

*Untersuchungen zur einphasigen Konvektion und
Kondensation an Thermoplaten*

zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)
der Fakultät für Maschinenbau
der Universität Paderborn

vorgelegte
DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Roy Peterson
aus Medan, Indonesien

Paderborn, Januar 2009

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Verfahrenstechnik und Anlagentechnik, Universität Paderborn.

Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Mitrovic, dem Leiter des Instituts, möchte ich für seine Anregungen, wertvollen Ratschläge und seine wissenschaftliche Unterstützung sehr herzlich danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. U. Groß danke ich vor allem für die kritische Durchsicht des Manuskripts und die Übernahme des Korreferats.

Der Werkstatt des Instituts danke ich, besonders Herrn Düchting, für die unschätzbare Hilfe bei dem Aufbau der Versuchsanlagen und der Durchführung der Versuche. Herrn Kapla und Herrn Temborius möchte ich für die hilfreichen Vorschläge und gute Zusammenarbeit herzlich danken.

Mein herzlicher Dank gilt auch Herrn Fuest für die Unterstützung bei dem Aufbau des elektrischen Kreislaufs der Anlagen und Herrn Lutterbüse für die Automatisierung der Kondensationsanlage.

Besonderer Dank gebührt meinen studentischen Mitarbeitern, dem T. Thiessen, S. Rodionov, T. Liu, M. Ma und X. Wang und E. Martens sowie W. Wang, die im Rahmen von Bachelorarbeiten und sHKs zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Ebenso bin ich allen Mitarbeitern des Instituts, die zum Gelingen dieser Arbeit durch Verwaltung und Diskussionen und praktische Hinweise beigetragen haben, zu Dank verpflichtet.

Ferner sei AiF für die finanzielle Unterstützung dieses Forschungsvorhabens und dem projektbegleitenden Team AK2, VDI-GVC Frankfurt, für die fruchtbaren Diskussionen gedankt.

Paderborn, im Mai 2010

LISTE DER VERÖFFENTLICHUNGEN

1. Mitrovic J. und Peterson R., *Abschlussbericht zum AiF Forschungsvorhaben Nr. 13736N (Experimentelle Untersuchungen und Modellierung von Kondensationsvorgängen in Thermoblechapparaten)*, TIB UB Hannover, Signatur: **F 06 B 3194**.
2. Mitrovic J. and Peterson R., *Vapor condensation heat transfer in a Thermoplate Heat Exchanger (Part I: Single Phase Forced Convection in a Thermoplate, Part II Condensation Heat transfer and Pressure Drop in the Thermoplate)*, Chem. Eng. Technol. 30 (2007), No.7, (907–919).
3. Mitrovic J. und Peterson R., *Kondensation an Thermoblechapparaten*, VDI-GVC Fachausschusssitzung „Wärme- und Stoffübertragung“ 7.–9. März 2007, Stuttgart.
4. Peterson R. und Mitrovic J., *AiF-Projekt Nr. 13736 N, Experimentelle Untersuchungen und Modellierung von Kondensationsvorgängen in Thermoblechapparaten*, AiF Abschlussvortrag, AK-2 Sitzung VDI-GVC, 19. April 2007, Universität Dortmund.
5. Peterson R. and Mitrovic J., *Part I: Study of single phase convection in Thermoplate Exchanger*, International Conference on Heat Transfer, HEFAT 2007,1 -4 July 2007, Sun City, South Africa.
6. Peterson R. and Mitrovic J., *Part II: Study of Condensation in Thermoplate Exchanger*, International Conference on Heat transfer, HEFAT 2007,1 -4 July 2007, Sun City, South Africa.
7. Peterson R. and Mitrovic J., *Single phase forced convection and condensation heat transfer with thermoplates*, CHEMA 2009, 11 -15 May 2009, Frankfurt, Germany.

INHALTSVERZEICHNIS

VORWORT	1
1 EINLEITUNG	6
1.1 GESCHICHTLICHE ENTWICKLUNG	6
1.2 ZIEL DER VORLIEGENDEN ARBEIT	10
2 STAND DER FORSCHUNG	13
2.1 VORGÄNGE AUF DER SEITE DES KÜHLFLUIDS	13
2.1.1 Wärmeübergang und Druckverlust im parallelen Plattenkanal	13
2.1.1.1 Thermischer Einlauf bei hydrodynamisch ausgebildeter Strömung.....	15
2.1.1.2 Gleichzeitiger thermischer und hydrodynamischer Einlauf.....	17
2.1.1.3 Turbulente Strömung im parallelen Plattenkanal	17
2.1.2 Wärmeübergang und Druckverlust im gewellten Rohr	19
2.1.2.1 Strömung im spiralförmig gewellten Rohr	19
2.1.2.2 Strömung im sinusförmig gewellten Rohr.....	21
2.1.3 Wärmeübergang und Druckverlust im gewellten Plattenkanal	22
2.1.3.1 Sinusförmige Plattenkanäle	23
2.1.3.2 Plattenwärmeübertrager.....	23
2.2 VORGÄNGE AUF DER KONDENSATIONSSSEITE	27
2.2.1 Kondensation in Rohren und Kanälen	27
2.2.1.1 Wärmeübergangskoeffizienten bei ruhendem Dampf	28
2.2.1.2 Wärmeübergang und Druckverlust bei strömendem Dampf im senkrechten Rohr	31
2.2.2 Kondensation in Plattenwärmeübertragern	36

