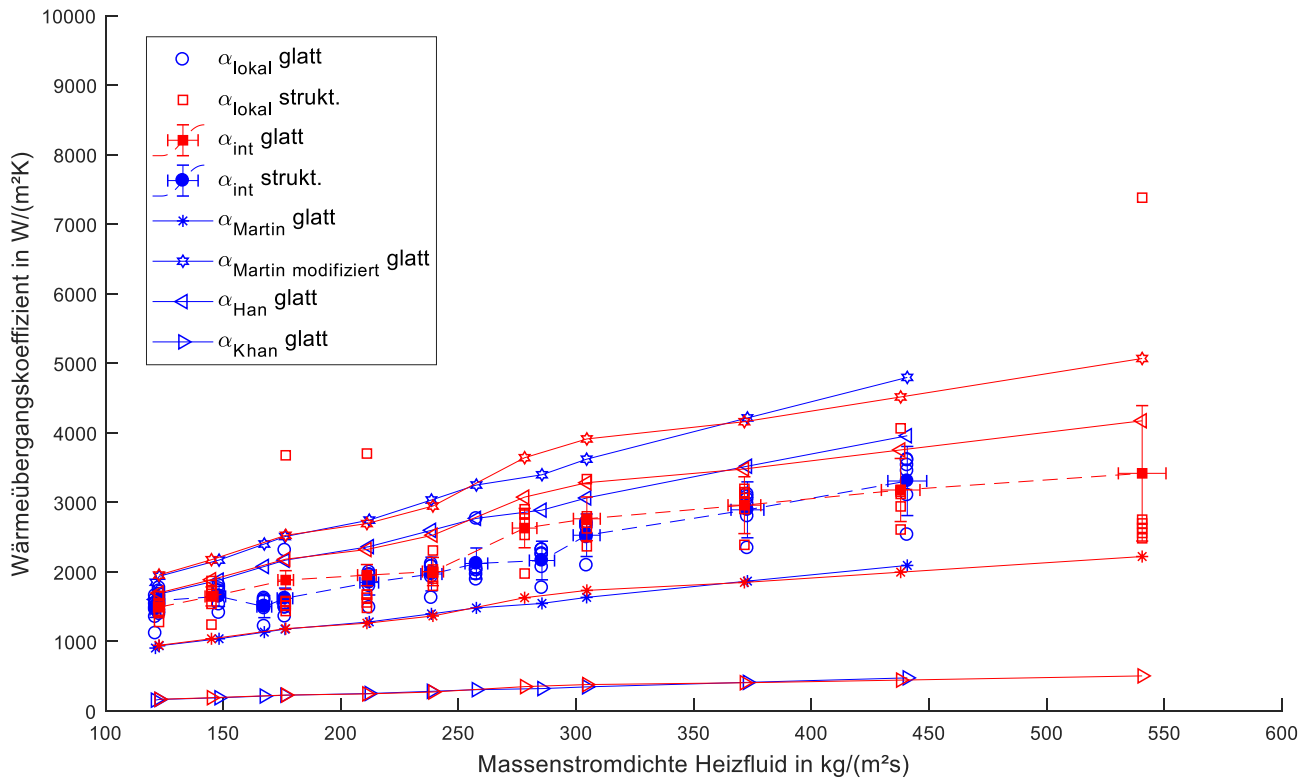


Abbildung 6.22: Einphasige Wärmeübergangskoeffizienten des Heizfluids (Wasser-Ethylenglykol) bei Variation der Massenstromdichte. Dargestellt sind sowohl die lokal gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten (leere Symbole), als auch die experimentell bestimmten integralen Werte (gefüllte Symbole), jeweils für das Hauptwellenfeld

Insgesamt wird die starke Abweichung der Korrelationen untereinander sowie ihre unterschiedliche Sensitivität gegenüber den Betriebsparametern und dem eingesetzten Fluid deutlich. Aufgrund der z.T. stark unterschiedlichen Werte ist eine Validierung der Messdaten anhand der angegebenen Korrelationen nicht sinnvoll möglich. Die experimentell ermittelten Werte liegen jedoch im zu erwartenden Bereich, ihre Größenordnung stimmt mit der der anhand der Korrelationen berechneten Werte überein.

6.4.4 Kondensation

Im Folgenden werden die Ergebnisse zu Druckverlust und Wärmeübergang während der Kondensation von R134a im Plattenwärmeübertrager vorgestellt. Dabei wird zunächst der gesamte Apparat integral betrachtet. Anschließend werden die durch die Temperaturmessung im Spalt erhaltenen Ergebnisse für den lokalen Wärmeübergang präsentiert.

Integrale Betrachtung

Aus dem über den Apparat gemessenen Gesamtdruckverlust kann durch Abzug der anderen Druckverlustmechanismen der zweiphasige Reibungsdruckverlust bestimmt werden. Zu den anderen

Mechanismen zählen der geodätische Druckverlust (Gleichung (2.18)), der Beschleunigungsdruckverlust (Gleichung (2.18)), der Druckabfall durch die Umlenkung im Verteiler des Apparates (Gleichung (6.12)) und der Reibungsdruckverlust durch die einphasige Strömung. Um den Einfluss der Unsicherheit der Korrelation für den einphasigen Reibungsdruckverlust möglichst gering zu halten, werden nur Betriebspunkte betrachtet, bei denen die Kondensation des Kältemittels bis zum letzten Segment andauert. Betriebspunkte mit sehr starker Unterkühlung werden so nicht betrachtet. In Abbildung 6.23 ist der zweiphasige Reibungsdruckverlust pro überströmter Länge über der Massenstromdichte des Kältemittels im Kondensator mit den einfachen Unsicherheiten angegeben. Der Bezug auf die Länge erfolgt zur besseren Vergleichbarkeit der Ergebnisse auch mit anderen Forschungsarbeiten. Es ist insgesamt ein leichter Anstieg des Reibungsdruckverlusts mit zunehmender Massenstromdichte erkennbar.

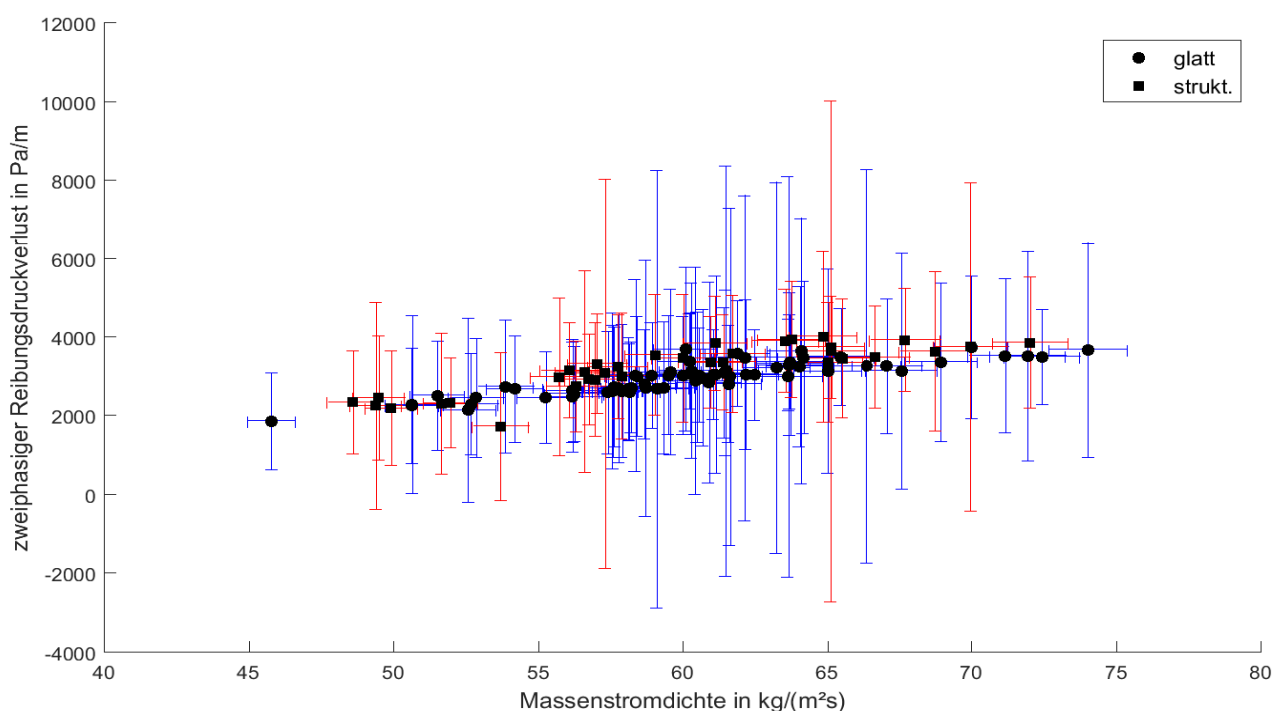


Abbildung 6.23: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Kondensation aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse für den zweiphasigen Reibungsdruckverlust mit den Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen ist in Abbildung 6.24 dargestellt. Dabei wurden die Korrelationen nach Grabenstein [52] für verschiedene Prägungswinkel sowie die Korrelationen nach Jokar [75] und Nilpueng [121] herangezogen. Auffallend ist die breite Streuung der Werte. Während die Korrelation nach Grabenstein (63°) den Druckverlust um bis das Dreifache überschätzt, liegen die Werte der anderen Korrelationen näher zusammen. Da im vorliegenden Fall eine gemischt gewellte Plattenkonfiguration -jedoch mit ansonsten identischen Prägeparametern wie bei Grabenstein- verwendet wurde, wurde ein Verhalten im Bereich zwischen den Werten für Prägungswinkel von 27° und 63° erwartet. Die tatsächlichen Druckverluste liegen jedoch noch etwas unterhalb der mit der Korrelation für 27° bestimmten Werte. Im Mittel am besten übereinstimmen

die Ergebnisse mit der Korrelation nach Jokar. Die Streuung der Ergebnisse ist dabei für die mit der Korrelation bestimmten Druckverluste größer als bei den experimentellen Werten. Die Ergebnisse nach Nilpueng streuen weniger, liegen jedoch etwas oberhalb der gemessenen Druckverluste. Aufgrund der starken Streuung der Korrelationsergebnisse ist eine Validierung der Messungen schwierig. Es kann jedoch festgestellt werden, dass die experimentellen Ergebnisse im Bereich der Größenordnung der betrachteten Korrelationen liegen.

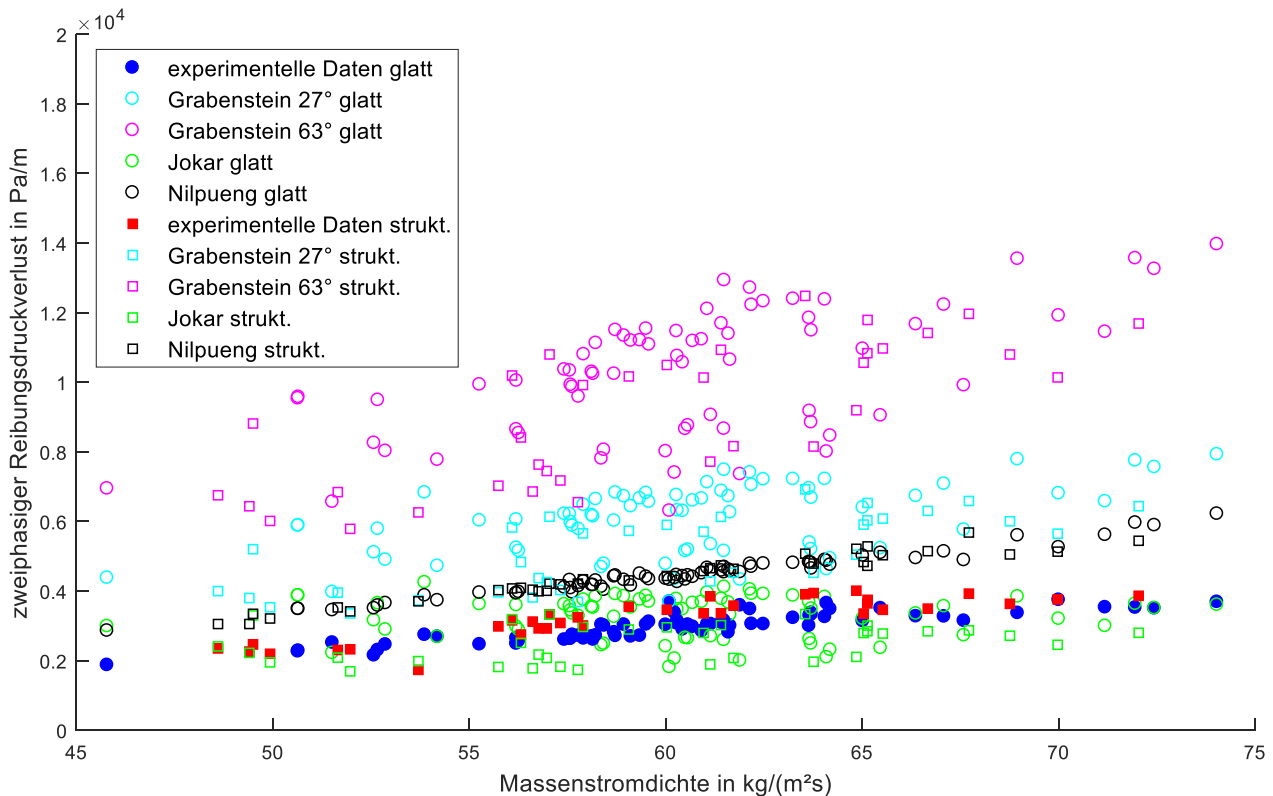


Abbildung 6.24: Experimentell ermittelter Druckverlust im Vergleich mit Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen

In Abbildung 6.25 ist der zweiphasige Reibungsdruckverlust für verschiedene Kondensationsdrücke aufgetragen. Betriebsbedingt treten höhere Drücke eher bei höheren Massenstromdichten auf. Ansonsten ist keine signifikante Abhängigkeit des Druckverlustverhaltens vom Sättigungsdruck erkennbar. Es fällt jedoch auf, dass der Druckverlust bei den strukturierten Platten höher ausfällt als bei den glatten Platten.

Durch ein defektes Thermoelement zur Messung der Fluidtemperatur an Position 1B, siehe Abbildung 6.6, bei den glatten Plattenkassetten, ist eine experimentelle Bestimmung von α bei diesem Plattentyp für das oberste Segment des Hauptwellenfeldes nicht möglich. Die Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt daher ohne die Berücksichtigung dieses Segments. Das Kältemittel ist nach Durchströmen des Verteilerdreiecks und des obersten Hauptwellenfeld-Segments bereits teilweise kondensiert. Im Mittel beträgt der Dampfgehalt an dieser Stelle etwa 0,7. Die in Abbildung 6.26 als schwarze Symbole dargestellten Wärmeübergangskoeffizienten gelten also für einen mittleren Dampfgehalt von 0,35. Die Farbe der Unsicherheitsbalken gibt jeweils an, ob es

sich um die glatten (blau) oder strukturierten (rot) Plattenkassetten handelt. Für die Plattenkassetten mit Mikrostruktur sind zusätzlich die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten über das gesamte Hauptwellenfeld dargestellt ($x_m \approx 0,5$). Sie sind als rote Markierungen in Abbildung 6.26 gekennzeichnet. Für eine bessere Übersichtlichkeit ist bei diesen Punkten auf eine Darstellung der einfachen Unsicherheit verzichtet worden. Die Unsicherheit liegt jedoch in derselben Größenordnung wie die der Messergebnisse für den Teilbereich des Wärmeübertragers. Die verschiedenen Symbole der Markierungen zeigen den Druck des jeweiligen Betriebspunktes an.

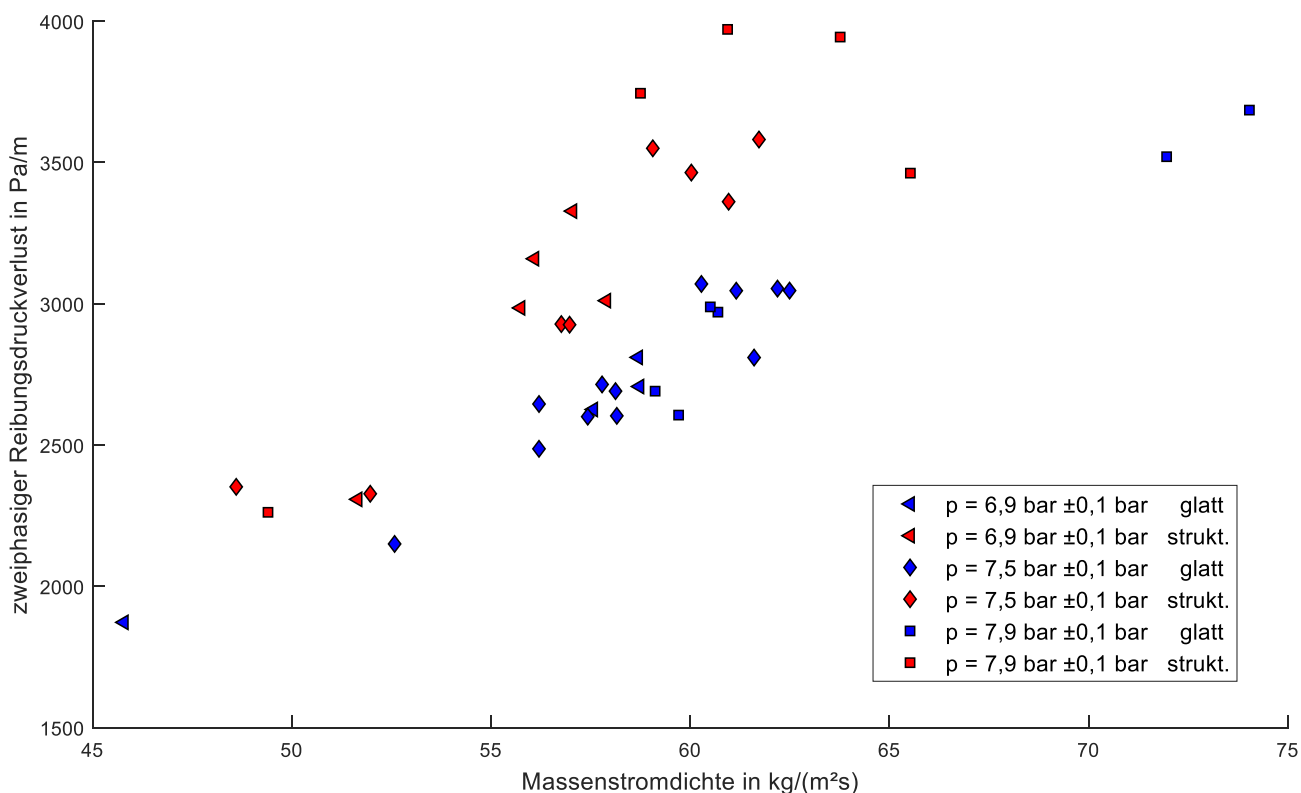


Abbildung 6.25: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Kondensation für verschiedene Sättigungsdrücke

Für die strukturierten Plattenkassetten fällt auf, dass die über das gesamte Wellenfeld gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten deutlich oberhalb der Wärmeübergangskoeffizienten für einen mittleren Dampfgehalt von 0,35 liegen. Die durchschnittliche Abweichung beträgt dabei +20%. Dies lässt auf einen deutlich höheren Wärmeübergang zu Beginn der Kondensation schließen, was sich auch in der lokalen Betrachtung widerspiegelt, siehe folgender Abschnitt.

Insgesamt ist ein leichter Anstieg der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Massenstromdichte bemerkbar.

Beim Vergleich der Oberflächenbeschaffenheit zeigt sich kein eindeutiges Verhalten. Während α bei den glatten Platten in einem breiteren Bereich streut ($\Delta\alpha(\dot{m} = \text{konst.}) \approx 250 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$), liegen die Wärmeübergangskoeffizienten für die strukturierten Platten für kleinere bis mittlere Massenstromdichten in einem schmalen Band von etwa $100 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Erst für

Massenstromdichten ab etwa $60 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ spreizt sich der Bereich weiter auf. Die meisten Wärmeübergangskoeffizienten der strukturierten Platten liegen leicht oberhalb der Werte für die glatten Platten.