3	EIGENE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN.....	39
3.1	ARBEITSMETHODEN.....	39
3.2	UNTERSUCHUNG AUF DER SEITE DES KÜHLFLUIDS	40
3.2.1	Ablauf und Auswertung der Experimente.....	43
3.2.2	Messbereiche und Messtechnik	45
3.2.3	Elektrischer Widerstand der Thermoplatte.....	46
3.2.4	Ergebnisse für den inneren Wärmeübergang.....	48
3.2.5	Bestimmung des Druckverlustbeiwertes	54
3.3	UNTERSUCHUNG AUF DER KONDENSATIONSSEITE	56
3.3.1	Aufbau der Versuchsanlage.....	56
3.3.2	Messtechnik in der Kondensationsanlage.....	57
3.3.3	Messoberfläche der Anlage mit LabVIEW.....	58
3.3.4	Kalibrierung und Messgenauigkeit.....	60
3.3.5	Untersuchungen mit einphasigem Dampf	62
3.3.6	Kondensation der Reindämpfe	66
3.3.6.1	Ablauf einer Versuchsreihe	67
3.3.6.2	Auswertung und Ergebnisse bei Reindämpfen	68
3.3.6.3	Korrelationen zum Wärmeübergang und Druckabfall bei Iso-Propanol.....	77
3.3.7	Kondensation von Iso-Propanol in Anwesenheit von Inertgas (N₂)	82
3.3.7.1	Ablauf einer Versuchsreihe	82
3.3.7.2	Auswertung und Ergebnisse bei Iso-Propanol-N₂-Gemischen	84
4	MODELLVORSTELLUNG FÜR FILMKONDENSATION	87
4.1	ISOTHERME FILMSTRÖMUNG AN GEWELLTEN OBERFLÄCHEN.....	88
4.2	DRUCKVERLUSTBEIWERT IM THERMOPLATTENKANAL.....	93
4.2.1	Druckverlustbeiwert bei reinem Dampf ohne Kondensation	94
4.2.2	Druckverlustbeiwert bei der Kondensation von reinem Dampf	96
4.3	WÄRMEÜBERGANGSKOEFFIZIENT BEI DER KONDENSATION	100

4.3.1	Lokale Filmdicke bei der Kondensation von strömendem Dampf.....	100
4.3.2	Lokale und mittlere Wärmeübergangskoeffizienten	104
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	115
6	FORMELZEICHEN	117
7	LITERATUR UND QUELLENVERZEICHNIS.....	123
8	ANHANG	133
8.1	KONSTRUKTIVE REALISIERUNG DER ANLAGENKOMPONENTEN	133
8.1.1	Die Kondensatoren	133
8.1.2	Kondensat-Massenstromdurchflussmesser.....	136
8.1.3	Messgrößen und Messpositionen	138
8.1.4	Die Gesamtanlage	140
8.2	SICHERHEITSTECHNIK	141
8.2.1	Technische Schutzmaßnahmen.....	141
8.2.2	Organisatorische Maßnahmen.....	142
8.3	DRUCKABFALL IM KONDENSATIONSKANAL	142

1 EINLEITUNG

In vielen technischen Prozessen spielt die Kondensation reiner Dämpfe eine wesentliche Rolle. Kondensation von Dämpfen und insbesondere von Dampfgemischen ist oft der limitierende Vorgang in integrierten Produktionsprozessen. Die Knappheit an Energie- und Materialressourcen verlangt immer effizientere und kleinere Apparate in der Prozesstechnik. Um kostengünstigere und leistungsfähigere Kondensatoren zu konzipieren, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Wärme- und Stoffaustauschvorgänge erforderlich.

1.1 GESCHICHTLICHE ENTWICKLUNG

Mit den Fragen der Konstruktion von Kondensatoren hat sich James Watt [1]-[2] bereits Mitte 17tes Jahrhundert beschäftigt. Er erzielte durch die Trennung des Kondensationsraums vom Arbeitszylinder in der Dampfmaschine einen höheren Wirkungsgrad dieser Maschine. Dabei entstand gleichzeitig die Idee vom heutigen Oberflächenkondensator. Damit ermöglichte er in seiner Zeit den Bau von Hochleistungsdampfmaschinen für den Antrieb großer Schiffe. Thomson [3]-[4] versuchte im Jahr 1856 den Oberflächenkondensator zu verbessern. Er versuchte den wasserseitigen Wärmeübergang dieses Kondensators oder sog. Rohrbundeloberflächenkondensators durch den Einbau von Rohren mit kleinen Querschnitten für das Kühlwasser zu erhöhen. Diese Methode brachte anscheinend keine nennenswerte Verbesserung, denn kaum drei Jahre später, 1859 hatte J. P. Joule [5]-[6] erkannt, dass der größte Wärmewiderstand strömender Fluide in einer dünnen, an der Wand nahezu ruhenden Fluidschicht liegt, in der Wärme durch Leitung und Konvektion transportiert wird.

Erst sechzig Jahre später, im Jahr 1916 beschrieb Nusselt [7] den Kondensationsvorgang an der senkrechten ebenen Wand und dem waagrechten Rohr physikalisch richtig. Das Modell von Nusselt zur Berechnung der Wärmetransportsgröße zeigt auf der Basis experimenteller Untersuchungen nur Anwendungsmöglichkeiten bei sehr kleinen Kondensatmengen. Die Ursache der Abweichung bei größeren Kondensatmengen ist auf den von Nusselt vorausgesetzten

laminaren Kondensatfilm mit einer glatten Oberfläche zurückzuführen, welcher in der Praxis nur in sehr wenigen Fällen auftritt. Meistens ist der Kondensatfilm auch im laminaren Fall wellig. Ab bestimmter Kondensatmenge wird der Film an der Wand turbulent. Der Wärmeübergang im turbulenten Kondensatfilm an einer ebenen Wand oder einem Rundrohr ist in der Literatur vielfach behandelt worden, unter anderen sind die Arbeiten von Colburn [8], Rohsenow [9], Grigull [10], Labunzov [11], Chun und Seban [12], Mills und Chung [13], Blangetti [14], Mitrovic [15], Numrich [16] und Claus [17] zu nennen. Die gewonnenen Kenntnisse dieser Arbeiten können wie folgt zusammengefasst werden;

- Der Wärmeübergang nimmt bei der laminaren Filmströmung aufgrund der zunehmenden Filmdicke mit der Rohrlänge zunächst ab und steigt erst nach Erreichen einer bestimmten Filmdicke durch das Einsetzen des turbulenten Austausches wieder an.
- Eine Erhöhung der Dampfströmungsgeschwindigkeit verursacht eine Verringerung der Filmdicke und gleichzeitig früheres Auftreten von turbulenter Strömung.

Diese beiden Effekte führen zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs. Dabei kann die Erhöhung der Dampfgeschwindigkeit zwar als eine Maßnahme zur Verbesserung des Wärmeübergangs gelten, der zusätzliche apparative Aufwand müsste allerdings bei der Auslegung der gesamten Anlage beachtet werden.

Eine andere Alternative wäre eine passive Erhöhung des Wärmeübergangs durch eine Gestaltung der Strömung mittels Formgebung der Kühlfläche. Vor diesem Hintergrund ist in den letzten sechzig Jahren der Einfluss der Kühlfläche auf die Wärmeübertragung und den Druckverlust intensiv erforscht worden. Im Jahr 1954 hat Gregorig [18] theoretisch nachgewiesen, dass durch feinwellige Oberflächegestaltung eine erhebliche Verbesserung der Kondensation erreicht werden kann. Oberflächenspannungseffekte bewirken starke Druckgradienten zwischen dem Wellenberg und Wellental der Kühlfläche und führen zu extrem dünnen Filmen mit hohen Wärmeübergangskoeffizienten. Diese theoretische Überlegung von Gregorig wurde

danach von Christ [19] experimentell nachgewiesen. Das Gregorig-Rohr wurde danach von Webb [20] optimiert und von Mori [21] mathematisch behandelt. Der Nachteil solcher feingewellter Gregorig-Rohre sind die aufwendige Herstellung und die Verschmutzungsanfälligkeit.

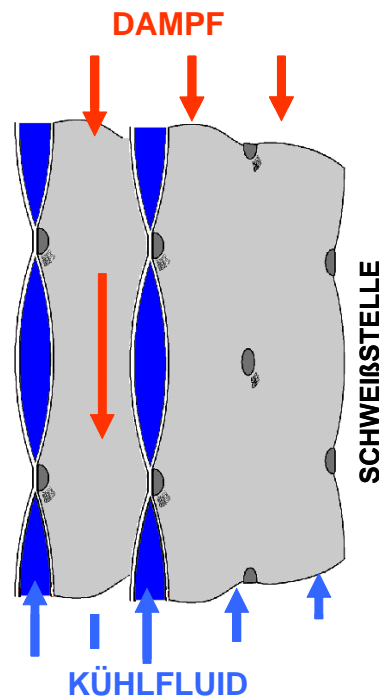


Bild 1.1: Struktur der Kühlfläche in einem Thermoplattenkondensator

Eine weitere Alternative wären grob profilierte Rohre. Michel und Murphy [22] haben den Wärmeübergang von einer ganzen Reihe von grob profilierten Rohren experimentell untersucht. Sie haben festgestellt, dass bei solchen Rohren ein etwa sechsmal höherer Wärmeübergangskoeffizient als bei einem senkrechten Glattrohr erreicht werden kann. Handelsübliche Wendelrippenrohre erreichen dagegen etwa den doppelten Wert des Glattrohrs. Marto [23] hat danach einen sehr umfangreichen Versuch mit Wasserdampf an elf verschiedenen grob profilierten Rohren durchgeführt. Er hat durch seine experimentelle Untersuchung festgestellt, dass die Erhöhung der Wärmeübertragung bei den untersuchten Rohren vor allem auf eine Verbesserung des Wärmeübergangs auf der Rohrinneenseite zurückzuführen ist. Die Kondensation wird von den relativ groben Rippen kaum beeinflusst.

Weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Wärmeübergangs und gleichzeitig kompaktere Bauweise des Kondensators im Vergleich mit Rohrbündelkondensatoren sind Platten mit welligen Strukturen.

Vor diesem Hintergrund sind Thermoblechapparate entwickelt worden, die aus einem Paket von sog. Thermoplatten bestehen, **Bild 1.1**. Ursprünglich wurde diese Platten in der Lebensmittel- und Papierindustrie eingesetzt. Seit Beginn der Entwicklung dieser Apparate (1987) sind über $200 \cdot 10^3 \text{ m}^2$ Fläche produziert worden. Hierbei weist die chemische Industrie mit $65 \cdot 10^3 \text{ m}^2$ nicht nur den höchsten Anteil auf, sondern auch den größten jährlichen Zuwachs [24].

Grundelemente aller Bauformen von Thermoplatten sind glatte Blechtafeln mit einer Breite von maximal 1,5 m. Zwei Blechtafeln werden in einem computergesteuerten Schweißvorgang gleichmäßig über die Fläche verteilten Punktreihen zusammengefügt. Anschließend werden ihre Ränder durch eine kontinuierliche Schweißnaht dicht verschlossen. Der Raum zwischen den Blechtafeln wird durch Einpressen eines Mediums (Hydroform) aufgeweitet und zu einer Makrostruktur ausgebildet, **Bild 1.1**. Die Anschlüsse für das innenseitig strömende Medium erfolgen über Rohre. Diese dichtungslose Konstruktion ist z.B. ein Vorteil der Thermoplatte gegenüber einem anderen Plattenkondensator. In der Praxis werden meistens mehrere solcher Platten zu einem Paket zusammengefügt und über gemeinsame Zu- und Ableitungen hinsichtlich des Innenfluids parallel geschaltet. Das Außenfluid wird durch die zwischen den benachbarten Platten gebildeten Kanäle geführt.

In einem Kondensator aus Thermoplatten sind die Platten senkrecht angeordnet und werden meistens bei einer Gleichstromführung der Phasen mit Dampf beaufschlagt, der – je nach Anwendung – partiell oder total verflüssigt wird. Zwei benachbarte Platten bilden jeweils einen Kondensationskanal.

Durch kompakte, raumsparende Bauweise ($350 \text{ m}^2/\text{m}^3$), geringes Gewicht, gute thermische Eigenschaften sowie geringen Druckverlust auf der Mantelseite und den geringen Materialaufwand bieten Thermoblechapparate erhebliche Vorteile gegenüber

Rohrbündelkondensatoren. Zudem unterdrückt die Makrostruktur der Platten das Anwachsen von Grenzschichten und sorgt durch Sekundärströmungen für einen guten Wärme – und Stofftransport sowohl im Kondensat als auch in der Gasphase. Diese Vorteile empfehlen den Einsatz von Thermoblechapparaten in vielen Bereichen der Verfahrenstechnik, beispielsweise als Kopfkondensatoren in der thermischen Trenntechnik.