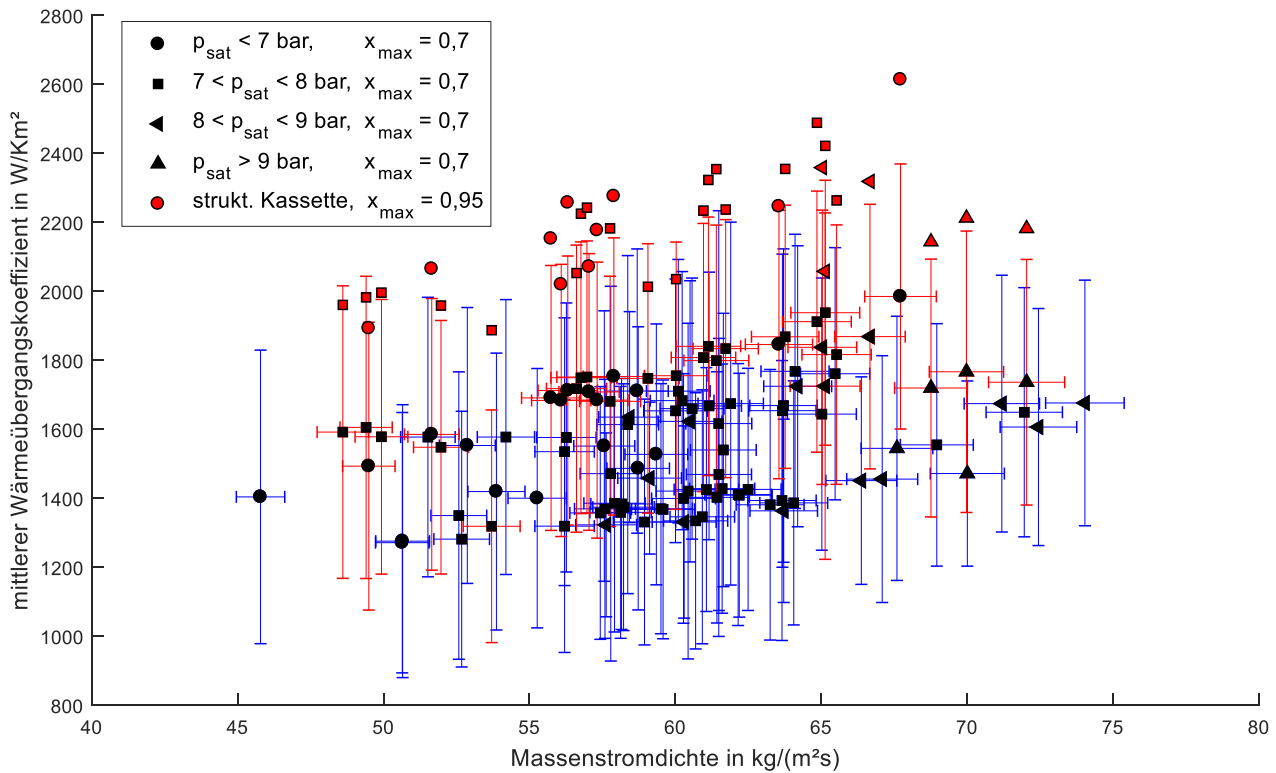


Abbildung 6.26: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Kondensation bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der Massenstromdichte

Ein Einfluss des Drucks ist für Sättigungsdrücke zwischen 7 und 9 bar nicht eindeutig zu erkennen. Für Drücke über 9 bar liegt α bei den strukturierten Platten unterhalb des steigenden Verlaufs der Wärmeübergangskoeffizienten der geringeren Drücke. Für die glatten Platten liegt α bei diesen hohen Drücken im unteren Bereich des Streubandes.

In Abbildung 6.27 ist die mittlere Nußelt-Zahl für die Segmente 3 bis 6 über der äquivalenten Massenstromdichte aufgetragen. Neben den experimentell ermittelten Ergebnissen, sind auch die mit den Korrelationen nach Grabenstein [52] und Yan und Lin [176] bestimmten Nußelt-Zahlen dargestellt. Insgesamt ist ein Anstieg von Nu über der Reynolds-Zahl erkennbar. Die Werte der strukturierten Platten liegen ähnlich wie in Abbildung 6.26 insgesamt leicht oberhalb der Ergebnisse der glatten Platten. Beim Vergleich der Berechnungsmethoden fällt auf, dass die experimentellen Werte zwischen den Korrelationen von Grabenstein für 27° bzw. 63° liegen. Da die verwendeten Plattenkassetten aus einer Kombination dieser beiden Platten bestehen, ist dieses Ergebnis plausibel. Die Korrelation von Yan und Lin überschätzt die Werte größtenteils deutlich. Dies kann auf den verringerten Bereich des Dampfgehalts zurückgeführt werden. Da die Korrelation nach Yan und Lin auf integralen Messungen beruht, wird der geänderte mittlere Dampfgehalt und der Einfluss der

Plattenbeschaffenheit im betrachteten Abschnitt nicht in gleichem Maße berücksichtigt wie bei den Korrelationen nach Grabenstein, die auf lokalen Messungen basieren. Die Ergebnisse der strukturierten Platten für das gesamte Hauptwellenfeld lassen eine Steigerung des Wärmeübergangs für hohe Dampfgehalte auch bei den glatten Platten vermuten, sodass sich die Ergebnisse dann an die der Korrelation von Yan und Lin annähern.

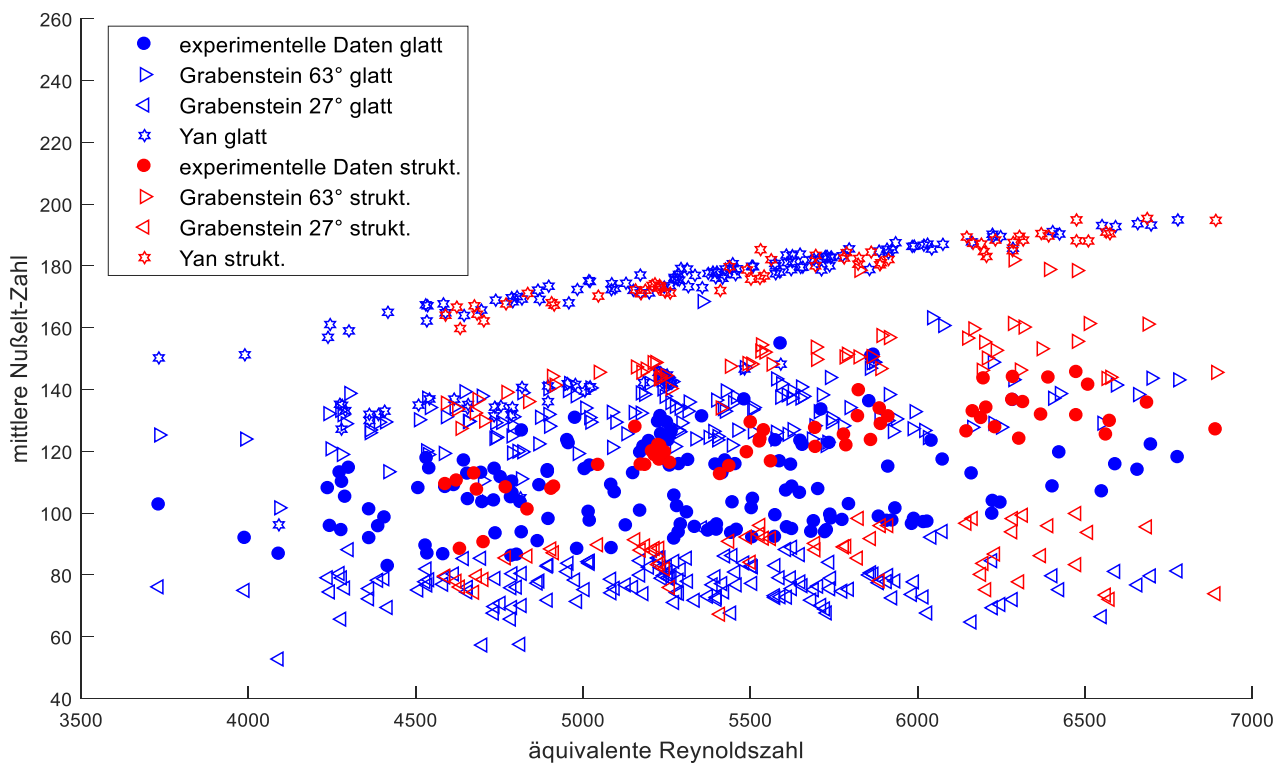


Abbildung 6.27: Experimentell ermittelte Nußelt-Zahl über der äquivalenten Reynolds-Zahl im Vergleich mit Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen

Lokale Betrachtung

Die anhand der gemessenen Spalttemperaturen bestimmten lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sind in Abbildung 6.28 bis 6.30 jeweils für einen Sättigungsdruck und verschiedene Massenstromdichten über den Strömungsdampfgehalt aufgetragen. Die mit Kreisen gekennzeichneten und mit gestrichelten Linien verbundenen Punkte stellen die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für die glatten Plattenkassetten in den Segmenten 3 bis 6 dar. Für die Platten mit Mikrostruktur sind die Wärmeübergangskoeffizienten der Segmente 2 bis 7 mit quadratischen Symbolen gekennzeichnet. Zudem sind die einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten der Gas- und Flüssigphase ($x = 1$ und $x = 0$) als umrandete Symbole dargestellt. In Abbildung 6.30 sind außerdem die einfachen Unsicherheiten der Ergebnisse angegeben. Bei den anderen Darstellungen wird zu Gunsten einer besseren Übersichtlichkeit darauf verzichtet. Die Größenordnungen der Unsicherheiten aus Abbildung 6.30 sind jedoch identisch mit denen der anderen dargestellten Ergebnisse in Abbildung 6.28 und 6.26. Insgesamt zeigt sich für alle untersuchten Drücke eine Abnahme des Wärmeübergangs während der fortschreitenden Kondensation. Die höchsten Wärmeübergangskoeffizienten finden sich in Segment 2 bei den

strukturierten Platten. Mit abnehmendem Strömungsdampfgehalt sinkt der Wärmeübergangskoeffizient bei den strukturierten Platten für alle untersuchten Drücke und Massenstromdichten zunächst stark ab. In Segment 4, bei einem mittleren Dampfgehalt von 0,45 bis 0,5, ist α um die Hälfte bis zu zwei Dritteln geringer als in Segment 2. Im weiteren Verlauf sinkt der Wärmeübergangskoeffizient mit deutlich geringerer Steigung.

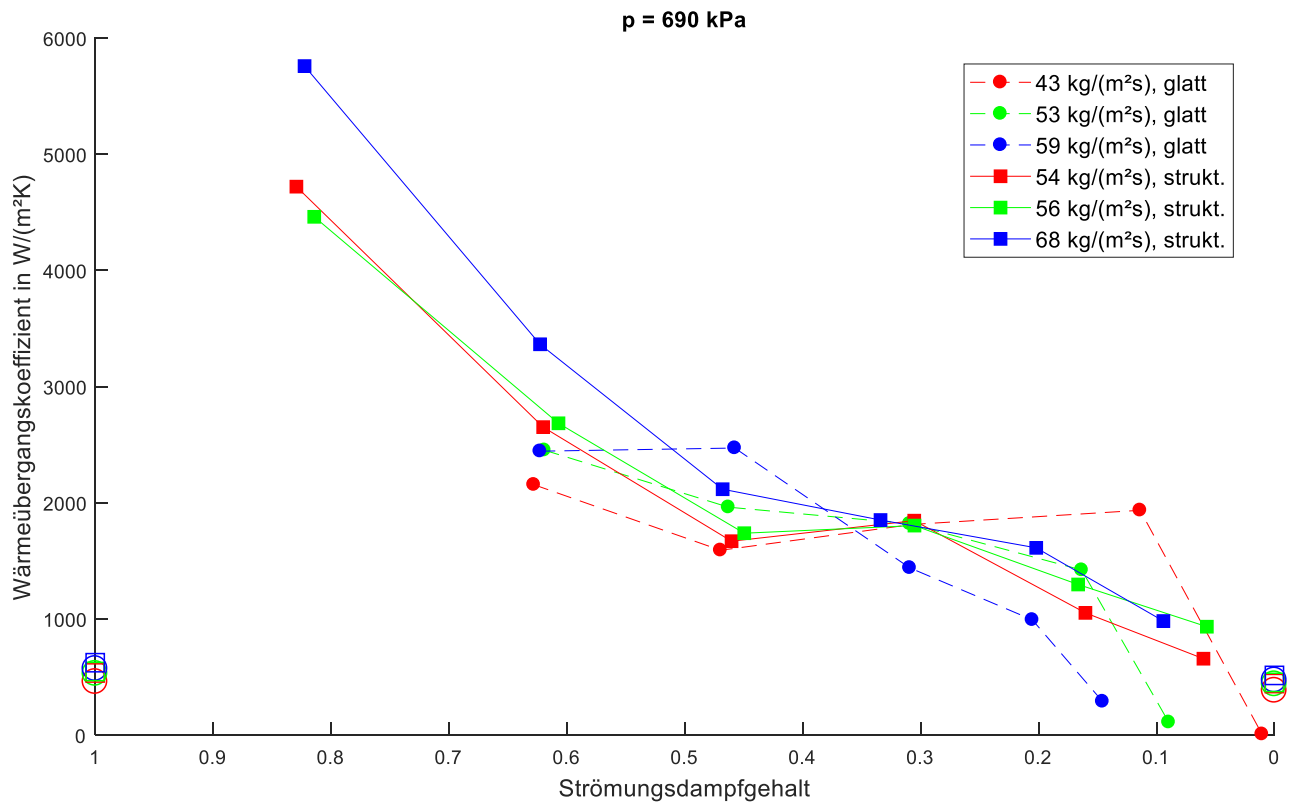


Abbildung 6.28: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 690 kPa für verschiedene Massenstromdichten

Bei den glatten Platten ist eine stärkere Schwankung im Verlauf der Wärmeübergangskoeffizienten sichtbar. Bei einigen Messungen steigt α von Segment 3 zu Segment 4 zunächst leicht an und sinkt dann mit sinkendem Dampfgehalt wieder ab. In Segment 6 werden die geringsten Wärmeübergangskoeffizienten gemessen, z.T. liegen diese noch unterhalb der Werte für die einphasig flüssige Strömung bei $x = 0$. Letzteres ist auf die Unsicherheit bei der Messung sowie lokale Strömungseinflüsse zurückzuführen.

Bei den strukturierten Platten ist der lokale Wärmeübergang in den ersten drei abgebildeten Segmenten für höhere Massenstromdichten größer. Im weiteren Kondensationsverlauf ist kein signifikanter Einfluss der Massenstromdichte erkennbar. Der Einfluss der Massenstromdichte auf den Verlauf von α bei den glatten Platten ist durch die breitere Streuung der Messwerte nicht eindeutig. Der Vergleich der verschiedenen Drücke zeigt eine Abnahme der Wärmeübergangskoeffizienten bei steigendem Sättigungsdruck für $x > 0,45$. Bei geringeren Dampfgehalten liegt α für alle untersuchten Drücke in einem ähnlichen Bereich.

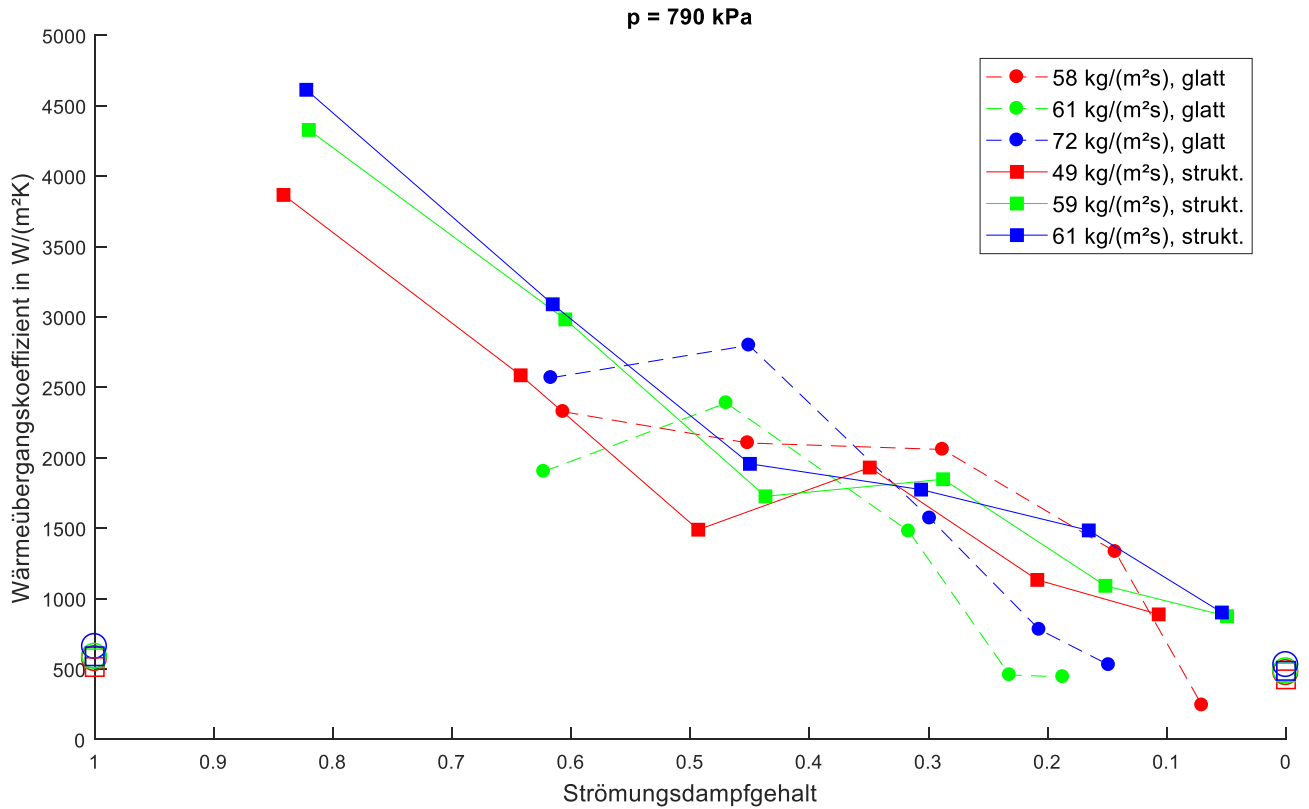


Abbildung 6.29: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 790 kPa für verschiedene Massenstromdichten

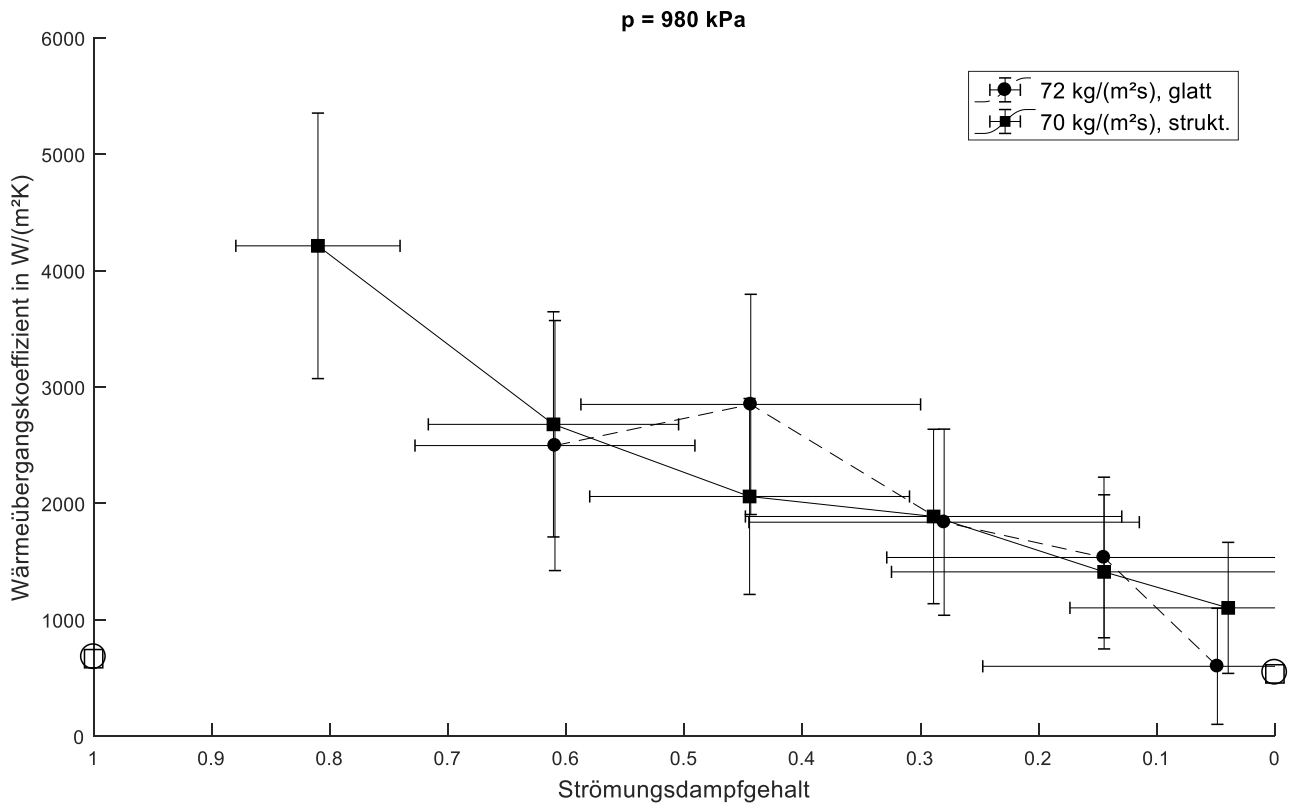


Abbildung 6.30: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 980 kPa

6.4.5 Verdampfung

In den folgenden Abschnitten werden die experimentellen Ergebnisse zum Wärmeübergang und Druckverlust während der Verdampfung im industriellen Plattenwärmeübertrager betrachtet. Dabei werden, wie im vorangegangenen Abschnitt zur Kondensation, zunächst die Ergebnisse für den gesamten Apparat vorgestellt. Im Anschluss erfolgt die Präsentation der Ergebnisse zum Wärmeübergang aus den lokalen Spalttemperatur-Messungen.