Trotz der vielfältigen Anwendung von Thermoblechapparaten ist ihr thermohydraulisches Verhalten weitgehend unbekannt. Weder auf der Seite des Kühlfluids noch auf der Dampfseite liegen relevante Untersuchungen in der Literatur vor. Dies bedingt erhebliche Unsicherheiten bei der Auslegung der Apparate, was in der Praxis – auf Kosten ihrer ursprünglichen Vorteile gegenüber anderen Baugattungen – durch Überdimensionierung und höheren Materialeinsatz erkauft wird. Untersuchungen der Transportvorgänge auf der Seite des kondensierenden Dampfes sowie des kühlfluidseitigen Wärmeübergangs sind für eine zuverlässige Leistungscharakteristik von Thermoblechkondensatoren unumgänglich.

1.2 ZIEL DER VORLIEGENDEN ARBEIT

Der erste Teil der Arbeit befasst sich mit den **experimentellen Untersuchungen** zum Wärmeübergang und Druckabfall bei der Kondensation reiner Dämpfe und Dampfgemische mit einer kondensierbaren Komponente in Thermoblechapparaten. Erfasst werden auch die Verhältnisse auf der Seite des Kühlfluids der Thermoplatte in einem Geschwindigkeitsbereich zwischen 0,5 m/s und 1,5 m/s. In den Experimenten werden die über die thermische Leistung der Thermoplatte miteinander verknüpften Widerstände getrennt bestimmt. Anhand der Ergebnisse sollen praxisrelevante Korrelationen für den Wärmeübergang und Druckabfall erarbeitet werden.

Die Untersuchungen zur Kondensation sollen zunächst mit dem Reinstoff Iso-Propanol im Unterdruckbereich vorgenommen werden. Die Dampfgeschwindigkeit am Eintritt in den Kondensator wird zwischen 2 m/s und 20 m/s variiert, was Reynolds-Zahlen des Kondensats von bis zu $Re_K = 80$ entspricht.

Zudem sollen Binärgemische vermessen werden, wobei dem Reinstoff ein Inertgas (Stickstoff) zugemischt und die Messungen bei verschiedenen Gasanteilen (maximal 5 mol% am Eintritt) ausgeführt werden. Durch die Anwesenheit der inerten Komponente sollen die Auswirkungen des dampfseitigen Wärme – und Stofftransports auf die Kondensationskinetik experimentell quantifiziert werden.

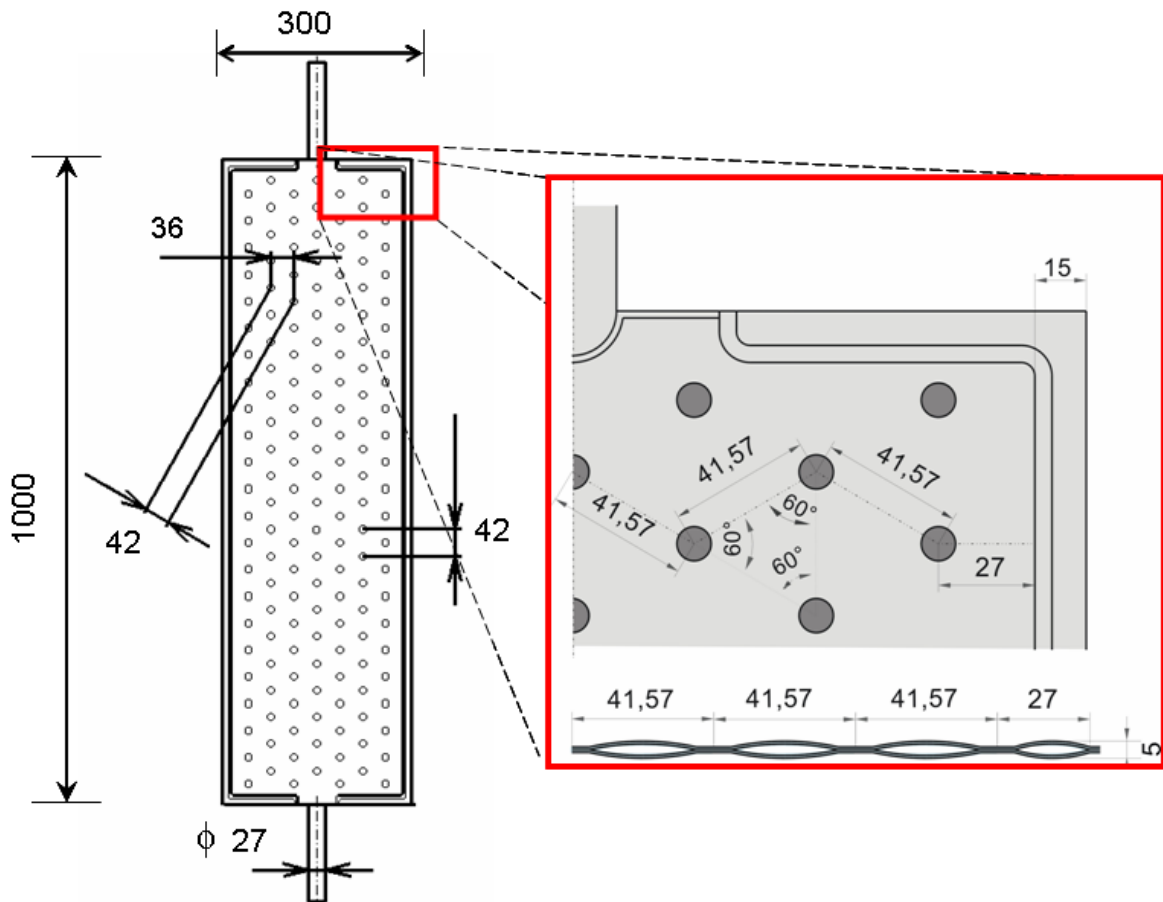


Bild 1.2: Geometrie der untersuchten Thermoplaten

Als Versuchsplatten werden handelsübliche Thermoplaten mit den Abmessungen 1000 mm x 300 mm x 5 mm verwendet, **Bild 1.2**. Für die Untersuchungen sind Platten mit nur einem Strömungskanal für das Kühlfluid ohne Umlenkungen vorgesehen. Drei parallel und äquidistant zueinander angeordnete Platten bilden zwei Strömungskanäle für den kondensierenden Dampf.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit der **Modellierung des Kondensationsprozesses** mit reinen Dämpfen im Thermoblechkanal. Dabei werden wichtige

Parameter wie Filmrauigkeit, Filmdicke, Druckverlustbeiwert und lokale als auch mittlere Wärmeübergangskoeffizienten theoretisch ermittelt. Als Grundlagen für die Berechnung werden die in der Literatur bekannten Ansätze für die geraden bzw. zweidimensionalen Kühlflächen modifiziert und ihre Zuverlässigkeit wird anhand der experimentellen Daten validiert.

2 STAND DER FORSCHUNG

Eine Schichtung der Literatur auf dem Gebiet der Kondensation sowie auf dem Gebiet des einphasig strömenden Fluids hat ergeben, dass keine Untersuchungen an Thermoblechapparaten bisher vorliegen. Die Arbeiten von Mitrovic und Maletic [25] sowie Mitrovic und Peterson [26] sind anscheinend die einzigen Arbeiten, die über die Wärmeübertragung und den Druckverlust in den Thermoblechapparaten berichten. Hingegen liegen zahlreiche Untersuchungen zur Kondensation als auch zum einphasigen Wärmeübergang an senkrechten sowohl glatten als auch profilierten Rohren und Plattenwärmetauschern vor. Daher soll zunächst ein Überblick über die Arbeiten auf dem Gebiet der Kondensation und des einphasigen Wärmeübergangs an Rohren und Platten gegeben werden.

2.1 VORGÄNGE AUF DER SEITE DES KÜHLFLUIDS

Die im Wärmetauscher auf der Kondensationsseite anfallende Kondensationsenthalpie wird auf der Kühlfluidseite meistens von einem Kühlfluid ohne Phasenänderung aufgenommen. Eine wärmetechnische Optimierung solcher Apparate verlangt somit auch die Kenntnis des konvektiven Wärmeübergangs und des Druckabfalls auf der Seite des Kühlfluids. In diesem Kapitel werden der Wärmeübergang und Druckverlust bei der einphasigen Konvektion in parallelen Platten, 2D- sowie 3D-gewellten Rohren und Platten behandelt.

2.1.1 Wärmeübergang und Druckverlust im parallelen Plattenkanal

Bei der einphasigen Strömung im parallelen Plattenkanal wird zwischen laminarer oder turbulenter Strömung unterschieden. Bei der laminaren Strömung existieren unterschiedliche Arten von Einlaufströmungen. Dabei wird zwischen hydrodynamischem-, thermischem- oder gleichzeitig thermischem und hydrodynamischem Einlauf unterschieden. Des Weiteren können die Wandtemperatur ($T_w = \text{const}$) oder die Wärmestromdichte ($\dot{q} = \text{const}$) konstant gehalten werden. Bei der Berechnung des Wärmeübergangs auf der Kondensationsseite kann in den meisten

Fällen die Wandtemperatur konstant angenommen werden, da bei der Kondensation reiner Dämpfe das Fluid bei konstanter Sättigungstemperatur kondensiert.

Aus diesem Grund wird im Folgenden nur die einphasige Wärmeübertragung bei konstanter Wandtemperatur behandelt. Demzufolge können der Wärmeübergang und Druckverlust bei einer einphasigen Strömung in einem Plattenkanal bei konstanter Wandtemperatur wie folgt beschrieben werden:

a) thermischer Einlauf, hydrodynamisch voll entwickelt [28]:

$$\xi \cdot \text{Re} = f(\text{Geometrie}); \quad (2.1)$$

$$\text{Nu}_{m,\text{hyd}} = \text{Nu}_{\infty} + N_1 / X^+; \quad X^+ = \frac{L}{d_h \cdot \text{Re} \cdot \text{Pr}} \quad (2.2)$$

b) gleichzeitig thermischer und thermodynamischer Einlauf [28]:

$$\xi \cdot \text{Re} = \left(\xi_{\infty} \cdot \text{Re} + K_1 / X^* \right) K_2, \quad X^* = \frac{L}{d_h \cdot \text{Re}} \quad (2.3)$$

$$\text{Nu}_{m,\text{therm,hyd}} = N_1 \square \text{Nu}_{m,\text{hyd}}. \quad (2.4)$$

In Gl. (2.3) ist K_1 der Erhöhungsfaktor des Druckverlustes bei der Entwicklung des Geschwindigkeitsprofils im Einlaufbereich. N_1 ist der Erhöhungsfaktor der Nusselt-Zahl bei einer nicht ausgebildeten Strömung.

Zur Definition der Nusselt- und der Reynols-Zahl wird eine charakteristische Länge d_h eingesetzt

$$d_h = \frac{4 \cdot (A)}{U} = \frac{4 \cdot b \cdot h}{(2b + 2h)}, \quad (2.5)$$

worin b die Plattenbreite und h den Abstand zwischen den Platten bezeichnen.

Bei dem Kanal aus sehr breiten Platten im Verhältnis zu deren Abstand kann $d_h = 2h$ in der Gl. (2.1) bis Gl. (2.5) eingesetzt werden.

2.1.1.1 Thermischer Einlauf bei hydrodynamisch ausgebildeter Strömung

Hier handelt sich um eine beheizte parallele Platte, der hinreichend lange unbeheizte Strecke vorgeschaltet ist. Dadurch kann das Geschwindigkeitsprofil sich schneller als das Temperaturprofil ausbilden, wenn die Prandtl-Zahl des Fluids sehr groß ist.

Dieses Problem wurde zuerst von Graetz (1883) [29] und Nusselt (1910) [30] und vielen anderen Autoren behandelt. Als Ergebnis werden unendliche Reihen für den Verlauf der mittleren Temperatur sowie für die Nusselt-Zahlen erhalten. Die Lösung ist für diesen Fall eine Differenzialgleichung mit unendlich vielen Eigenwerten.

$$\text{Nu}_x = -\frac{1}{4} \frac{d \ln \vartheta_F^+}{dx^+} \quad (2.6)$$

$$\vartheta_F^+ = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \exp\{-2\beta_n^2 x^+\} \quad (2.7)$$

Die Konstanten B_n und die Eigenwerte β_n der ersten fünf Reihenglieder können nach Berechnungen von Brown [31] der folgenden **Tabelle 2-1** entnommen werden.