Integrale Betrachtung

Der Reibungsdruckverlust der zweiphasigen Strömung im Verdampfer kann wie im vorigen Abschnitt beschrieben durch Abzug der anderen Druckverlustmechanismen von dem gemessenen integralen Gesamtdruckverlust bestimmt werden. In Abbildung 6.31 und Abbildung 6.32 sind die Ergebnisse zum zweiphasigen Reibungsdruckverlust für die glatten (blaue Fehlerbalken) und strukturierten Platten (rote Fehlerbalken) dargestellt. Verschiedene Sättigungsdrücke sind mit unterschiedlichen Symbolen gekennzeichnet.

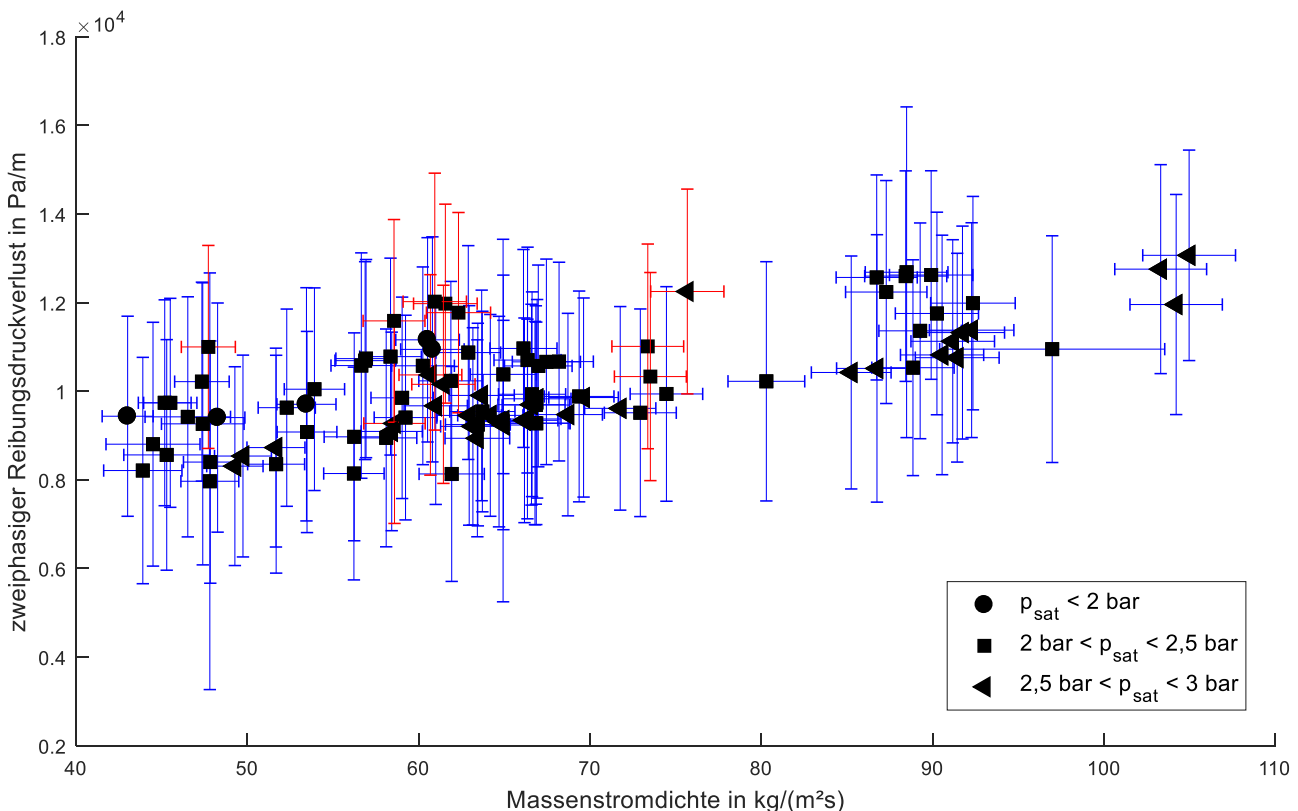


Abbildung 6.31: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Verdampfung aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels für integrale Wärmestromdichten zwischen 10 und 16 kW/m². Blaue Fehlerbalken markieren die Ergebnisse der glatten Platten, die Ergebnisse der strukturierten Platten sind mit roten Fehlerbalken versehen.

In Abbildung 6.31 ist der Reibungsdruckverlust während der Verdampfung in Pa/m für integrale Wärmestromdichten zwischen 10 und 16 kW/m² über der Massenstromdichte aufgetragen. Insgesamt ist ein leichter Anstieg des Reibungsdruckverlustes bei steigender Massenstromdichte erkennbar. Für die glatten Platten ist keine eindeutige Abhängigkeit von $\Delta p_{\text{Reib,2ph}}$ vom Betriebsdruck erkennbar.

Für höhere Drücke zwischen 2,5 und 3 bar liegen die Punkte bis zu Massenstromdichten von etwa $90 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ eher im unteren Bereich des Streubands der gesamten Ergebnisse. Auch für die strukturierten Platten zeigt sich kein eindeutiges Verhalten in Bezug auf den Sättigungsdruck. Im Vergleich zu den Ergebnissen der glatten Platten ist bei den strukturierten Platten stets ein leicht höherer Druckverlust für vergleichbare Massenstromdichte und Betriebsdruck erkennbar.

In Abbildung 6.32 sind die Ergebnisse zum Reibungsdruckverlust für höhere integrale Wärmestromdichten zwischen 16 und $20 \text{ kW}/\text{m}^2$ dargestellt. Auch hier ist für beide untersuchten Plattentypen ein leichter Anstieg von $\Delta p_{\text{Reib,2ph}}$ mit zunehmender Massenstromdichte sowie kein eindeutiges Verhalten in Bezug auf den Sättigungsdruck erkennbar. Für die strukturierten Plattenkassetten liegt der Reibungsdruckverlust meist oberhalb dessen der glatten Platten für ähnliche Betriebsbedingungen.

Beim Vergleich der Ergebnisse für die unterschiedlichen Bereiche der integralen Wärmestromdichten ist die Tendenz zu höheren Druckverlusten mit steigender Wärmestromdichte erkennbar.

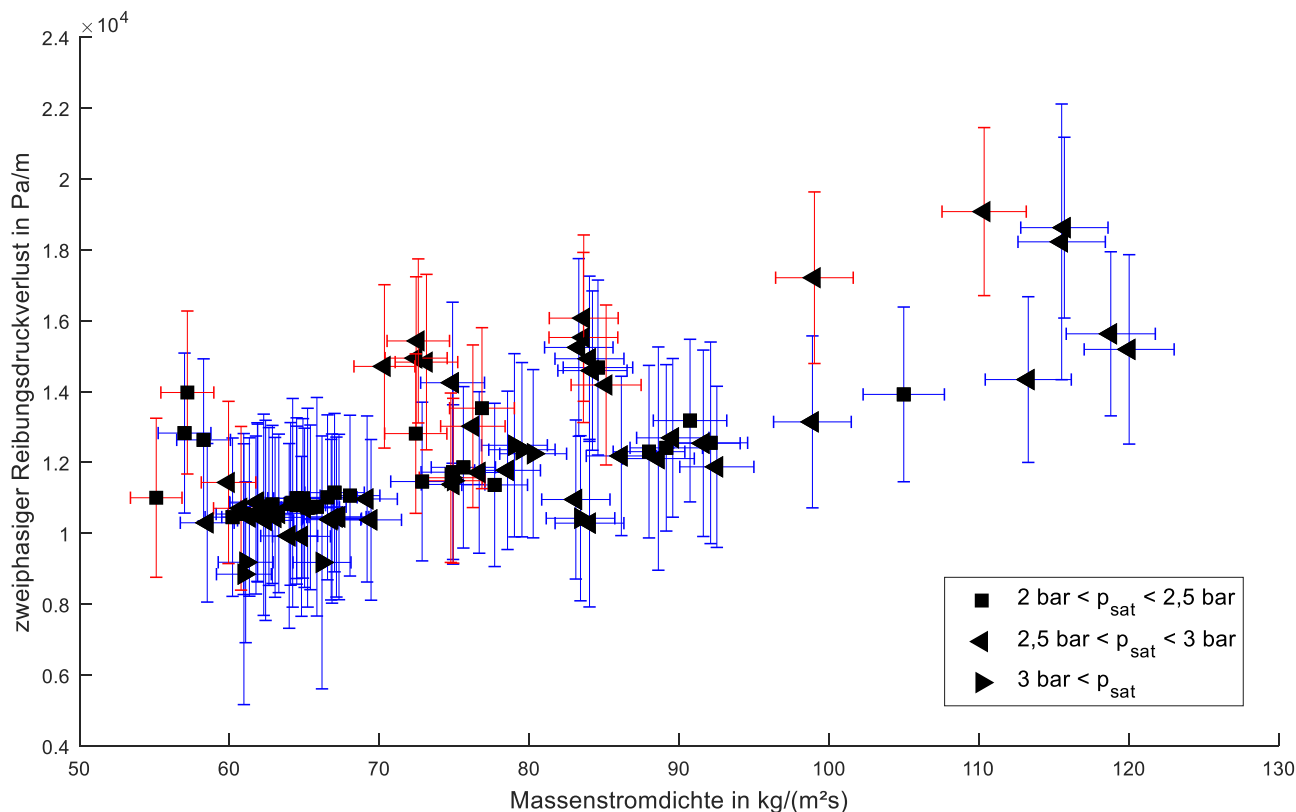


Abbildung 6.32: zweiphasiger Reibungsdruckverlust während der Verdampfung aufgetragen über der Massenstromdichte des Kältemittels für integrale Wärmestromdichten zwischen 16 und $20 \text{ kW}/\text{m}^2$. Blaue Fehlerbalken markieren die Ergebnisse der glatten Platten, die Ergebnisse der strukturierten Platten sind mit roten Fehlerbalken versehen.

Ein Vergleich der experimentell bestimmten Druckverluste mit literaturbekannten Korrelationen ist in Abbildung 6.33 gegeben. Dafür wurde der zweiphasige Reibungsdruckverlust mit den Ansätzen nach Amalfi [3], Huang [70] und Khan [85] bestimmt und zusammen mit den experimentellen Werten über der Massenstromdichte aufgetragen. Während die Korrelationen nach Amalfi und Khan die

experimentellen Ergebnisse gut wiedergeben, überschätzt die Gleichung nach Huang den Druckverlust in hohem Maß. Für große Massenstromdichten ab etwa $90 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ wird der Druckverlust von Amalfi und Khan leicht unterschätzt.

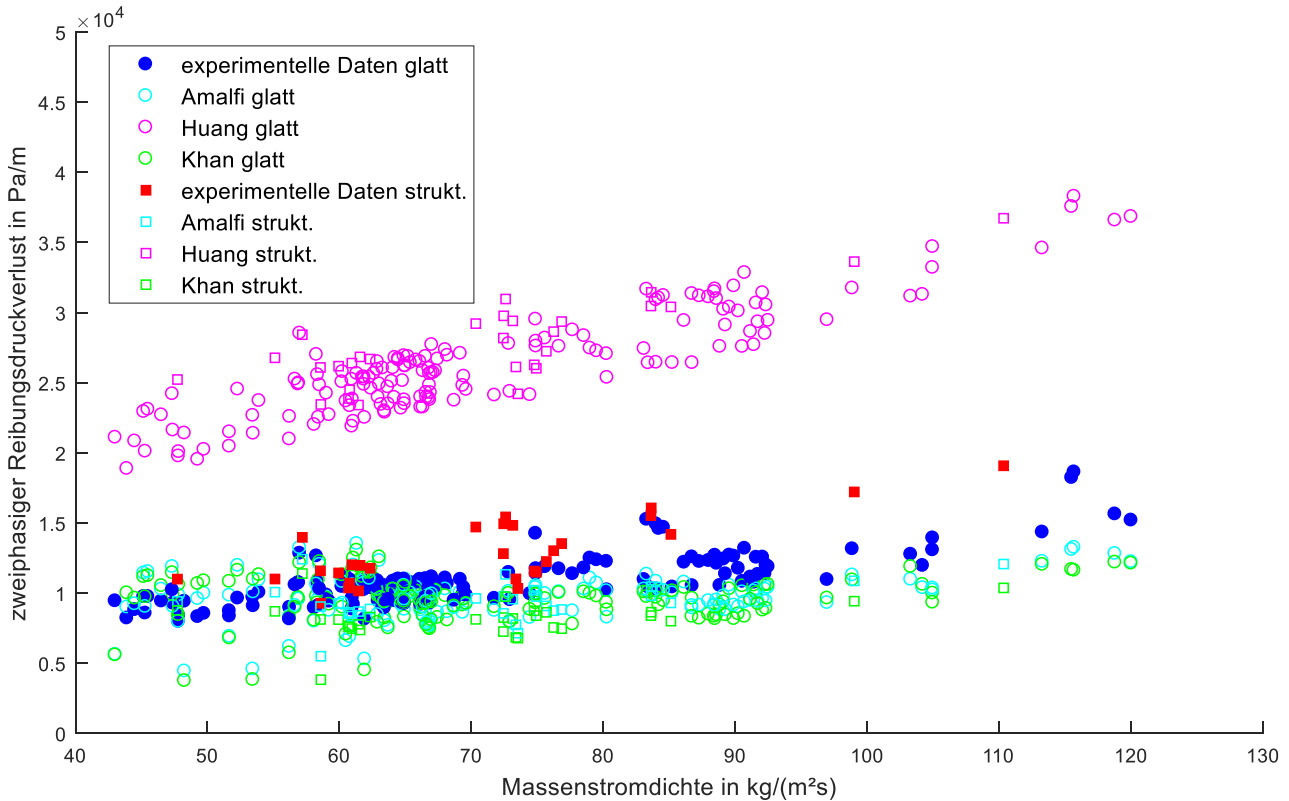


Abbildung 6.33: Experimentell ermittelter integraler Druckverlust im Vergleich mit den Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen

Durch den Betrieb als überfluteter Apparat wird anders als beim Kondensator beim Verdampfer keine vollständige Verdampfung am Austritt eingestellt. Dadurch ergibt sich die Wärmestromdichte als zusätzlicher Freiheitsgrad bei der Betriebsweise des Verdampfers. In Abbildung 6.34 ist der über das Hauptwellenfeld gemittelte Wärmeübergangskoeffizient über der integralen Wärmestromdichte dargestellt. Die Farbe der Fehlerbalken zeigt an, ob es sich um Ergebnisse der glatten (blau) oder strukturierten Plattenkassetten (rot) handelt. Das gewählte Symbol steht für den jeweiligen Bereich, in dem sich der Sättigungsdruck befindet. Für Drücke größer 2 bar liegen die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten bis zu einer integralen Wärmestromdichte von etwa $16 \text{ kW}/\text{m}^2$ in einem konstanten Bereich. Für $\dot{q}_{\text{int}} > 16 \text{ kW}/\text{m}^2$ steigen die Wärmeübergangskoeffizienten für beide Plattentypen mit zunehmender Wärmestromdichte an. Ein Einfluss des Drucks ist für $p^{\text{S}} > 2 \text{ bar}$ nicht zu erkennen. Bei den glatten Plattenkassetten wurden auch Drücke unter 2 bar untersucht. Die meisten dieser Betriebspunkte liegen bei sehr geringen Wärmestromdichten von etwa $10 \text{ kW}/\text{m}^2$ vor. Die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten liegen dabei deutlich oberhalb der Wärmeübergangskoeffizienten der glatten Platte bei höheren Drücken und Wärmestromdichten. Beim Vergleich der Plattentypen untereinander wird deutlich, dass die Wärmeübergangskoeffizienten der strukturierten

Platten deutlich oberhalb der der glatten Platten liegen. Für Drücke zwischen 2,5 und 3 bar liegt der mittlere Anstieg bei rund $1700 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ bzw. 72%.

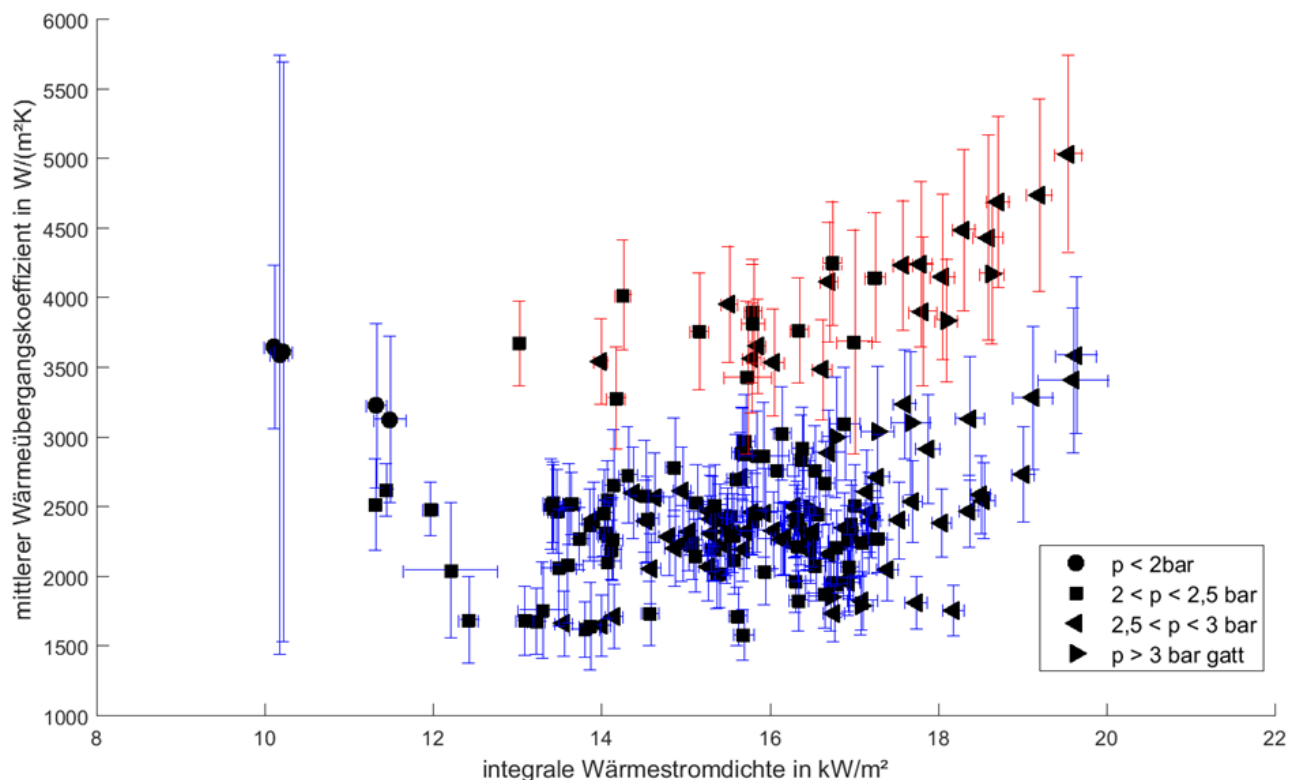


Abbildung 6.34: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der integralen Wärmestromdichte. Blaue Fehlerbalken markieren die Ergebnisse der glatten Platten, die Ergebnisse der strukturierten Platten sind mit roten Fehlerbalken versehen.