Tabelle 2-1: Eigenwerte β_n und Konstanten B_n nach Brown [31]

n	β_n	B_n
0	2,70436	0,81905
1	6,67903	0,09753
2	10,67338	0,03250
3	14,67108	0,01544
4	18,66987	0,00879

Die mittlere Nusselt-Zahl kann durch Intergration des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten berechnet werden:

$$\text{Nu}_m = \frac{\alpha_m d_h}{\lambda_F} = \frac{1}{X^+} \int_0^{X^+} \text{Nu}_x dx^+ \quad (2.8)$$

$$\text{Nu}_m = -\frac{1}{4X^+} \ln \vartheta_F^+(X^+) \quad (2.9)$$

und mit $X^+ = L/(d_h \text{RePr})$.

Für hinreichend große Werte der Lauflänge $X^+ \rightarrow \infty$ genügt es, mit dem ersten Reihenglied der adiabaten Mischtemperatur Gl. (2.8) zu rechnen. Nach Einsetzen der Werte entsprechend **Tabelle 2-1** in Gl. (2.9) erhält man:

$$\text{Nu}_m = 7,541 + \frac{0,0235}{X^+}, \quad \text{für } X^+ \geq 0,006. \quad (2.10)$$

Für $X^+ \rightarrow \infty$ ergibt sich der schon bekannte Endwert 7,541 der Nusselt-Zahl der thermisch ausgebildeten Strömung. Zur Berechnung der Nusselt-Zahl für kleine Werte der Lauflänge X^+ werden sehr viele Reihenglieder der adiabaten Mischtemperatur Gl. (2.8) benötigt. Die exakte Lösung für den gesamten Bereich $0 \leq X^+ \leq \infty$ mit einem größten Fehler von 1 % kann durch empirische Gleichung von Stephan [32] angegeben werden.

$$\text{Nu}_m = \frac{7,541}{\tanh\left(3,846X^{+1/3} + 3,992X^{+2/3}\right)} + \frac{0,0235}{X^+} \tanh X^+ \quad (2.11)$$

Für große Werte $X^+ \geq 5 \cdot 10^{-4}$ geht die Gleichung in die asymptotische Lösung Gl. (2.10) über, während für kleine Werte $X^+ \leq 5 \cdot 10^{-4}$ die für kurze Lauflängen sogenannte Leveque-Lösung gilt.

$$\text{Nu}_m = 1,849 \cdot (X^+)^{-1/3} \quad (2.12)$$

Für den Druckverlust bei der laminaren ausgebildeten Strömung zwischen parallelen Platten gilt die folgende Korrelation für den Druckverlustbeiwert:

$$\xi = \frac{96}{\text{Re}}. \quad (2.13)$$

2.1.1.2 Gleichzeitiger thermischer und hydrodynamischer Einlauf

Bei einer konstanten Wandtemperatur $T_W = \text{const}$ beidseitig beheiztem Spalt hat Stephan [32]-[33] die Beziehung

$$\text{Nu}_m = \left(\frac{1}{\tanh\left(3,938 \text{Pr}^{1/6} X^{+1/6}\right)} \right) \text{Nu}_{m,\text{hyd}} \quad (2.14)$$

für den Wärmeübergang vorgeschlagen, wobei hier $\text{Nu}_{m,\text{hyd}}$ die mittlere Nusselt-Zahl nach Gl. (2.11) der hydrodynamisch ausgebildeten Strömung sei. Die Gl. (2.14) gilt für $0,1 \leq \text{Pr} \leq \infty$ und $0 \leq X^+ \leq \infty$ mit einer Abweichung von weniger als 5 %.

Der Druckverlustkoeffizient ξ lässt sich durch eine empirische Korrelation [32]-[33] annähern:

$$\xi \cdot \text{Re} = \left(96 + \frac{0,709}{X^*} \right) \tanh\left(20,042 X^{*1/2}\right). \quad (2.15)$$

Hieraus berechnete Druckabfälle weichen im gesamten Bereich $0 \leq X \leq \infty$ um weniger als 1,65 % von den Werten der numerischen Lösung von Kakac [34] ab.

2.1.1.3 Turbulente Strömung im parallelen Plattenkanal

In der Arbeit von Kakac [34] wurde ausgeführt, dass zur Berechnung der Wärmeübertragung und des Druckverlustes in parallelen Plattenkanälen bei voll ausgebildeter turbulenter Strömung die Gleichungen für das Rundrohr verwendet werden können. Der hydraulische Durchmesser d wird anstelle des Rohrdurchmessers mit dem des ebenen Spaltes Gl. (2.5) ersetzt.

Der Wärmeübergang bei voll entwickelter turbulenter Strömung kann analog zur laminaren Strömung als Grenzfall aus der Lösung für den thermischen Einlauf berechnet werden. Dazu muss die Kontinuitätsgleichung unter Verwendung eines Turbulenzmodells integriert werden. Eine Gleichung zur Berechnung des

Wärmübergangs für die turbulente Strömung im Rundrohr wurde von Dittus und Boelter [35] vorgeschlagen,

$$\text{Nu}_m = 0,023 \cdot \text{Re}^{4/5} \text{Pr}^n. \quad (2.16)$$

Diese Gleichung gilt in einem sehr großen Parameterbereich: $0,7 \leq \text{Pr}_L \leq 120$, $2500 \leq \text{Re}_L \leq 10^6$ und $L/D > 60$. Für den Exponenten der Prandtl-Zahl n gilt $n = 0,3$ bei Kühlung und $n = 0,4$ bei der Beheizung des Fluids. Zur Ermittlung der Nusselt-Zahl nach Gleichung (2.16) werden die Stoffwerte bei der mittleren Fluidtemperatur ϑ_m verwendet. Mit Gl. (2.16) können Nusselt-Zahlen mit einer Genauigkeit von $\pm 40\%$ ermittelt werden. Eine genauere Lösung findet man bei Sieder und Tate [36]. Hier wurde der Temperatureinfluss im Fluid durch die Beachtung der Fluidviskosität an der Wand η_W berücksichtigt,

$$\text{Nu}_m = 0,027 \cdot \text{Re}^{4/5} \text{Pr}^{1/3} \left(\frac{\eta_L}{\eta_W} \right)^{0,14}. \quad (2.17)$$