Der Einfluss der Massenstromdichte auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizient ist in Abbildung 6.35 für die verschiedenen Betriebsdrücke dargestellt. Auch hier ist der starke Anstieg der Wärmeübergangskoeffizienten der strukturierten im Vergleich zu den glatten Platten erkennbar. Insgesamt nimmt der mittlere Wärmeübergangskoeffizient bei steigender Massenstromdichte für beide Plattentypen und alle untersuchten Drücke zu. Die Betriebspunkte der glatten Platte bei $p^S < 2 \text{ bar}$ und $\dot{q}_{\text{int}} \approx 10 \text{ kW}/\text{m}^2$ weisen über den gesamten Massenstrombereich deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten auf als bei höheren Drücken. Die Ergebnisse liegen im Streuband der Ergebnisse der strukturierten Platten. Bei geringen Wärmestromdichten ist der starke Einfluss des Drucks unabhängig von der Massenstromdichte deutlich weniger markant.

In Abbildung 6.36 ist die experimentell bestimmte mittlere Nußelt-Zahl über der äquivalenten Reynolds-Zahl dargestellt. Daneben sind auch die mit den Korrelationen nach Amalfi [3] und Danilova [35] ermittelten Werte dargestellt. Die über die Messungen bestimmten Werte weisen eine deutlich breitere Streuung auf als die Ergebnisse der beiden Korrelationen. Die Werte der beiden Korrelationen liegen dabei eng beieinander. Für äquivalente Reynolds-Zahlen ab etwa 4000 liegen die Korrelationswerte etwa im Mittelwert des Streubereichs der Ergebnisse der glatten Platten. Die experimentellen Ergebnisse der strukturierten Platten liegen oberhalb der der glatten Platten sowie

aller berechneten Werte. Dies verdeutlicht, dass die Erhöhung des Wärmeübergangs bei den strukturierten Platten nicht durch veränderte Betriebsbedingungen begründet ist, da sich diese sonst auch in den berechneten Werten widerspiegeln würden.

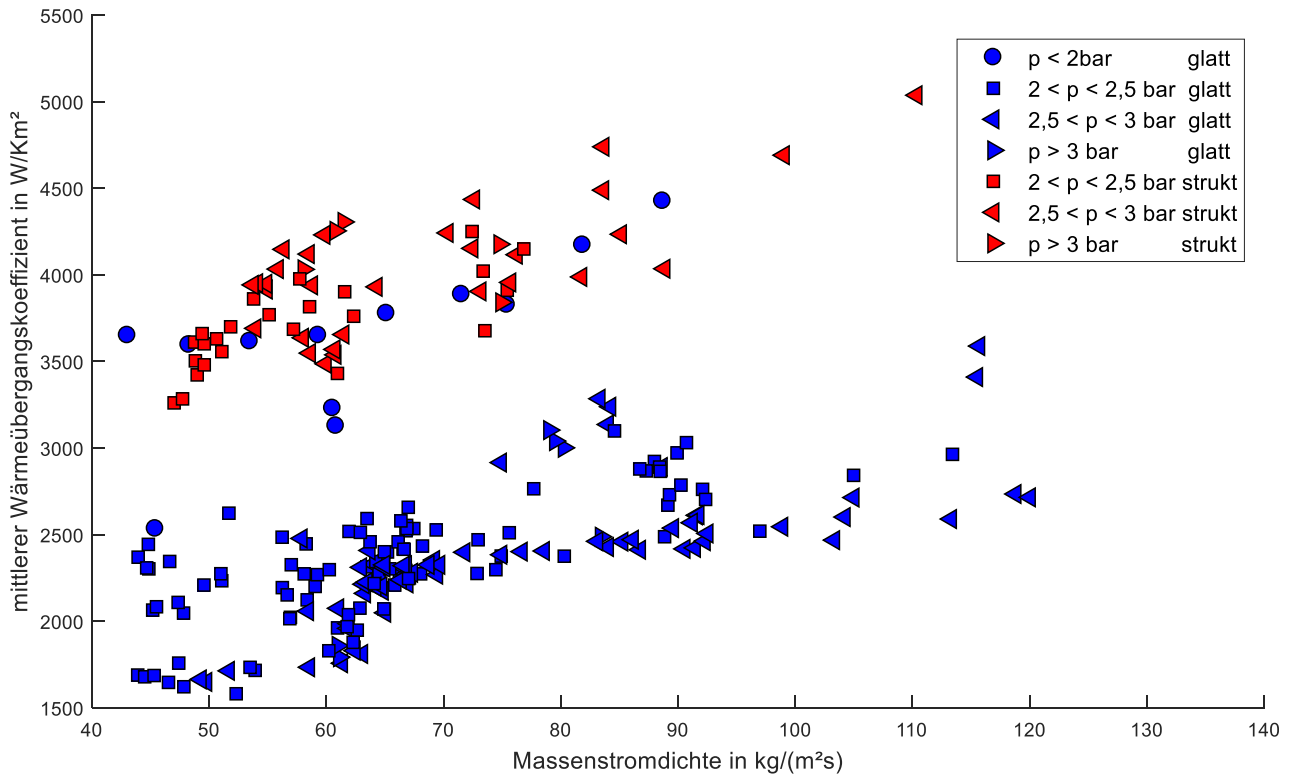


Abbildung 6.35: mittlerer Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung bei verschiedenen Sättigungsdrücken, aufgetragen über der Massenstromdichte

Die hohen Wärmeübergangskoeffizienten der glatten Platten bei besonders geringen Wärmestromdichten und Betriebsdrücken (für $Re_{eq} < 4000$) stechen, wie bereits in Abbildung 6.35, auch in dieser Darstellung hervor. Der experimentell ermittelte Anstieg des Wärmeübergangs mit sinkender Reynolds-Zahl wird von den Korrelationen nicht wiedergegeben. Dies kann durch die besonders niedrigen Drücke und Wärmestromdichten dieser Betriebspunkte begründet sein. Auch wenn in die Korrelation von Amalfi et al. Messwerte aus einem breiten Betriebsbereich eingeflossen sind, liegen die Sättigungstemperaturen der Daten für R134a im Mittel etwa 20 K oberhalb der hier betrachteten Messwerte. Es ist also durchaus möglich, dass die Korrelation den Wärmeübergang für diese betrachteten Betriebspunkte nicht hinreichend wiedergibt. Zur endgültigen Klärung sind hier weitere Untersuchungen erforderlich.

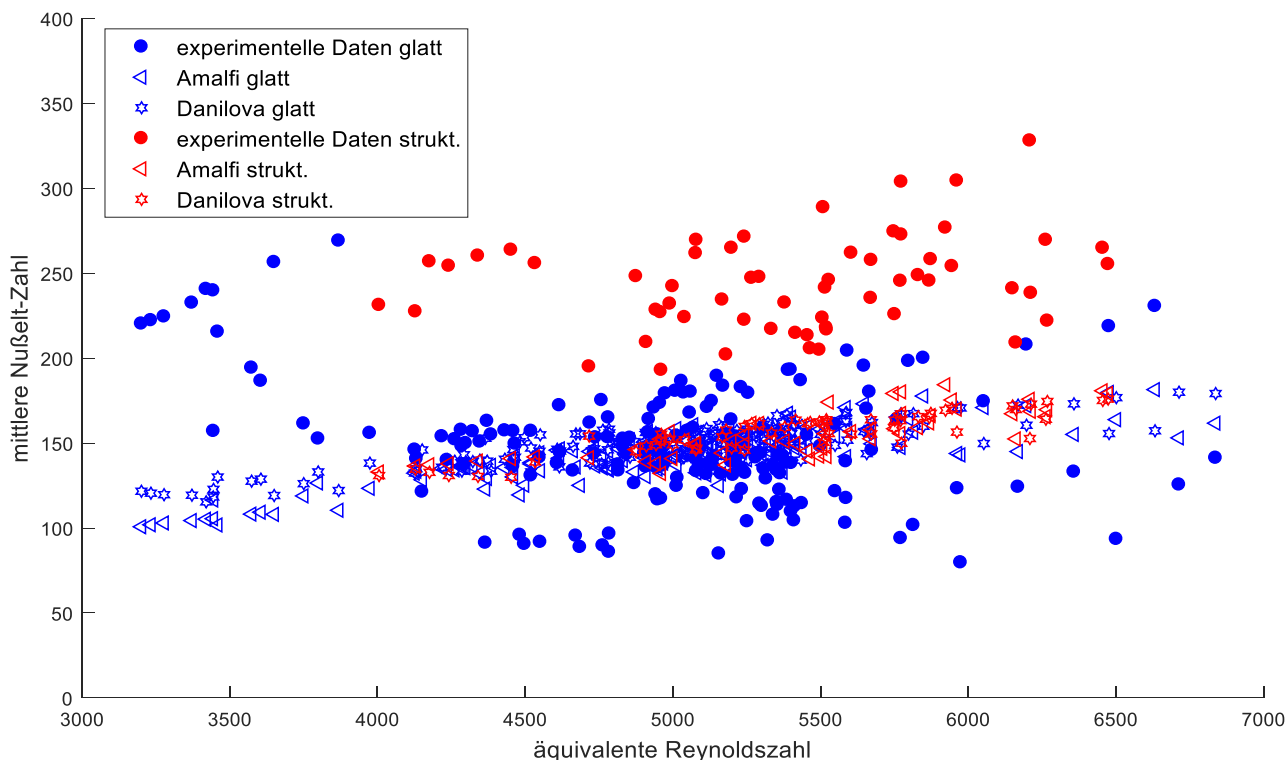


Abbildung 6.36: Experimentell ermittelte Nußelt-Zahl über der äquivalenten Reynolds-Zahl im Vergleich mit den Ergebnissen literaturbekannter Korrelationen

Lokale Betrachtung

In Abbildung 6.37 sind die Ergebnisse der lokalen Auswertung zum Wärmeübergang im Spalt für beide untersuchten Oberflächenbeschaffenheiten der Platten dargestellt. Der Wärmeübergangskoeffizient ist dabei für verschiedene Wärmestromdichten über dem lokalen Dampfgehalt aufgetragen. Massenstromdichte und der Sättigungsdruck sind bei den dargestellten Messungen jeweils konstant gehalten. Insgesamt ist für alle Messungen ein Anstieg des Wärmeübergangs mit zunehmender Verdampfung, also steigendem Dampfgehalt erkennbar.

Bei den strukturierten Platten ist für die beiden höchsten untersuchten Wärmestromdichten im letzten Segment ein Abknicken von α ab einem Dampfgehalt von etwa 0,55 erkennbar. Dies ist auf ein lokales Austrocknen der Wand auf der Kältemittelseite zurückzuführen. Bei hohen Wärmestromdichten schreitet die Verdampfung schneller voran, sodass es zu einer unvollständigen Benetzung der Wand auf der Kältemittelseite im letzten Segment kommen kann. Der Wärmeübergang erfolgt dann von der Wand direkt an die Gasphase, was zu einem geringeren Wärmeübergangskoeffizienten führt. In der Folge steigt im Bereich der Austrocknung die Wandtemperatur. Ist die Wand auch an der festgelegten Position der Wandtemperaturmessung nicht benetzt, wird dort auch auf der Wasserseite eine höhere Wandtemperatur gemessen und so ein geringerer Wärmeübergangskoeffizient berechnet. Ein direkter Einfluss der Wärmestromdichte auf den Verlauf des lokalen α ist für beide Plattentypen nicht zu erkennen. Dies stimmt mit den Ergebnissen zum integralen Wärmeübergang überein, bei dem sich für die betrachteten

Betriebsbedingungen ($\dot{q}_{\text{int}} \leq 18 \text{ kW/m}^2$) keine Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wärmestromdichte zeigt, vgl. Abbildung 6.34.

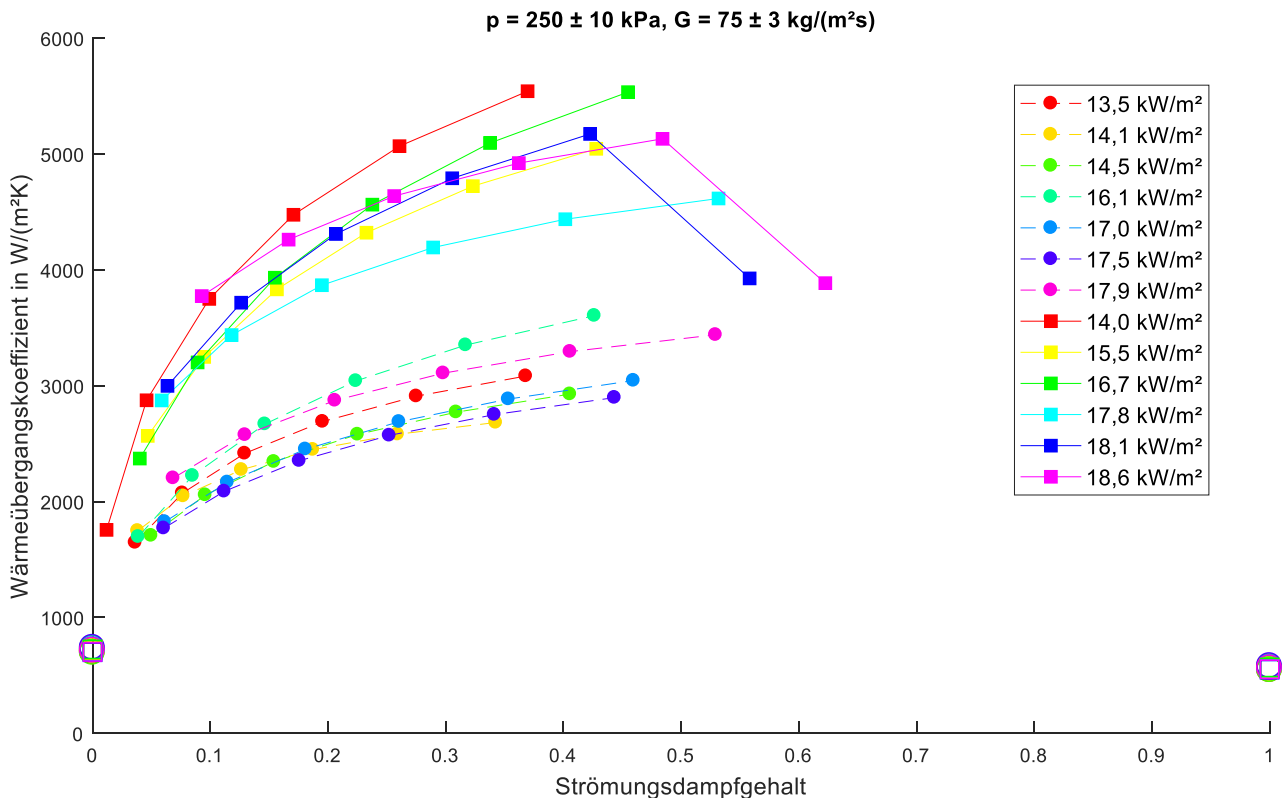


Abbildung 6.37: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 250 kPa und einer Massenstromdichte von $75 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ für verschiedene Wärmestromdichten

Die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten sind bei gleichem Strömungsdampfgehalt stets deutlich größer für die strukturierten Platten im Vergleich zu den glatten Plattenkassetten. Für Wärmestromdichten zwischen 14 und $18,1 \text{ kW}/\text{m}^2$ liegt der Anstieg im Mittel bei $1460 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ bzw. 57%.

In Abbildung 6.38 sind die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten für die glatten und strukturierten Platten unter Variation der Massenstromdichte dargestellt. Auch hier ist sofort erkennbar, dass die Wärmeübergangskoeffizienten für die strukturierte Platte deutlich oberhalb derer der glatten Platte liegen. Während der Abstand zu Beginn der Verdampfung, im ersten Segment, noch sehr gering ausfällt, nimmt er mit steigendem Dampfgehalt leicht zu. Im Mittel beträgt der Unterschied $+1570 \text{ kW}/(\text{m}^2\text{K})$ bzw. 71% für die dargestellten Messungen. Die Erhöhung liegt damit in derselben Größenordnung wie bei der Messreihe zur Variation der Wärmestromdichte, siehe Abbildung 6.37, sowie der integralen Betrachtung, vgl. Abbildung 6.34 und Abbildung 6.35.

Für alle Messungen mit einer Massenstromdichte größer $63 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ bzw. $59 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ für die glatten, bzw. strukturierten Platten steigt der Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Dampfgehalt stetig an. Für die Betriebspunkte mit geringerer Massenstromdichte tritt wie bei den höchsten Wärmestromdichten in Abbildung 6.37 ein Abknicken von α im letzten Segment auf.

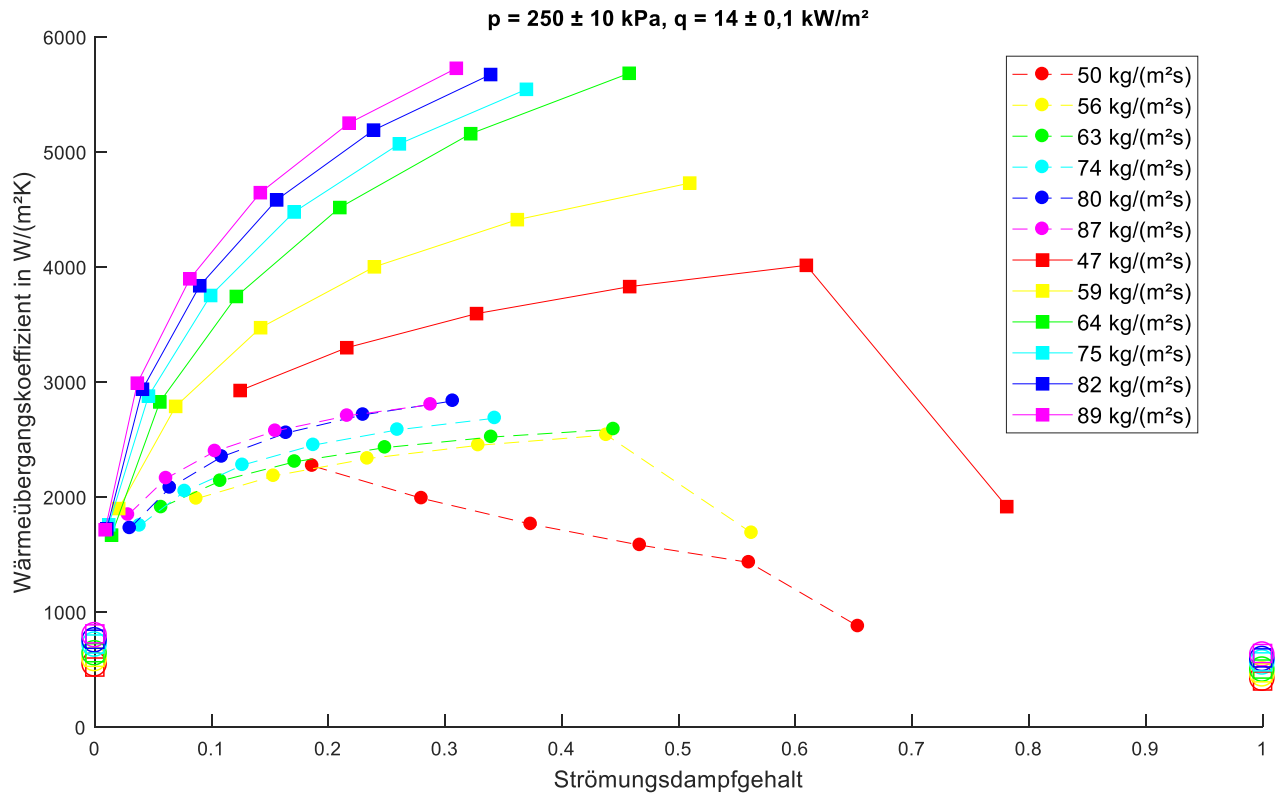


Abbildung 6.38: lokaler Wärmeübergangskoeffizient bei einem Sättigungsdruck von 250 kPa und einer Wärmestromdichte von 14 kW/m^2 für verschiedene Massenstromdichten

Bei der geringsten untersuchten Massenstromdichte der Messungen mit glatten Platten von 59 $\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$ ist die Steigung des Verlaufs sogar über den gesamten Bereich des Strömungsdampfgehalts negativ. Das Abknicken des Verlaufs ist wie zuvor auf die partielle Austrocknung der Wand bei fortschreitender Verdampfung zurückzuführen. Da die Wärmestromdichte über alle Messungen konstant ist, wird bei geringeren Massenströmen mehr Wärme auf eine konstante Menge Kältemittel übertragen, sodass die Verdampfung insgesamt weiter voranschreitet und der Dampfgehalt des Kältemittels am Austritt steigt.

7 SCHLUSSFOLGERUNG UND AUSBLICK

Die breite Streuung der Vorhersagemodelle für Plattenverdampfer und -kondensatoren, vgl. [163], zusammen mit der Vielzahl an Varianten bei der Geometrie, siehe Tabelle 3.6 und Tabelle 3.11, macht eine verlässliche allgemeingültige Auslegung dieser Apparate bisher nicht möglich. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden daher zunächst die bisher veröffentlichten Arbeiten zur Verdampfung und Kondensation in Plattenwärmeübertragern zusammengestellt und so ein umfassender Überblick über die bisher verfolgten Modellansätze gegeben, vgl. Kapitel 3.

Neue Entwicklungen u.a. im Bereich der erneuerbaren Energien führen zu erweiterten Anforderungsprofilen der Verdampfer und Kondensatoren mit Fokus auf einen erhöhten Wärmeübergang. Einen vielversprechenden Ansatz stellt der Einsatz mikrostrukturierter Oberflächen bei diesen Phasenwechselvorgängen dar. Eine Zusammenstellung der grundlegenden Mechanismen und des Zusammenspiels von Mikrostruktur und Phasenübergang in Kapitel 4 hat großes Anwendungspotential im Bereich der Plattenwärmeübertrager aufgezeigt.

Um dieses Potential quantitativ zu bewerten, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit der Einfluss strukturierter Oberflächen auf den Wärmeübergang bei der Verdampfung und Kondensation experimentell untersucht.

Dafür wurde ein Versuchsplattenverdampfer mit optisch zugänglichem Frontspalt konzipiert, aufgebaut und in einen Kreislauf mit dem Kältemittel R365mfc integriert. Anhand dieses Versuchsstands wurden Testplatten mit drei verschiedenen Oberflächenstrukturen (unstrukturiert (glatt), gewalzt strukturiert, laserstrukturiert) untersucht. Die auftretenden Keimstellen und sich einstellenden Strömungsformen wurden für einen festgelegten Betriebsbereich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen und analysiert. Die Ergebnisse zeigten eine höhere Keimstellendichte und deutlich früher eintretende Verdampfung für die strukturierten Platten. Die Platte mit gewalzter Struktur wies dabei für alle Betriebspunkte die stärkste Verdampfung und höchste Keimstellenzahl auf. Die quantitative Auswertung anhand der gemessenen Zustandsgrößen am Wärmeübertrager bestätigte eine Zunahme des übertragenen Wärmestroms von bis zu 21% bei den strukturierten Platten, was einem Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten von bis zu 18% entspricht. Ein Unterschied für die beiden Strukturen war dabei nicht festzustellen. Diese Diskrepanz zu den Visualisierungsergebnissen weist u.U. auf Vorgänge auf der Mikroebene der Laserstrukturierung hin, die mit der vorhandenen Optik nicht erfasst werden können. Denkbar ist ein durch die Oberflächentopologie ermöglichtes frühzeitiges Abreißen von sehr kleinen Blasen, welche anhand der Aufnahmen nicht detektiert werden können, trotzdem aber zu einem höheren Wärmeübergang führen.

Um die Zusammenhänge von Wärmeübergang, Strömungseigenschaften und Oberfläche auch in industriellen Apparaten zu untersuchen, wurde ein Kompressionskältekreislauf betrieben, wobei Verdampfer und Kondensator als Plattenwärmeübertrager ausgeführt sind. Die Experimente wurden mit R134a als Arbeitsfluid durchgeführt, als Kühl- bzw. Heizfluid wurde Wasser bzw. ein Wasser-Ethylenglykolgemisch verwendet. Die Winkelwellenprägung der verwendeten Plattenkassetten stimmt mit der der Testplatten aus der Visualisierungsanlage überein. Für eine abschnittsweise Bilanzierung des Wärmeübergangs wurden die Sekundärfluid-Spalte bei beiden Plattenwärmeübertragern mit Temperatursensoren ausgerüstet, die eine lokale Messung in Strömungsrichtung entlang des Apparates ermöglichten. Bei den Untersuchungen wurden nacheinander unstrukturierte Plattenkassetten sowie solche mit der gewalzten Struktur verbaut. Für den Vergleich der beiden Plattentypen wurden die Messungen jeweils über einen breiten Betriebsbereich, siehe Tabelle 6.3, durchgeführt.

Für den Kondensator zeigten die Ergebnisse der glatten und strukturierten Plattenoberfläche beim lokalen Wärmeübergang keinen signifikanten Unterschied. Die über den Apparat integrierten Wärmeübergangskoeffizienten der strukturierten Platten liegen jedoch leicht oberhalb derer der glatten Platten. Beim Druckverlust ist ein moderater Anstieg beim Einsatz der strukturierten Platten zu beobachten. Eine Verbesserung des Wärmeübergangs bei der Kondensation erfolgt prinzipiell durch eine Ausdünnung des Kondensatfilms z.B. durch eine verbesserte Drainage. Da es sich bei der gewalzten Strukturierung um eine für die Verdampfung optimierte Struktur mit kleinen, weit auseinander liegenden Erhebungen handelt, ist keine Veränderung der Kondensatfilmdicke und somit des Wärmeübergangs zu erwarten. Im Falle des Verdampfers zeigen die Ergebnisse sowohl für die lokale als auch die integrale Betrachtung eine deutliche Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten für die Platten mit Strukturierung. Die mittlere Steigerung liegt dabei zwischen 57 und 71%. Der Druckverlust steigt im Vergleich zu den glatten Platten für die meisten Betriebspunkte leicht an.

Die Ergebnisse verdeutlichen das große Potential des Einsatzes von Mikrostrukturen bei der Verdampfung in Plattenwärmeübertragern. Die Visualisierungsergebnisse zeigen, dass die Verdampfung durch einen Anstieg der aktiven Keimstellen früher einsetzt und so insgesamt zu einem besseren Wärmeübergang bei sonst konstanten Betriebsbedingungen führt. Dies spiegelt sich auch in den Ergebnissen der Technikumsanlage wider. Der quantitative Unterschied beim Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten ist auf die unterschiedlichen Betriebsbereiche der beiden Versuchsanlagen zurückzuführen. Während bei der Visualisierung der Strömungsdampfgehalt am Austritt aus dem Versuchsspalt maximal 0,1 und im Mittel 0,03 beträgt, liegt das Kältemittel bei den Untersuchungen im industriellen Plattenwärmeübertrager mit Dampfgehalten bis zu 1 (im Mittel etwa 0,5) am Austritt vor. Für den Bereich kleinerer Dampfgehalte zeigen die lokalen Messungen auch beim Verdampfer der Technikumsanlage etwas geringere Anstiege.

Bei weiterführenden Arbeiten kann daher eine Erweiterung des Betriebsbereichs der Visualisierungsanlage in Betracht gezogen werden. Dabei sollte jedoch berücksichtigt werden, dass eine Detektion der Keimstellen nur bei geringer Blasendichte und -geschwindigkeit möglich ist. Strömt das Fluid bereits mit einem höheren Dampfgehalt in den zu beobachteten Spaltabschnitt ein, werden mögliche Keimstellen von der Blasenströmung verdeckt und sind dann optisch nicht mehr zu erfassen. Die Strömungsformanalyse sowie thermodynamische Bilanzierung können jedoch weiterhin erfolgen.

Diese Arbeit bietet einen Ausgangspunkt für die Bewertung von Mikrostrukturen beim Einsatz in Plattenwärmeübertragern. Durch die Möglichkeit, die Aufbringung der Mikrostruktur in den Walzvorgang der Bleche zu integrieren, kann das Potential auch für die großzahlige Fertigung erschlossen werden. Durch das Walzen als Fertigungsverfahren sind die Gestaltungsmöglichkeiten bei der Form der Strukturierung jedoch begrenzt. Die Laserbearbeitung bietet den Vorteil einer formvariablen, multiskaligen Strukturierung. Aufgrund der immer noch langen Bearbeitungszeiten besonders für großflächige Anwendungen, ist das Einsatzpotential jedoch auf Spezialanwendungen beschränkt. Im Zuge weiterführender Arbeiten kann die Laserstrukturierung zur systematischen Untersuchung verschiedener Mikrostrukturen herangezogen werden. Dabei können die für die Phasenwechselforgänge relevanten Parameter herausgestellt und in einem weiteren Schritt auf die Umsetzung für eine gewalzte Struktur übertragen werden. So ist ein Einsatz auch bei der seriellen Fertigung möglich.

Bei einer zukünftigen Untersuchung von kondensationsunterstützenden Strukturen kann der Visualisierungsspalt durch einen Umbau des Versuchsstands als Kondensator betrieben werden. Die optische sowie thermodynamische Analyse kann dann analog zum jetzigen Aufbau erfolgen.

8 LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Ahmad, M., Berthoud, G. Mercier, P. (2009): General characteristics of two-phase flow distribution in a compact heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(1-2), S. 442-450.
- [2] Akers, W.W., Deans, H.A., Crosser, O.K. (1958): Condensing heat transfer within horizontal tubes. *Chemical Engineering Progress* 54.
- [3] Amalfi, R. L., Vakili-Farahani F., Farzad; Thome, J. R. (2016): Flow boiling and frictional pressure gradients in plate heat exchangers. Part 2: Comparison of literature methods to database and new prediction methods. *International Journal of Refrigeration* 61, S. 185-203.
- [4] Amalfi, R.L., Vakili-Farahani F., Thome, J.R. (2016): Flow boiling and frictional pressure gradients in plate heat exchangers. Part 1: Review and experimental database. *International Journal of Refrigeration*, 61, S. 166-184.
- [5] André, M. Wärmeübergang bei der Verdampfung von Ammoniak in Plattenwärmeübertragern. Dissertation. Universität Hannover 2004.
- [6] Arima, H., Kim, J.H., Okamoto A. und Ikegami, Y. (2010): Local boiling heat transfer characteristics of ammonia in a vertical plate evaporator: *International Journal of Refrigeration*, 33(2), S. 359-370.
- [7] Asano, H., Takenaka, N., Wakabayashi T., Fujii, T. (2005): Visualization and void fraction distribution of downward gas-liquid two-phase flow in a plate heat exchanger by neutron radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 542(1-3), S. 154-160.
- [8] Attinger, D., Frankiewicz, C., Betz, A. R., Schutzius, T. M., Ganguly, R., Das A., Kim C. J., Megaridis, C. M. (2014): Surface engineering for phase change heat transfer: A review. *MRS Energy & Sustainability*, 1, 10122.
- [9] Ayub, Z. H. (2003): Plate Heat Exchanger Literature Survey and New Heat Transfer and Pressure Drop Correlations for Refrigerant Evaporators. *Heat Transfer Engineering* 24 (5), S. 3–16.
- [10] Ayub, Z. H., Khan, T. S., Salam, S., Nawaz, K., Ayub, A. H., Khan, M. S. (2019): Literature survey and a universal evaporation correlation for plate type heat exchangers. *International Journal of Refrigeration* 99, S. 408–418.

- [11] Baba, T., Harada, S., Asano, H., Sugimoto, K., Takenaka N., Mochiki, K. (2009): Nondestructive inspection for boiling flow in plate heat exchanger by neutron radiography. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 605(1-2), S. 142-145.
- [12] Baehr, H.D., Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag 2013.
- [13] Bankoff, S. G. (1958): Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface. *AIChE Journal* 4.1. S. 24-26.
- [14] Bassiouny, M.K.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Mengenstromverteilung, Druckverlust und Wärmeübergang in Plattenwärmetauschern. Dissertation. Universität Heidelberg 1985.
- [15] Bell, I. H., Wronski, J., Quoilin, S., & Lemort, V. (2014): *Pure and pseudo-pure fluid thermophysical property evaluation and the open-source thermophysical property library CoolProp*. *Industrial & engineering chemistry research*, 53(6), S. 2498-2508.
- [16] Bergles, A.E., Blumenkrantz A. R., Taborek, J. (1974): Performance evaluation criteria for enhanced heat transfer surfaces. *Proceeding of International Heat Transfer Conference 5. Connecticut*. Begellhouse, S. 239-243.
- [17] Bernhard, F. (Hrsg.): Handbuch der Technischen Temperaturmessung. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag 2004.
- [18] Blasius, H.: Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung. Druck von BG Teubner 1907.
- [19] Bobbili, P. R., Sunden, B. (2009): Pressure drop in multi-parallel channels of corrugated plate steam condensers. *Heat Transfer Engineering* 30.13, S. 1024-1032.
- [20] Bobbili, P. R., Sunden, B. (2010): Steam Condensation in Parallel Channels of Plate Heat Exchangers. *International Mechanical Engineering Congress and Exposition*. American Society of Mechanical Engineers.
- [21] Bobbili, P. R., Sunden, B., Das, S.K. (2006): Thermal analysis of plate condensers in presence of flow maldistribution. *International journal of heat and mass transfer* 49.25, S. 4966-4977.
- [22] Bonner, R.W. (2013): Correlation for dropwise condensation heat transfer: Water, organic fluids, and inclination. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61, S. 245-253.
- [23] Buscher, S. (2019): Visualization and modelling of flow pattern transitions in a cross-corrugated plate heat exchanger channel with uniform two-phase distribution. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 144, 118643.

- [24] C. Tribbe, H.M.M.-S. (2001): Gas/Liquid Flow in Plate-and-Frame Heat Exchangers - Part II: Two-Phase Multiplier and Flow Pattern Analysis. *Heat Transfer Engineering*, 22(1), 12-21.
- [25] Cassie, A.B.D., Baxter, S. (1944): Wettability of porous surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 40, S. 546.
- [26] Cavallini A., Del Col, D., Doretti, L., Longo, G. A., Rossetto, L. (2000): Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes. *International Journal of Refrigeration*, 23(1), S. 4-25.
- [27] Chen, J.C. (1966): Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluids in Convective Flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3), S. 322-329.
- [28] Cheng, L., G. Ribatski Thome, J. R., (2008): Two-Phase Flow Patterns and Flow-Pattern Maps: Fundamentals and Applications. *International Journal of Refrigeration*, 61(5), S. 185.
- [29] Chisholm, D. (1967): A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Volume 10, Issue 12.
- [30] Chu, K.-H.: Micro and Nanostructured Surfaces for Enhanced Phase Change Heat Transfer. Dissertation. Massachusetts Institute of Technology 2013.
- [31] Collier, J.G. und Thome, J. R.: Convective Boiling and Condensation. Oxford: Oxford University Press 1994.
- [32] Cooper, M. G. (1984): Heat flow rates in saturated nucleate pool boiling-a wide-ranging examination using reduced properties. *Advances in heat transfer*. Vol. 16, S. 157-239.
- [33] Cornwell, K. und Scoones, D. J. (1988): Analysis of Low-Quality Boiling on Plain and Low-Finned Tube Bundles, *Proceedings of UK Heat Transfer Conference*. Vol. 1.
- [34] DAkkS-Richtlinie DAkkS-DKD-R 5-6: Bestimmung von Thermometerkennlinien. 2010.
- [35] Danilova, G. N. und Belskii, V. K. (1965): Study of heat transfer on boiling of freon 113 and freon 12 on pipes of differing roughness. *Kholod. Tekh* 4, S24-28.
- [36] Deutsche Titan: Hinweise zum Lötten von Titan und Titanlegierungen. Nov. 2004. Über isoarc.ch
- [37] DIN EN ISO 14917:2017-08: Thermisches Spritzen – Begriffe, Einteilung
- [38] DIN EN ISO 60584-1:2014-07: Thermoelemente – Teil 1: Thermospannungen und Grenabweichungen
- [39] DIN EN ISO 60751:2008: Industrielle Platin-Widerstandsthermometer und Platin-Temperatur Sensoren
- [40] DIN V ENV 13005 Juni 1999: Leifaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen

- [41] Dittus, P.W. und Boelter, L.M.K., (1985): Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 12.1, S. 3-22
- [42] Donowski, V.D., Kandlikar, S. G. (2000): Correlating Evaporation Heat Transfer Coefficient of Refrigerant R-134a in a Plate Heat Exchanger. *Engineering Foundation Conference on Pool and Flow Boiling*.
- [43] Eldeeb, R., Vikrant, A., Radermacher, R. (2016): A survey of correlations for heat transfer and pressure drop for evaporation and condensation in plate heat exchangers. *International Journal of Refrigeration* 65, S. 12–26.
- [44] Focke, W. W., Knibbe, P. G. (2006): Flow visualization in parallel-plate ducts with corrugated walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 165, S. 73-77
- [45] Focke, W. W., Zachariades, J., Olivier, I. (1985): The effect of the corrugation inclination angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 28.8. S. 1469-1479.
- [46] Fourier, J.B.J.: *Théorie Analytique de la Chaleur*. Cambridge: Cambridge University Press 2009.
- [47] Furberg, R., Palm, B., Li, S., Toprak, M und Muhammed, M. (2009): The Use of a Nano- and Microporous Surface Layer to Enhance Boiling in a Plate Heat Exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 131(10), S. 545.
- [48] Galati, Chiara: Experimental and numerical study of flow distribution in compact plate heat exchangers. Dissertation. Institut National Polytechnique de Toulouse 2017.
- [49] García-Cascales, J. R.; Vera-García, F.; Corberán-Salvador, J. M.; González-Maciá, J. (2007): Assessment of boiling and condensation heat transfer correlations in the modelling of plate heat exchangers. *International Journal of Refrigeration* 30 (6), S. 1029–1041
- [50] Gennes, P.-G. de, Brochard-Wyart, F., Quéré, D.: *Capillarity and Wetting Phenomena*. New York, NY: Springer New York 2004.
- [51] Gorenflo, D. und Kenning, D.: H₂ Pool Boiling, In VDI Heat Atlas. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer 2009.
- [52] Grabenstein, V.: Experimentelle Untersuchung und Modellierung der Kondensation in Plattenwärmeübertragern. Dissertation. Universität Hannover 2014
- [53] Grabenstein, V., Polzin, A.-E., Kabelac, S. (2017): Experimental investigation of the flow pattern, pressure drop and void fraction of two-phase flow in the corrugated gap of a plate heat exchanger. *International Journal of Multiphase Flow* 9, S. 155-169.
- [54] Gradeck, M., Lebouché, M. (2000): Two-phase gas-liquid flow in horizontal corrugated channels. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(3), S. 435-443.