Eine umfassendere Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahl wurde von Gnielinski [37] vorgeschlagen:

$$\text{Nu}_m = \frac{(\xi/8)(\text{Re} - 10^3)\text{Pr}}{1 + 12,7(\xi/8)^{1/2}(\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left\{ 1 + \left(\frac{d}{L} \right)^{2/3} \right\} \quad (2.18)$$

$$\xi = \left(1,82 \cdot 10 \log(\text{Re}) - 1,64 \right)^{-2}. \quad (2.19)$$

Diese Korrelation weicht maximal nur 10 % von den gemessenen Nusselt-Zahlen im Bereich von $0,5 \leq \text{Pr} \leq 10^6$, $0 < d/L < 1$ und $2300 \leq \text{Re} \leq 5 \cdot 10^6$ ab. Sie beruht auf einer Korrelation von Petukhov und Kirilov [38].

Bei Prandtl-Zahlen kleiner 0,5 z.B. für flüssige Metalle gilt die Gleichung von Notter und Sleicher [39],

$$\text{Nu}_m = 4,8 + 0,0156 \cdot \text{Re}^{0,85} \text{Pr}^{0,93} . \quad (2.20)$$

Bei der Berechnung des Druckverlustbeiwertes für ein glattes Rundrohr wird meistens die Gleichung von Blasius [40] herangezogen:

$$\xi = 0,3164 \cdot \text{Re}^{-0,25} . \quad (2.21)$$

In voll rauhen Rohren wird der Impuls nur durch Druckkräfte an die Wand übertragen, sodass der Druckverlustkoeffizient unabhängig von der Reynolds-Zahl wird. Für diesen Bereich hat Karman [41] die Beziehung

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 1,14 + 2 \cdot \log(d/k_s) \quad (2.22)$$

angegeben.

2.1.2 Wärmeübergang und Druckverlust im gewellten Rohr

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Arten von gewellten Rohren kurz dargestellt und Ansätze zur Beschreibung des Wärmübergangs in gewellten Rohren erläutert. Die in der Praxis oft verwendeten Typen gewellter Rohre sind unter anderen: spirales gewelltes Rohr, sinusförmig gewelltes Rohr und längs profiliertes Rohr, **Bild 2.1**. Trotz vielfältiger Anwendung der gewellten Rohre als Wärmetauscher existieren nur wenige Arbeiten, welche über die Wärmeübertragung und den Druckverlust in solchen Rohren berichten.

2.1.2.1 Strömung im spiralförmig gewellten Rohr

Eine umfassende Arbeit auf diesem Gebiet wurde von Vicente und Gracia [42] publiziert. In ihren experimentellen Untersuchungen wurden die Wärmeübergänge und Druckverlustbeiwerte bei zwei Medien, Wasser und Ethylen-Glycol, sowie zehn verschiedenen Spiralrohren ermittelt. Sie haben festgestellt, dass der Wärmeübergang

dieser Rohre bis zu 30 % höher im Vergleich zu dem Rundrohr liegt. Der Druckabfall ist dagegen 5 % bis 25 % höher im Vergleich zum Rundrohr.

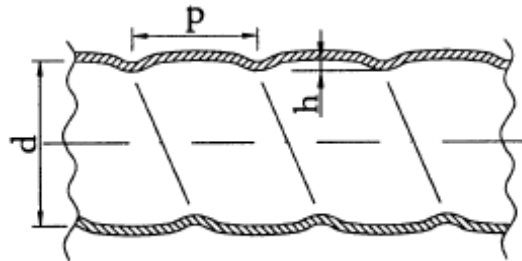


Bild 2.1: Geometrie des spiralen gewellten Rohrs [42]

Im Bereich **der laminaren Strömung und im Übergangsbereich** schlugen Vicente und Gracia [42] folgende Korrelationen für den lokalen Wärmeübergang vor:

$$Nu_x = \left(Nu_\infty^{10} + Nu_{EK}^{10} \right)^{0,1} \quad (2.23)$$

$$Nu_\infty = 4,36 \left\{ 1 + (Ra/70000) \right\}^{0,24} \quad (2.24)$$

$$Nu_{EK} = 1,8 \left\{ x^* \right\}^{-0,33} \quad (2.25)$$

$$Ra = \frac{g\beta}{va} \cdot \frac{\dot{q} \cdot d^4}{\lambda} \quad (2.26)$$

Hier ist Ra die Rayleigh-Zahl, β der Wärmeausdehnungskoeffizient, Nu_∞ und Nu_{EK} stellen die Nusselt-Zahl der ausgebildeten Strömung und erzwungener Konvektion dar.

Die mittlere Nusselt-Zahl Nu_m lautet danach:

$$Nu_m = \begin{cases} 0,31 \cdot Ra^{0,24} & Re \leq 1000 \\ 0,171 \cdot (Re - 1500)^{0,67} Pr^{0,44} & 1000 \leq Re \leq 2500 \end{cases} \quad (2.27)$$

Ferner wurde eine Korrelation für die kritische Reynolds-Zahl und den Druckverlustbeiwert empfohlen:

$$\text{Re}_{\text{Krit}} = 2100 \left\{ 1 + 1,18 \cdot 10^7 (h/d)^{3,8} \right\}^{-0,1} \quad (2.28)$$

$$\xi = 7,475 \cdot \left(\frac{h^2}{p \cdot d} \right)^{0,11} \text{Re}^{-0,97} . \quad (2.29)$$

Für die turbulente Strömung im spiralförmig gewellten Rohr haben Vincente und Gracia in einer weiteren Arbeit [43] folgende Korrelationen entwickelt:

$$\text{Nu}_m = 0,374 \left(\frac{h^2}{p d} \right)^{0,25} (\text{Re} - 1500)^{0,74} \text{Pr}^{0,44} \quad (2.30)$$

$$\xi = 0,3825 \cdot \left(\frac{h^2}{p \cdot d} \right)^{0,46} \text{Re}^{-0,16} . \quad (2.31)$$

Diese Korrelationen gelten in einem sehr großen Bereich der Reynolds- und der Prandtl-Zahl, $2000 \leq \text{Re} \leq 9 \cdot 10^4$ und $2,5 < \text{Pr} < 100$, mit einer Abweichung von weniger als $\pm 14\%$.