- [55] Gregorig, R. (1954): Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik*, S. 36-49.
- [56] Gullapalli, V.S.: Estimation of Thermal and Hydraulic Characteristics of Compact Brazed Plate Heat Exchangers. Dissertation. Lund University 2013
- [57] Han, D.-H., Lee, K.J., Kim, Y.H. (2003): Experiments on the characteristics of evaporation of R410A in brazed plate heat exchangers with different geometric configurations. *Applied Thermal Engineering* 23 (10), S. 1209–1225.
- [58] Han, D.H., Lee, K.J., Kim, Y.H. (2003): The characteristics of condensation in brazed plate heat exchangers with different chevron angles. *Journal of the Korean Physical Society*, 43(1), S. 66-73.
- [59] Hayes, N., Jokar, A., Ayub, Z. H. (2011): Study of carbon dioxide condensation in chevron plate exchangers; heat transfer analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(5-6), S. 1121-1131.
- [60] Heavner, R. L., Kumar, H., Wanniarachchi, A. S. (1993): Performance of an industrial plate heat exchanger: effect of chevron angle. *AIChE Symposium series*. American Institute of Chemical Engineers.
- [61] Heggs, P. J., Scheidat, H.-J. (1992): Thermal performance of plate heat exchangers with flow maldistribution. *ASME*, New York, USA. 201. S. 87-93.
- [62] Hewitt, G.F., Roberts, D. N.: Studies of two phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography. United Kingdom Atomic Energy Authority Research Group 1969.
- [63] Hsieh, Y.Y., Chiang, L. J., Lin, T. F. (2002): Subcooled flow boiling heat transfer of R-134a and the associated bubble characteristics in a vertical plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(9), S. 1791-1806.
- [64] Hsieh, Y.Y., Lin, T. F. (2002): Saturated flow boiling heat transfer and pressure drop of refrigerant R-410A in a vertical plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(5), S. 1033-1044.
- [65] Hsieh, Y.Y., Lin, T. F. (2003): Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop of Refrigerant R-410A Flow in a Vertical Plate Heat Exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 125(5), S. 852.
- [66] <http://nelha.hawaii.gov/energy-portfolio/>, abgerufen am 10.05.2020
- [67] <http://otecokinawa.com/en/Project/index.html>, abgerufen am 10.05.2020
- [68] <https://techxplore.com/news/2015-08-celebrating-hawaii-ocean-thermal-energy.html>, abgerufen am 10.05.2020

- [69] <https://www.naval-group.com/en/news/akuo-energy-and-dcns-awarded-european-ner-300-funding-a-crucial-step-for-the-marine-renewable-energy-sector/>, abgerufen am 10.05.2020
- [70] Huang, J., Sheer, T. J., Bailey-McEwan, M. (2012): Heat transfer and pressure drop in plate heat exchanger refrigerant evaporators. *International Journal of Refrigeration*, 35(2), S. 325-335.
- [71] Incropera, F.P., De Witt, D.P., Bergmann, T.L., Lavine, A.S.: Fundamentals of Heat and Mass Transfer. Hoboken: Wiley 2007.
- [72] ISO, IEC, and BIPM OIML. "Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement." Geneva, Switzerland 122 1995.
- [73] Jensen, J.K., Kærn, M. R., Ommen, T.S., Markussen, W.B., Reinholdt, L., Elmgaard, B. (2015): Effect of Liquid/Vapour Maldistribution on the Performance of Plate Heat Exchanger Evaporators. *Proceedings of the 24th IIR International Congress of Refrigeration*.
- [74] Jin, S. Hrnjak, P. (2017): A new method to simultaneously measure local heat transfer and visualize flow boiling in plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113, S. 635-646.
- [75] Jokar, A., Eckels, S., Hosni, M., Thomas, G. (2004): Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of Brazed Plate Heat Exchangers Using Refrigerant R-134a. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, S. 161-182.
- [76] Jokar, A., Hosni, M. H., Eckels, S. J. (2006): Dimensional analysis on the evaporation and condensation of refrigerant R-134a in minichannel plate heat exchangers. *Applied Thermal Engineering*, 26 (17-18), S. 2287-2300.
- [77] Kakaç, S., Liu, H., Pramuanraroenkij, A.: Heat Exchangers. Selection, Rating and Thermal Design, CRC Press 3. Auflage 2012.
- [78] Kandlikar, S.G. (1991): A Model for Correlating Flow Boiling Heat Transfer in Augmented Tubes and Compact Evaporators. *Journal of Heat Transfer*, 113(4), S. 966.
- [79] Kandlikar, S.G. (2001): A Theoretical Model to Predict Pool Boiling CHF Incorporating Effects of Contact Angle and Orientation. *Journal of Heat Transfer. Journal of Heat Transfer*.
- [80] Keithley Instruments: Model 2700 Multimeter/Switch System's User Manual. 2016
- [81] Kelvion. Plattenwärmetauscher Maßgeschneiderte Lösungen. Produktbroschüre 2016.
- [82] Khan, M.G., Fartaj, A. (2011): A review on microchannel heat exchangers and potential applications. *International Journal of Energy Research*, 35(7), S. 553-582.

- [83] Khan, M.S., Khan, T. S., Chyu, M.-C., Ayub, Z. H. (2012): Experimental investigation of evaporation heat transfer and pressure drop of ammonia in a 30° chevron plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 35(6), S. 1757-1765.
- [84] Khan, M.S., Khan, T. S., Chyu, M.-C., Ayub, Z.H. (2014): Evaporation heat transfer and pressure drop of ammonia in a mixed configuration chevron plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 41, S. 92-102.
- [85] Khan, T. S., Khan, M. S., Chyu, Ming-C., Ayub, Z. H. (2010): Experimental investigation of single phase convective heat transfer coefficient in a corrugated plate heat exchanger for multiple plate configurations. *Applied Thermal Engineering* 30 (8-9), S. 1058–1065.
- [86] Khan, T.S., Khan, M. S., Chyu, M.-C., Ayub, Z. H. (2012): Experimental investigation of evaporation heat transfer and pressure drop of ammonia in a 60° chevron plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 35(2), S. 336-348.
- [87] Khan, Tariq S.; Khan, Mohammad S.; Ayub, Zahid H. (2016): Single-Phase Flow Pressure Drop Analysis in a Plate Heat Exchanger. *Heat Transfer Engineering* 38 (2), S. 256–264
- [88] Kim, H.J., Leon Liebenberg und A.M. Jacobi (2018): Flow Visualization of Two-Phase R-245fa at Low Mass Flux in a Plate Heat Exchanger near the Micro-Macroscale Transition. *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*
- [89] Klemens, J.: Femtosekundenlaser. Springer Berlin Heidelberg 2005.
- [90] Klemm, R.: Widerstandsthermometer in der industriellen Praxis. RÖSSEL-Messtechnik GmbH. 2010
- [91] Köhler, J.: Wärme- und Stoffübertragung in Zweiphasenströmungen. Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg 1996
- [92] Koyama, K., H. Chiyoda, H. Arima und Y. Ikegami, (2014): Experimental study on thermal characteristics of ammonia flow boiling in a plate evaporator at low mass flux. *International Journal of Refrigeration*, 38, 227-235.
- [93] Kruse, C.M., T. Anderson, C. Wilson, C. Zuhlke, D. Alexander, G. Gogos und S. Ndao, (2015): Enhanced pool-boiling heat transfer and critical heat flux on femtosecond laser processed stainless steel surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 82, S. 109-116.
- [94] Kuo, W.S., Y.M. Lie, Y.Y. Hsieh und T.F. Lin, (2005): Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-410A flow in a vertical plate heat exchanger [online]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 48(25-26), 5205-5220
- [95] Lee, E., Kang, H. und Kin, Y. (2014): Flow boiling heat transfer and pressure drop of water in a plate heat exchanger with corrugated channels at low mass flux conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 77, 37-45.

- [96] Lockhart, R. W. und Martinelli, R. C. (1949): Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress* 45.1 S. 39-48.
- [97] Longo, G.A. und A. Gasparella, (2007): Heat transfer and pressure drop during HFC refrigerant vaporisation inside a brazed plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50(25-26), S. 5194-5203.
- [98] Longo, G.A. und A. Gasparella, (2007): HFC-410A vaporisation inside a commercial brazed plate heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32(1), S. 107-116.
- [99] Longo, G.A. und A. Gasparella, (2007): Refrigerant R134a vaporisation heat transfer and pressure drop inside a small brazed plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 30(5), S. 821-830.
- [100] Longo, G.A., (2012): Hydrocarbon Refrigerant Vaporization Inside a Brazed Plate Heat Exchanger. *Journal of Heat Transfer*, 134(10), 101801.
- [101] Longo, G.A. (2012): Vaporisation of the low GWP refrigerant HFO1234yf inside a brazed plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 35(4), S. 952-961.
- [102] Longo, G.A., A. Gasparella und R. Sartori (2004): Experimental heat transfer coefficients during refrigerant vaporisation and condensation inside herringbone-type plate heat exchangers with enhanced surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47(19-20), S. 4125-4136.
- [103] Longo, Giovanni A. (2008): Refrigerant R134a condensation heat transfer and pressure drop inside a small brazed plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration* 31 (5), S. 780–789
- [104] Longo, Giovanni A. (2009): R410A condensation inside a commercial brazed plate heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science* 33 (2), S. 284–291
- [105] Longo, Giovanni A. (2010): Heat transfer and pressure drop during HFC refrigerant saturated vapour condensation inside a brazed plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (5-6), S. 1079–1087
- [106] Longo, Giovanni A. (2010): Heat transfer and pressure drop during hydrocarbon refrigerant condensation inside a brazed plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration* 33 (5), S. 944–953
- [107] Longo, Giovanni A.; Mancin, Simone; Righetti, Giulia; Zilio, Claudio (2015): A new model for refrigerant boiling inside Brazed Plate Heat Exchangers (BPHEs). *International Journal of Heat and Mass Transfer* 91, S. 144–149
- [108] Longo, Giovanni A.; Righetti, Giulia; Zilio, Claudio (2015): A new computational procedure for refrigerant condensation inside herringbone-type Brazed Plate Heat Exchangers. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 82, S. 530–536

- [109] Mancin, S., D. Del Col und L. Rossetto, 2012. Partial condensation of R407C and R410A refrigerants inside a plate heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 36, S. 149-157
- [110] Mancin, S., D. Del Col und L. Rossetto (2013): R32 partial condensation inside a brazed plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 36(2), S. 601-611
- [111] Mancini, R., V. Aute, W.B. Markussen und B. Elmegaard (2018): Impact of Liquid/Vapor Maldistribution on the Performance of a Plate Heat Exchanger Evaporator for Pure and Mixed Refrigerants. *17th International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*
- [112] Marchitto, A., Devia, F., Fossa, M., Guglielmini, G., Schenone, C. (2008): Experiments on two-phase flow distribution inside parallel channels of compact heat exchangers. *International Journal of Multiphase Flow* 34.2, S. 128-144.
- [113] Margat, L., B. Thonon, and L. Tadrist. (1993): Heat transfer and two phase flow characteristics during convective boiling in a corrugated channel. *Compact Heat Exchangers for the Process Industry*, S. 323-329.
- [114] Martin, H.: N6 Druckverlust und Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern. In: VDI-Wärmeatlas. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg 2013.
- [115] Martin, Holger (2002): The generalized Lévêque equation and its practical use for the prediction of heat and mass transfer rates from pressure drop. *Chemical Engineering Science* 57.16, S. 3217-3223.
- [116] Monnet, T. Studie der Fehlverteilung in einem Ammoniak-Plattenverdampfer. Diplomarbeit FB Energie, Gebäude, Umwelt der Fachhochschule Münster 2007.
- [117] Mueller, A. C. und Chiou, J. P. (1988): Review of various types of flow maldistribution in heat exchangers. *Heat Transfer Engineering* 9.2, S. 36-50.
- [118] Muley, A., and Manglik, R.M. (1999): Experimental study of turbulent flow heat transfer and pressure drop in a plate heat exchanger with chevron plates. *Journal of Heat Transfer*, S. 110–117.
- [119] Müller, A., Polzin, A. E. und Kabelac, S. (2018): Multi-stream Plate-and-Frame Heat Exchangers for Condensation and Evaporation. *Innovative Heat Exchangers* S. 167-187. Springer, Cham.
- [120] Newton, I.: Scala Graduum Caloris. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, 22 (1701), S. 824-829.
- [121] Nilpueng, K. und S. Wongwises (2010): Two-phase gas-liquid flow characteristics inside a plate heat exchanger. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(8), S. 1217-1229.

- [122] Nilpueng, K. und S. Wongwises (2015): Experimental study of single-phase heat transfer and pressure drop inside a plate heat exchanger with a rough surface. *Experimental Thermal and Fluid Science* 68, S. 268-275.
- [123] Nilpueng, K., T. Keawkamrop, H.S. Ahn und S. Wongwises (2018): Effect of chevron angle and surface roughness on thermal performance of single-phase water flow inside a plate heat exchanger. *International Communications in Heat and Mass Transfer* 91, S. 201-209.
- [124] Nußelt, W. (1916): Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. *Zeitschrift des Vereins Dtsch. Ingenieure* 60, S. 569-575.
- [125] P. W. Dittus, and L. M. K. Boelter (1930): Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type: *Univ. Calif. Pub. Eng.* 2(13), S. 443-461; reprinted in *International Communications in Heat Mass Transfer* 12, S. 3-22, 1985.
- [126] Palm, B. und J. Claesson (2006): Plate Heat Exchangers: Calculation Methods for Single and Two-Phase Flow. *Heat Transfer Engineering* 27(4), S. 88-98.
- [127] Palmer, S.C., Vance Payne, W. V. und Domanski, P. A. (2000): Evaporation and Condensation Heat Transfer Performance of Flammable Refrigerants in a Brazed Plate Heat Exchanger. NIST Report 6541.
- [128] Park, J. H., Kim, Y. S., Seo, M. G. (2002): Experimental Study On R-134A Condensation Heat Transfer Characteristics In Plate And Shell Heat Exchangers. *Proceedings of the International Refrigeration and Air Conditioning Conference*, Purdue University.
- [129] Park, J. H., Kwon, Y. C. H., Kim, Y. S. (2004): Experimental Study on R-410A Condensation Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics in Oblong Shell and Plate Heat Exchanger. *Heat Transfer Engineering* 28(7), S. 633-639.
- [130] Park, J.-H., Y.-S. Kim und M.-G. Seo (2004): Experimental study on R-22 condensation heat transfer characteristics in plate and shell heat exchanger. *Proceedings of the 37th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, S. 348-353.
- [131] Pawlowski, J.: Die Ähnlichkeitstheorie in der physikalisch-technischen Forschung. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag 1971.
- [132] Pesch, B.: Messunsicherheit - Basiswissen für Einsteiger und Anwender. Norderstedt: Books On Demand GmbH 2010.
- [133] Phan, H.T., N. Caney, P. Marty, S. Colasson und J. Gavillet, (2009): Surface wettability control by nanocoating: The effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52(23-24), S. 5459-5471.
- [134] Sarraf, K., S. Launay und Tadrist, L. (2016): Analysis of enhanced vapor desuperheating during condensation inside a plate heat exchanger. *International Journal of Thermal Sciences* 105, S. 96-108.

- [135] Sarraf, K.; Launay, S.; El Achkar, G.; Tadrist, L. (2015): Local vs global heat transfer and flow analysis of hydrocarbon complete condensation in plate heat exchanger based on infrared thermography. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 90, S. 878–893.
- [136] Sarraf, K.; Launay, S.; Tadrist, L. (2015): Complex 3D-flow analysis and corrugation angle effect in plate heat exchangers. *International Journal of Thermal Sciences* 94, S. 126–138.
- [137] Schubert, A., Zinecker, M., Hackert-Oschätzchen, M., Lausberg, M. und Schulz, A. (2014): Application of Nucleate Boiling with Micro Structured Surfaces for Electronic Cooling. *Proceedings of PCIM Europe 2014*, S. 1141-1148.
- [138] Schulz, Y.: Experimentelle Untersuchung der quasi-lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und integralen Druckverluste bei der Verdampfung und Kondensation von R134a im Plattenwärmeübertrager. Masterarbeit. Universität Hannover 2018.
- [139] Shah, M. M. (1979): A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22(4), S. 547–556.
- [140] Shah, M. M. (1976): A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes. *ASHRAE Transactions* 82(2), S. 66-86.
- [141] Shah, R. K., and Sekulic, D. P.: Fundamentals of heat exchanger design. John Wiley & Sons 2003.
- [142] Shaji, K., Rao, B. P., Sunden, B., Roetzel, W. und Das, S. K. (2012): Logarithmic Mean Pressure Difference—A New Concept in the Analysis of the Flow Distribution in Parallel Channels of Plate Heat Exchangers. *Heat Transfer Engineering* 33(8), S. 669-681.
- [143] Shiomi, Y., S. Nakanishi und T. Uehara (2004): Characteristics of two-phase flow in a channel formed by chevron type plates. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28(2-3), S. 231-235.
- [144] Shon, B.H., C.W. Jung, O.J. Kwon, C.K. Choi und Y. Tae Kang (2018): Characteristics on condensation heat transfer and pressure drop for a low GWP refrigerant in brazed plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 122, S. 1272-1282.
- [145] Sieber, S.: Wärmeübergang bei der Kondensation an horizontalen Rohren mit Mikrostiftrippen. Dissertation. Universität Paderborn 2008.
- [146] Sieder, E. N. und Tate, G. E. (1936): Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. *Industrial & Engineering Chemistry* 28(12), S. 1429-1435.
- [147] Solotych, V.: Two-phase heat transfer mechanisms within plate heat exchangers: Experiments and modeling. Dissertation. University of Maryland 2016.
- [148] Soontarapiromsook, J., O. Mahian, A.S. Dalkilic und S. Wongwises (2018): Effect of surface roughness on the condensation of R-134a in vertical chevron gasketed plate heat exchangers. *Experimental Thermal and Fluid Science* 91, S. 54-63.

- [149] Stephan, P.: B2 Berechnungsmethoden für Wärmeleitung, konvektiven Wärmeübergang und Wärmestrahlung. In: VDI-Wärmeatlas. VDI-Buch. Berlin, Heidelberg: Springer Vieweg 2013.
- [150] Sterner, D. und B. Sunden (2006): Performance of Plate Heat Exchangers for Evaporation of Ammonia. *Heat Transfer Engineering* 27(5), S. 45-55.
- [151] Táboas, F., M. Bourouis und M. Vallès (2016): Boiling heat transfer and pressure drop of NH₃/LiNO₃ and NH₃/(LiNO₃ + H₂O) in a plate heat exchanger. *International Journal of Thermal Sciences* 105, S. 182-194.
- [152] Táboas, F., M. Vallès, M. Bourouis und A. Coronas (2010): Flow boiling heat transfer of ammonia/water mixture in a plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration* 33(4), S. 695-705.
- [153] Táboas, F., M. Vallès, M. Bourouis und A. Coronas (2012): Assessment of boiling heat transfer and pressure drop correlations of ammonia/water mixture in a plate heat exchanger. *International Journal of Refrigeration* 35(3), S. 633-644.
- [154] Tamura, K., Y. Itsumi, H. Oyama, A. Okamoto, H. Arima und Y. Ikegami (2016): Development of High Heat Transfer Titanium Sheet for Heat Exchanger. *Proceedings of the 13th World Conference on Titanium*.
- [155] Tao, Xuan, Infante Ferreira und Carlos A. (2019): Heat transfer and frictional pressure drop during condensation in plate heat exchangers. Assessment of correlations and a new method. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 135, S. 996–1012.
- [156] Tao, Xuan, Nuijten, Menno P., Infante Ferreira, Carlos A. (2018): Two-phase vertical downward flow in plate heat exchangers: Flow patterns and condensation mechanisms. *International Journal of Refrigeration* 85, S. 489–510.
- [157] Thonon, B. und Bontemps, A. (2010): Condensation of Pure and Mixture of Hydrocarbons in a Compact Heat Exchanger: Experiments and Modelling. *Heat Transfer Engineering* 23(6), S. 3-17.
- [158] Thonon, B., Vidil, R., Marvillet, C. (1995): Recent Research and Developments in Plate Heat Exchangers, *Journal of Enhanced Heat Transfer* 2(1-2), S. 149–155
- [159] Tillner-Roth, R. und Baehr, H.D. (1994): An International Formulation for the Thermodynamic Properties of 1,1,1,2-Tetrafluoroethane (HFC-134a) for Temperatures from 170 K to 455 K and Pressures up to 70 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 23(5), S. 657-729.
- [160] Tollmien W., Schlichting H., Görtler H., Riegels F.W.: Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. In: Riegels F.W. (Hg.) Ludwig Prandtl Gesammelte Abhandlungen. Berlin, Heidelberg: Springer 1961.

- [161] Tovazhnyanski, L. L.; Kapustenko, P. (1984): Intensification of Heat and Mass Transfer in Channels of Plate Condensers. *Chemical Engineering Communications* 31, S. 351-366.
- [162] Tranter: Plate and Frame Heat Exchanger (Gasketed) Line Brochure. 2019
- [163] Vakili-Farahani, F., Amalfi, R., Thome, J.R.: Two-Phase Heat Transfer and Pressure Drop within Plate Heat Exchangers. In: *Encyclopedia of Two-Phase Heat Transfer and Flow II*. World Scientific 2015.
- [164] Vist, S. und Pettersen, J. (2004): Two-phase flow distribution in compact heat exchanger manifolds. *Experimental thermal and fluid science* 28(2), S. 209-215
- [165] Vlasogiannis, P., G. Karagiannis, P. Argyropoulos und V. Bontozoglou (2002): Air-water two-phase flow and heat transfer in a plate heat exchanger. *International Journal of Multiphase Flow* 28(5), S. 757-772.
- [166] Wagner, W. und Pruß, A. (2002): The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use. *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 31(2), S. 387-535.
- [167] Wajs, J. und D. Mikielwicz (2013): Effect of Surface Roughness on Thermal-Hydraulic Characteristics of Plate Heat Exchanger. *Key Engineering Materials* 597, S. 63-74.
- [168] Wajs, J. und D. Mikielwicz (2016): Influence of metallic porous microlayer on pressure drop and heat transfer of stainless steel plate heat exchanger. *Applied Thermal Engineering* 93, S. 1337-1346.
- [169] Wang, L., Sundén, B. und Manglik, R.M.: Plate Heat Exchangers: Design, Applications and Performance. Southampton: WIT Press 2007.
- [170] Wang, Z.-Z. und Zhao, Z.-N. (1993): Analysis of Performance of Steam Condensation Heat Transfer and Pressure Drop in Plate Condensers. *Heat Transfer Engineering* 14(4), S. 32-41.
- [171] Webb, R. L. (1981): Performance evaluation criteria for use of enhanced heat transfer surfaces in heat exchanger design. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 24(4), S. 715-726.
- [172] Wenzel, R.N. (1936): Resistance of solid surfaces to wetting by water. *Industrial & Engineering Chemistry* 28(8), S. 988-994.
- [173] Wilson, E. E. (1915): A basis for rational design of heat transfer apparatus. *Journal of the American Society of Mechanical Engineers* 37, S. 546-551.
- [174] Winkelmann, D.: Condensation of pure refrigerants and their zeotropic mixtures in plate heat exchangers. Dissertation. Universität Berlin 2010.
- [175] Würfel, R. und N. Ostrowski (2004): Experimental investigations of heat transfer and pressure drop during the condensation process within plate heat exchangers of the herringbone-type. *International Journal of Thermal Sciences* 43(1), S. 59-68.

- [176] Yan, Yi-Yie, Lio, H.-C., Lin, T.-F. (1999): Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42(6), S. 993-1006.
- [177] Yan, Y.-Y. und Lin, T.-F. (1999): Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop of Refrigerant R-134a in a Plate Heat Exchanger, *Journal of Heat Transfer* 121(1), S. 118-127
- [178] Yao, C.-W., J.L. Alvarado, C.P. Marsh, B.G. Jones und M.K. Collins (2017): Flow Condensation Heat Transfer on Engineered Surfaces. In: H. Yoshida und T. Kunugi, Hg. Heat transfer 2014. *Proceedings of the fifteenth International Heat Transfer Conference*, Kyoto, Japan.
- [179] Young, T. (1805): An Essay on the Cohesion of Fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 95, S. 65-87.
- [180] Zhang, J., M.R. Kærn, T. Ommen, B. Elmegaard und F. Haglind (2019): Condensation heat transfer and pressure drop characteristics of R134a, R1234ze(E), R245fa and R1233zd(E) in a plate heat exchanger. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 128, S. 136-149.

UNIVERSITÄTSINTERNE SCHRIFTEN:

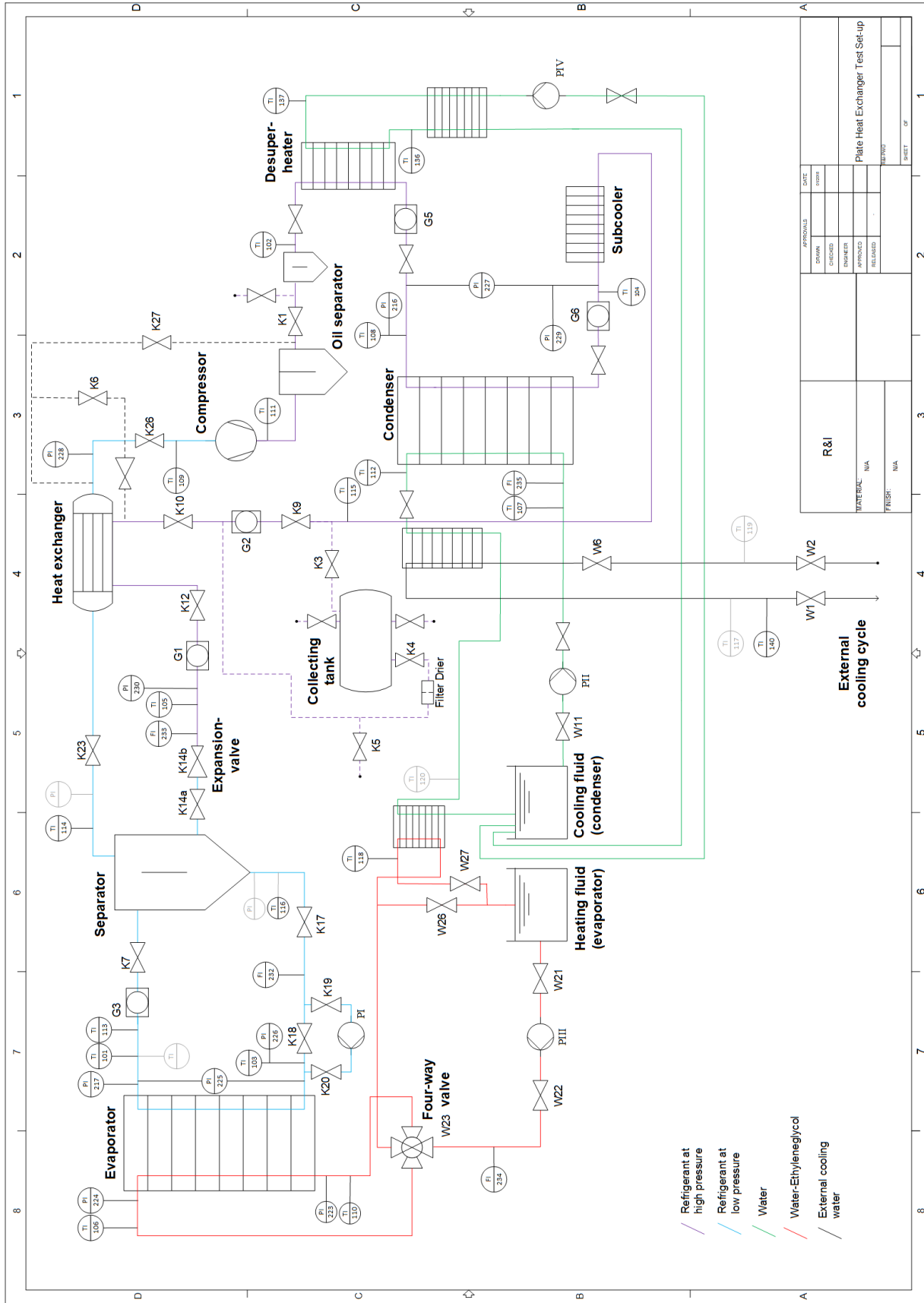
- [181] Bergold, T.: Experimentelle Untersuchung und Unsicherheitsanalyse der quasi-lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und der integralen Druckverluste bei der Kondensation von R134a in einem Plattenwärmeübertrager. Studienarbeit. Universität Hannover 2016.
- [182] Stegmann, J.: Experimentelle Untersuchung und Messunsicherheitsanalyse des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten bei der Absorption ammoniakreichen Dampfes durch wässrige Lösung in einem Plattenwärmeübertrager. Studienarbeit. Universität Hannover 2018.

9 ANHANG

9.1 STOFFDATEN DER VERWENDETEN KÄLTEMITTEL

Kältemittel	R365mfc	R134a
	1,1,1,3,3-Pentafluorbutan $C_4H_5F_5$	1,1,1,2-Tetrafluorethan $C_2H_2F_2$
Normalsiedetemperatur T_{Ns}	313,3 K	247,1 K
Kritische Temperatur T_{krit}	460,0 K	374,2 K
Kritischer Druck p_{krit}	32,66 bar	40,59 bar
Verdampfungsenthalpie bei T_{Ns}	188,19 kJ/(kg K)	216,97 kJ/(kg K)

9.2 R&I-FLIEßBILD DER PWÜ-VERSUCHSANLAGE



DATE		REVISION	
APPROVALS	DATE	APPROVALS	DATE
DRAWN		CHECKED	
ENGINEER		APPROVED	
RELEASED			
R&I		Plate Heat Exchanger Test Set-up	
MATERIAL	N/A	FINISH	N/A
SHEET		OF	

9.3 KALIBRIERGLEICHUNGEN UND ABWEICHUNGEN ZUR REFERENZ

Tabelle 9.1: Koeffizienten für Kalibriergleichungen der Pt100-Sensoren. Die Kalibriergleichungen stellen Polynome 2. Grades, der Form $\vartheta = a_0 + a_1R + a_2R^2$, dar.

Sensor	Pt 102	Pt 104	Pt 105	Pt 107	Pt 108
a_0	-245,6656018	-245,0477914	-245,7622849	-243,6800657	-245,5620032
a_1	2,3559856	2,3425706	2,355759	2,3229859	2,3520048
a_2	0,0010233	0,0010782	0,0010206	0,0011309	0,0010229
Sensor	Pt 109	Pt 111	Pt 112	Pt 115	
a_0	-245,6970408	-245,7077656	-245,5598858	-245,7893056	
a_1	2,3543081	2,3525634	2,351461	2,3565063	
a_2	0,001018	0,0010359	0,0010356	0,0010153	
Sensor	Pt 101	Pt 103	Pt 106	Pt 110	Pt 113
a_0	-245,6656018	-245,0477914	-245,7622849	-243,6800657	-245,5620032
a_1	2,3559856	2,3425706	2,355759	2,3229859	2,3520048
a_2	0,0010233	0,0010782	0,0010206	0,0011309	0,0010229
Sensor	Pt 114	Pt 116	Pt 118		
a_0	-245,6970408	-245,7077656	-245,5598858		
a_1	2,3543081	2,3525634	2,351461		
a_2	0,001018	0,0010359	0,0010356		

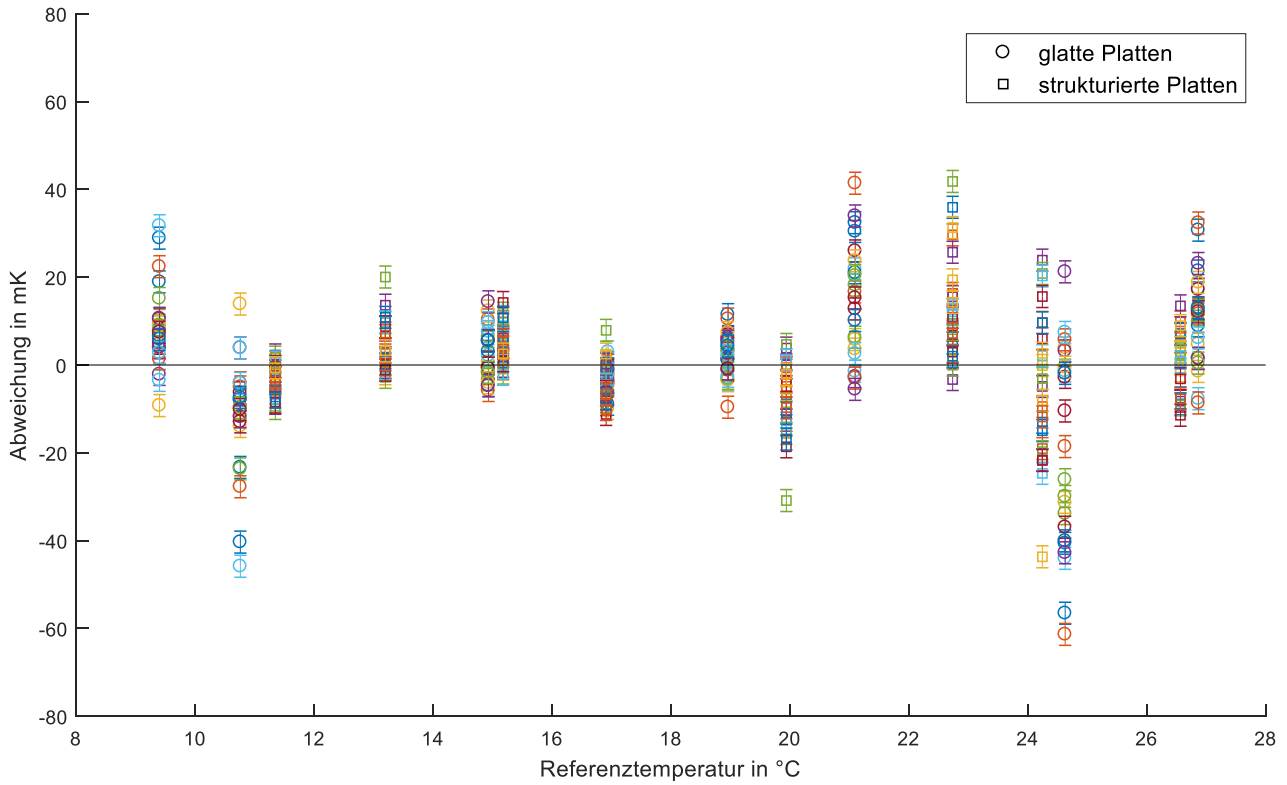


Abbildung 9.1: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Thermoelementen im Kondensator

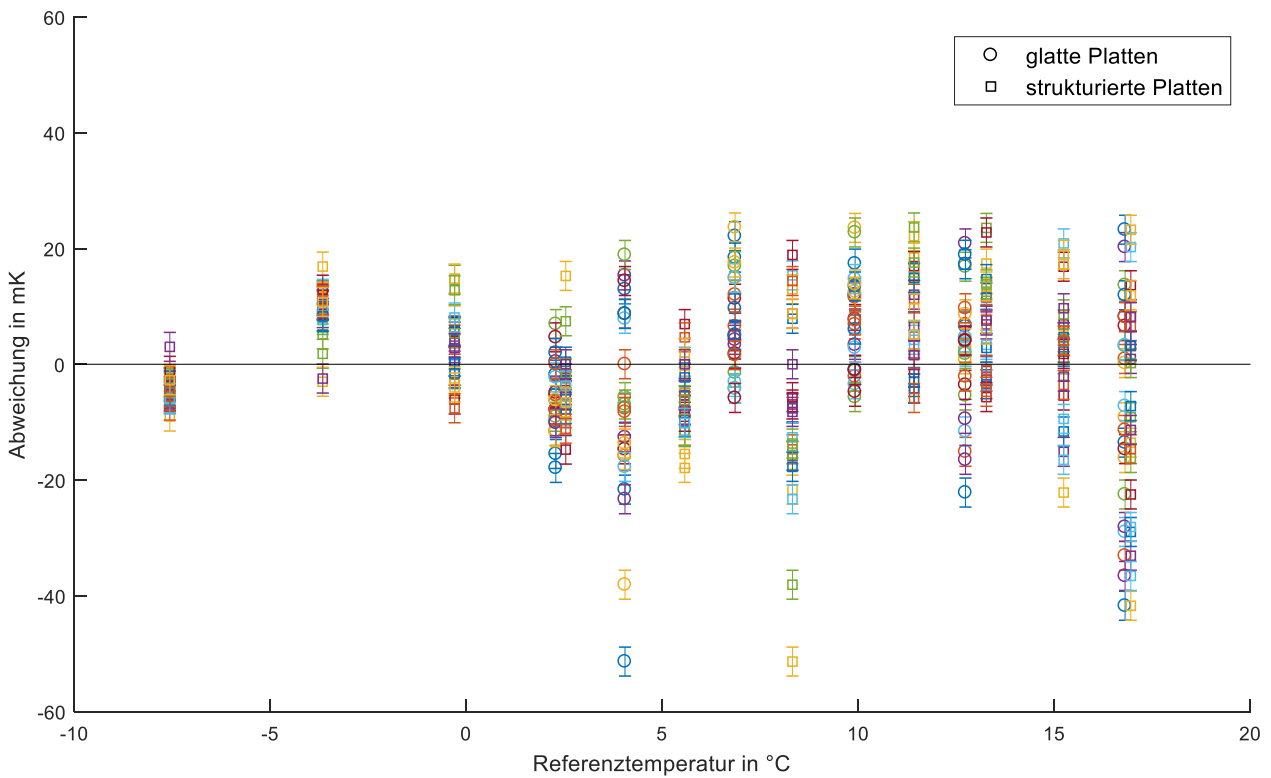


Abbildung 9.2: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Thermoelementen im Verdampfer

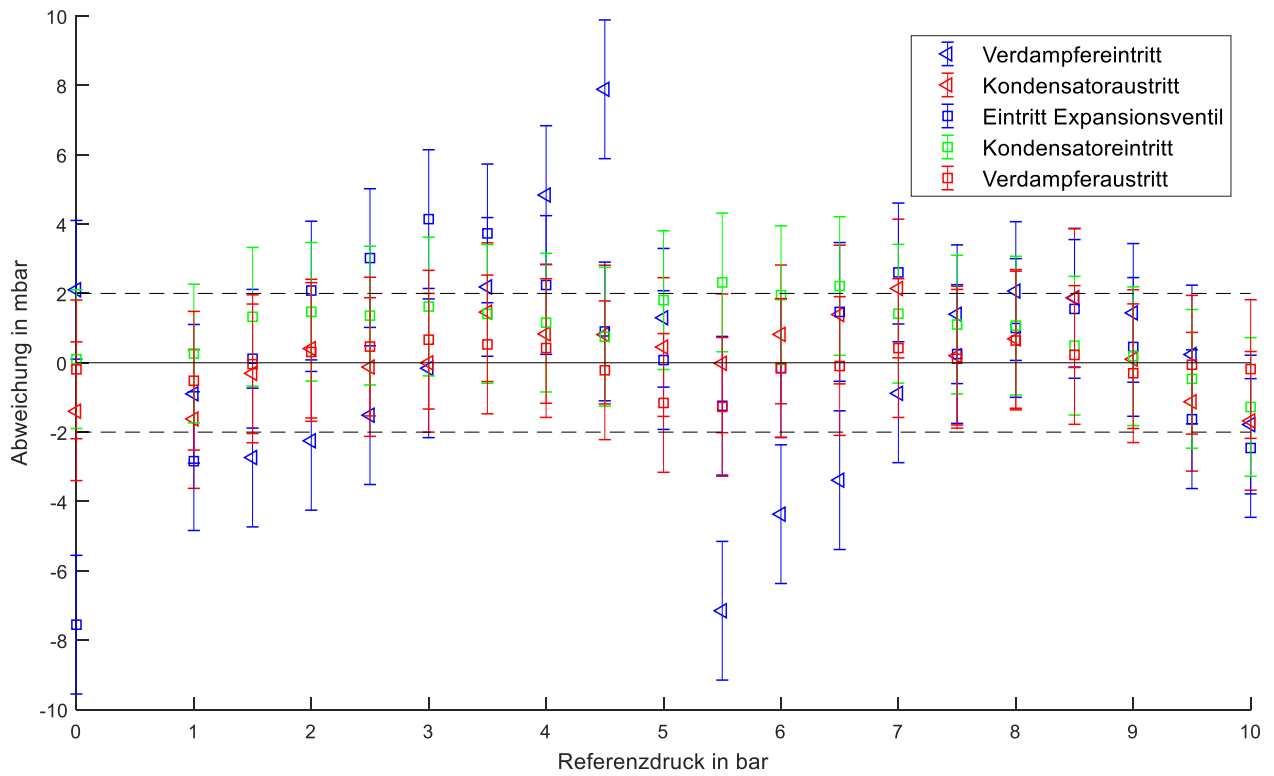


Abbildung 9.3: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Drucksensoren. Die gestrichelten Linien geben den Unsicherheitsbereich der Referenz-Druckwaage an.

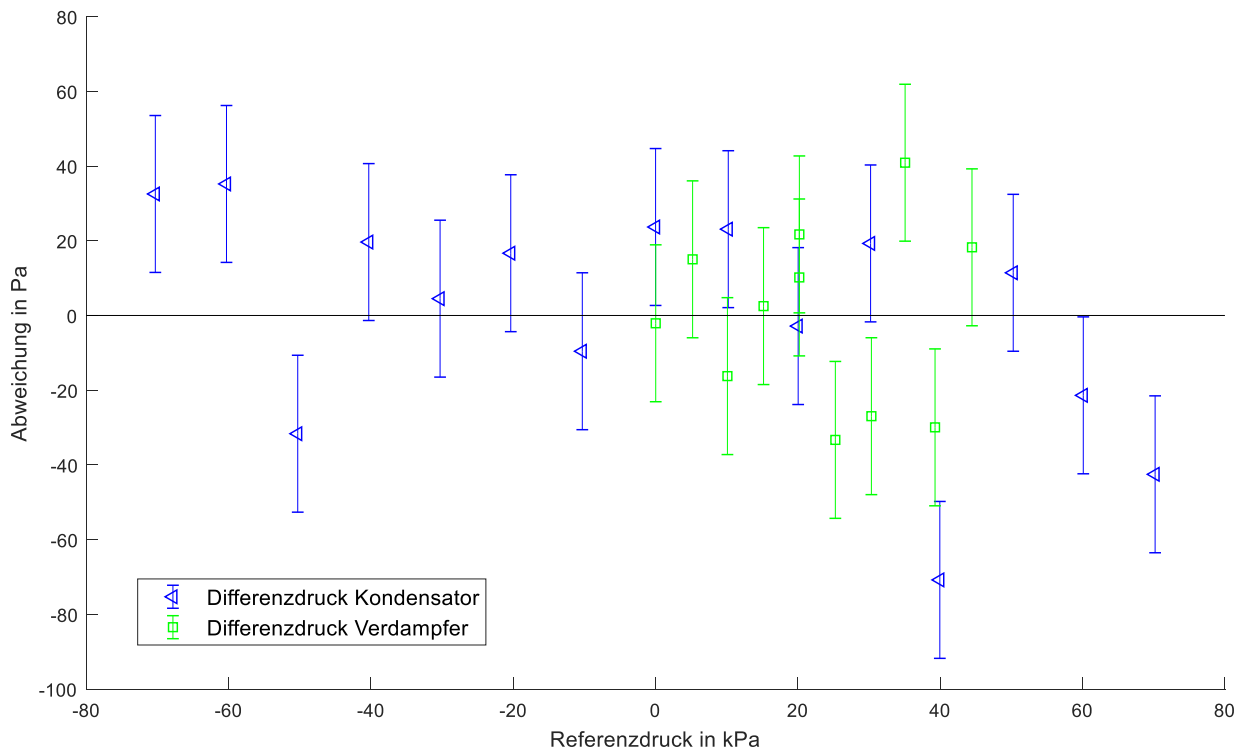


Abbildung 9.4: Abweichungen der Kalibrierfunktionen bei den Differenzdrucksensoren

Tabelle 9.2: Koeffizienten für Kalibriergleichungen der Drucksensoren. Die Kalibriergleichungen stellen Polynome der Form $p = b_0 + b_1U + b_2U^2 + b_3U^3$, dar

Sensorposition	b_0	b_1	b_2	b_3
Verdampfeintritt	0,0002669	-0,0051020	1,2651373	-2,563902
Verdampferaustritt	0	0,000192	1,246880	-2,496200
Kondensatoreintritt ²	0	0	2	-4
Kondensatoraustritt	0	0,00102084	1,99312228	-4,05210865
Eintritt Expansionsventil	0	0,000274	1,990643	-3,935550
Differenzdruck Kond.	0	0	19989,4969	-99805,0207
Differenzdruck Verd.	0	0	16055,197	-109,115

9.4 EMPFINDLICHKEITSKOEFFIZIENTEN UNSICHERHEITSANALYSE

Tabelle 9.3: Empfindlichkeitskoeffizienten in Gleichung (6.28)

Eingangsgröße	Empfindlichkeitskoeffizient c_i
\dot{q}_W	$\frac{\Delta T_{Rm k}}{\dot{q}_{W,g}^2} \left(\frac{\Delta T_{Rm k}}{\dot{q}_{W,g}} - \frac{\delta_P}{\lambda_P} \right)^{-2}$
ΔT_{Rm}	$\frac{1}{\dot{q}_{W,g}} \left(\frac{\Delta T_{Rm k}}{\dot{q}_{W,g}} - \frac{\delta_P}{\lambda_P} \right)^{-2}$
δ_P	$-\frac{1}{\lambda_P} \left(\frac{\Delta T_{Rm k}}{\dot{q}_{W,g}} - \frac{\delta_P}{\lambda_P} \right)^{-2}$
λ_P	$\frac{\delta_P}{\lambda_P^2} \left(\frac{\Delta T_{Rm k}}{\dot{q}_{W,g}} - \frac{\delta_P}{\lambda_P} \right)^{-2}$

² Die Abweichungen des unkalibrierten Sensors lagen innerhalb des Unsicherheitsbereichs der Referenz-Druckwaage. Daher wird die Standardumrechnungsfunktion $p = f(U)$ verwendet.

9.5 STRÖMUNGSFORMENKARTEN

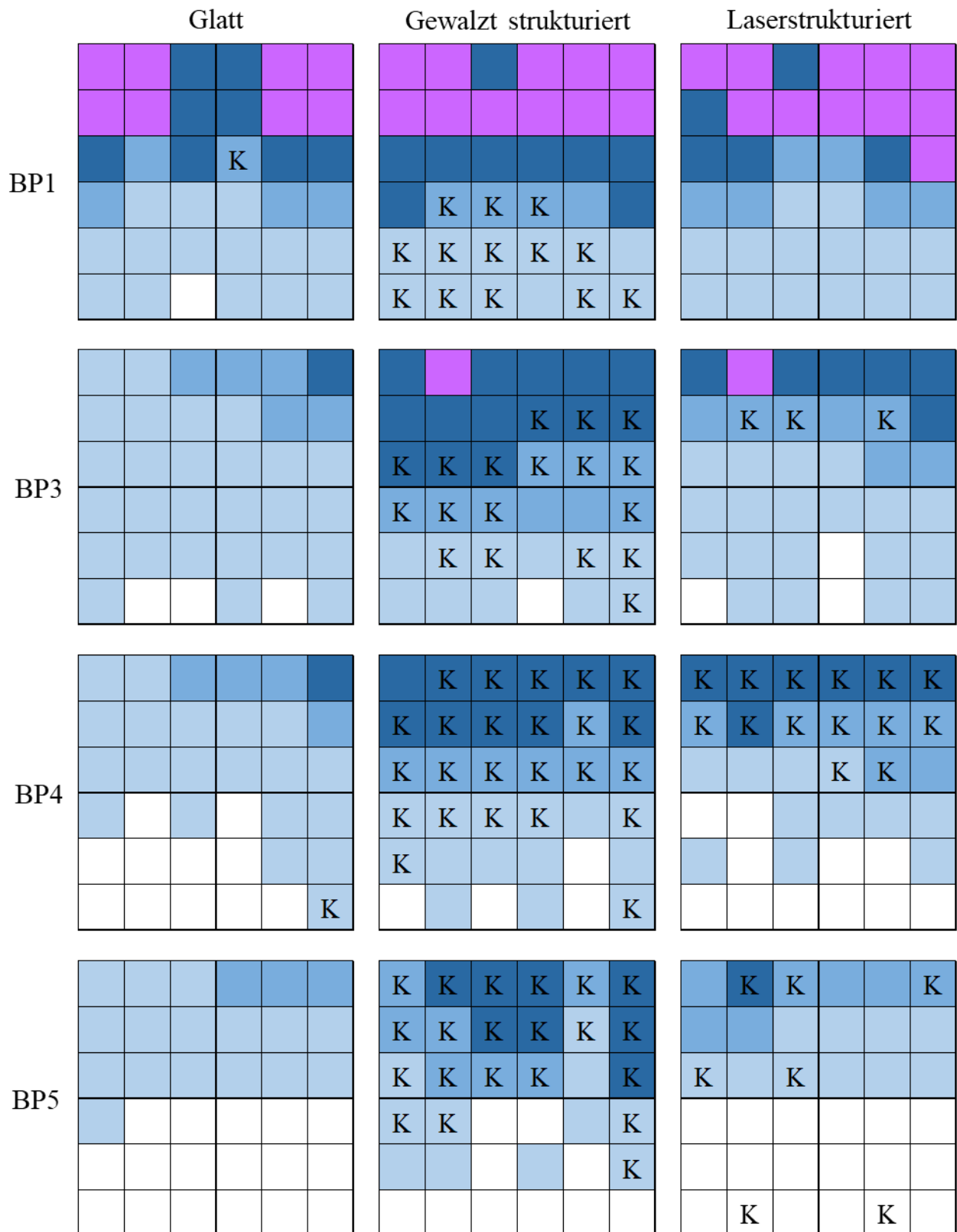


Abbildung 9.5: Strömungsformenkarten für die Betriebspunkte 1 und 3 bis 5, vgl. Tabelle 5.3

9.6 BILANZIERUNG DES VERDAMPFERS

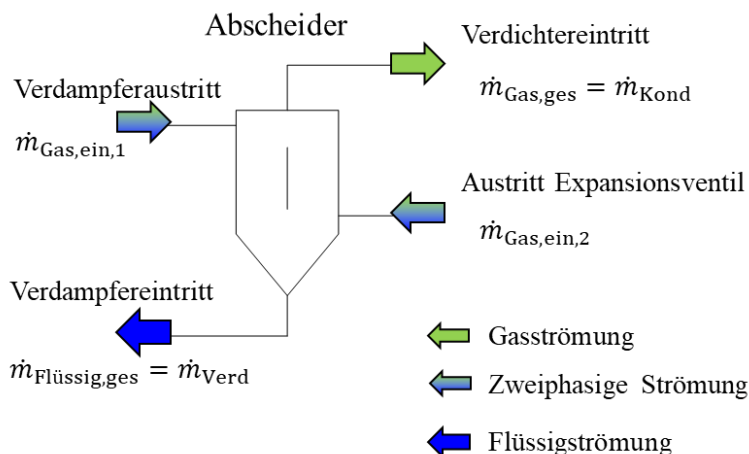


Abbildung 9.6: Bilanzraum für die Bestimmung des Dampfgehalts am Verdampferaustritt

Zur Bestimmung des Gasmassenstroms am Austritt aus dem Expansionsventil wird eine adiabate Zustandsänderung im Expansionsventil angenommen. Mit dem bekannten Zustand am Expansionsventil-Eintritt kann dann der Dampfgehalt am Austritt des Expansionsventils bestimmt werden. Daraus ergibt sich der gasförmige Anteil des aus dem Expansionsventil in den Abscheider eintretenden Massenstroms wie folgt:

$$\dot{m}_{\text{Gas,ein},2} = \dot{x}(h_{\text{ein}}, p_{\text{Abscheider}}) \cdot \dot{m}_{\text{Kond}}$$

Damit kann der Gasmassenstrom am Verdampferaustritt

$$\dot{m}_{\text{Gas,ein},1} = \dot{m}_{\text{Kond}} - \dot{m}_{\text{Gas,ein},2}$$

und so auch der Dampfgehalt an dieser Stelle bestimmt werden:

$$\dot{x}_{\text{Verd,aus}} = \dot{m}_{\text{Gas,ein},1} / \dot{m}_{\text{Verd}}$$

9.7 REPRODUZIERUNG EINES BETRIEBSPUNKTS IM VERDAMPFER

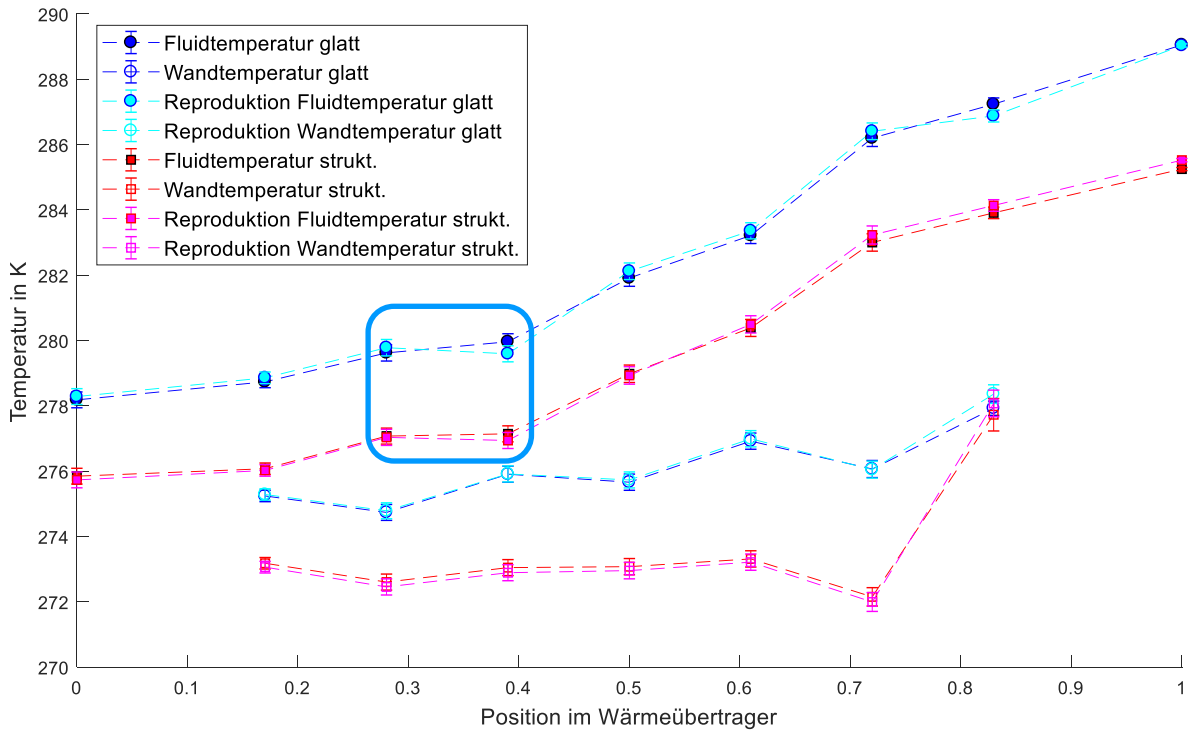


Abbildung 9.7: Wand- und Fluidtemperaturen im Sekundärfluid-Spalt des Verdampfers jeweils für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten (ungeglättete Messwerte); Der blaue Rahmen markiert die lokal gemessenen Fluidtemperaturen, die hier entlang der Strömungsrichtung aufgrund der lokalen Strömungsbedingungen zunehmen.

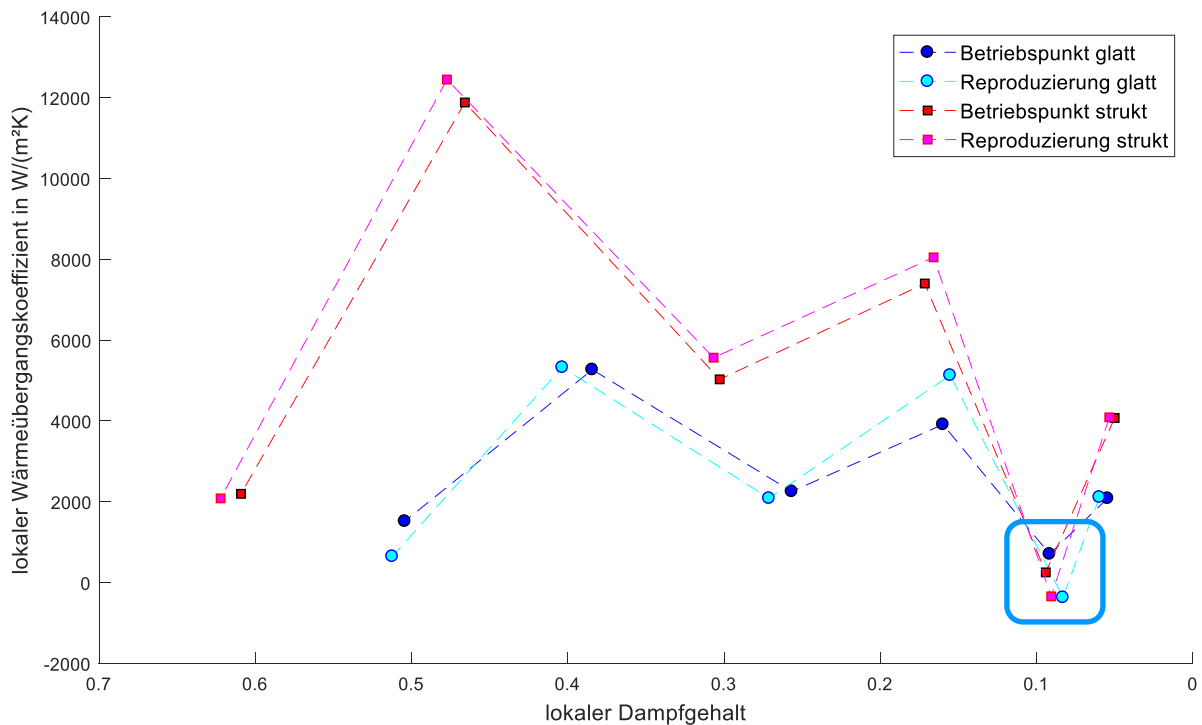


Abbildung 9.8: Lokaler Wärmeübergangskoeffizient während der Verdampfung von R134a für einen Betriebspunkt mit glatten und strukturierten Plattenkassetten sowie deren Reproduzierungen (ungeglättete Messwerte); Aus den in Abbildung 9.7 markierten Temperaturen ergeben sich hier negative Wärmeübergangskoeffizienten. Dies ist auf die unterschiedlichen lokalen Strömungsbedingungen zurückzuführen und nicht repräsentativ für den mittleren Temperaturverlauf

Tabelle 9.4: Reproduzierte Betriebspunkte für Kondensator und Verdampfer

		Massenstromdichte in kg/(m ² s)	Druck in bar	Integrale Wärmestromdichte in kW/m ²
Kondensator	glatt	64	7,8	17,9
	glatt	64	7,8	17,9
	strukturiert	66	8,0	18,5
	strukturiert	64	8,0	18,1
Verdampfer	glatt	69	2,7	15,0
	glatt	66	2,7	15,0
	strukturiert	72	2,6	18,0
	strukturiert	70	2,6	17,6

WISSENSCHAFTLICHER WERDEGANG

Persönliche Daten

Name: Anja-Elsa Justynka Polzin
Geburtstag/-ort: 18. April 1987 in Gehrden

Wissenschaftlicher Werdegang

04/2013 – 03/2019: **Wissenschaftliche Mitarbeiterin/Doktorandin**
am Institut für Thermodynamik der Gottfried-Wilhelm-Leibniz-Universität
Hannover unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. S. Kabelac

- Wärmeübergang und Druckverlust in zweiphasig durchströmten Plattenwärmeübertragern
- Temperaturschwingungsmethode (TOIRT) zur Messung von Wärmeübergangskoeffizienten
- Temperaturmessung mittels TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy)
- Vorlesungsbetreuung: Thermodynamik chemischer Prozesse (SoSe 2013), Wärmeübertragung II (SoSe 2014), Thermodynamik I (WiSe 2014/15), Thermodynamik II (SoSe 2015), Thermodynamik der Gemische (WiSe 2015/16), Thermische Verfahrenstechnik (SoSe 2016) Thermodynamik, Numerische Wärmeübertragung (WiSe 2017/18)
- Betreuung von Laboren: AML – Kompressionskältekreislauf (2013), AML – Brennstoffzelle (2013), Masterlabor Thermodynamik – Rektifikationskolonne (2014 - 2017)

08/2013 – 06/2014: **Beauftragte im Prüfungsausschuss** der Fakultät für Maschinenbau

Hochschulstudium

10/2006 – 03/2013 Maschinenbaustudium an der Leibniz Universität Hannover mit Vertiefung im Bereich Energieprozesse und Verfahrenstechnik

08/2009 – 01/2010 Auslandsemester im Rahmen des Erasmus-Programms an der KTH Stockholm, Schweden