2.1.2.2 Strömung im sinusförmig gewellten Rohr

Die Wärmeübertragung und der Druckverlust im sinusförmigen Rohr wurden bis jetzt nur von wenigen Autoren behandelt. Russ und Beer [44], [45] haben die Strömung in diesem Rohr theoretisch und experimentell untersucht. Dadurch konnten sie die Stromlinien in solchen Geometrien zwar sichtbar darstellen, eine Korrelation zur Berechnung der Nusselt-Zahl oder Druckverlustkoeffizienten wurde jedoch nicht angegeben. Im Gegensatz zur Arbeit von Russ und Beer haben Mahmud und Islam [46] durch ihre Simulationsergebnisse die Verläufe der Stromlinien sowie die lokalen Druckverlustbeiwerte und die Nusselt-Zahlen ermittelt. Des Weiteren entwickelten sie eine Korrelation für den mittleren Druckverlustbeiwert im laminaren Bereich. Für die Nusselt-Zahl konnten Korrelationen weder im laminaren noch im turbulenten Bereich in der Literatur gefunden werden.

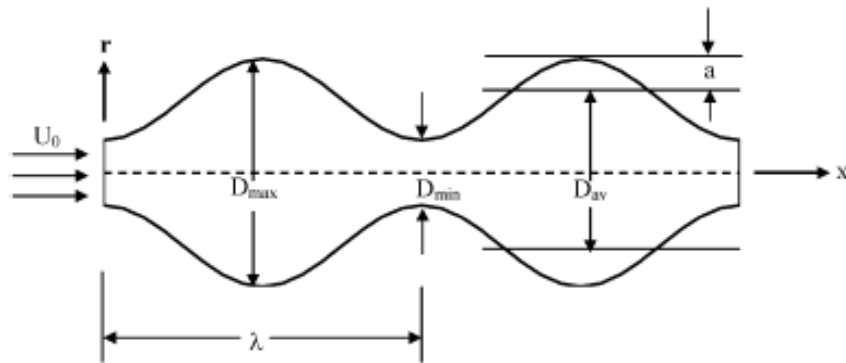


Bild 2.2: Geometrie des sinusförmig gewellten Rohrs [46]

Die Korrelation für den Druckverlustbeiwert im laminaren Bereich lautet danach [46] :

$$\xi = \frac{4 \cdot C}{\text{Re}^m}, \quad (2.32)$$

$$\text{Re} = \frac{u_m D_{av}}{\nu}, \quad (2.33)$$

$$C = 0,016(\lambda/a)^4 - 1,0136(\lambda/a)^3 + 22,21(\lambda/a)^2 - 182,61(\lambda/a) + 685,27 \quad (2.34)$$

$$m = -0,0011(\lambda/a)^2 + 0,0529(\lambda/a) + 0,5216. \quad (2.35)$$

2.1.3 Wärmeübergang und Druckverlust im gewellten Plattenkanal

Es gibt verschiedene Arten und Ausführungen des gewellten Plattenkanals. Man unterscheidet zwischen zwei- oder dreidimensional gewellter Plattengeometrie. Bei der 2D-Plattengeometrie besteht meistens der Plattenkanal aus zwei identischen sinusförmigen Platten, die in einem bestimmten Abstand zueinander angeordnet sind. Je nach Zuordnung der Platten ergibt sich der Kanal mit konstantem (symmetrischem) oder mit veränderlichem (asymmetrischem) Querschnitt, **Bild 2.3**. Bei der 3D-Plattengeometrie sind die sogenannten Plattenwärmetauscher und Thermoplatten am meisten verbreitet.

2.1.3.1 Sinusförmige Plattenkanäle

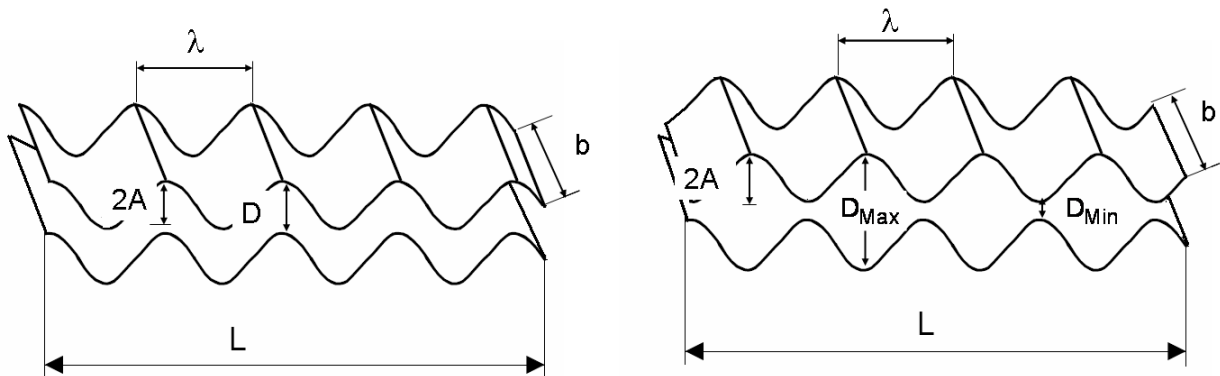


Bild 2.3: Struktur der Kühlfläche in einem Thermoplattenkondensator

Trotz umfangreicher Untersuchungen auf dem Gebiet der Wärmeübertragung und Strömungsmechanik an zweidimensionalen sinusförmigen Plattenkanälen (Gshwind [47], C.C. Wang [48], Gradeck [49], Nishimura [50], [51], Hossain & Islam [52], Rush et al. [53], Wang & Vanka [54], Manglik et al. [55], [56]) liegen bis heute keine eindeutigen praktischen Gleichungen oder Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs und Druckverlustes vor. Die meisten theoretischen Arbeiten konzentrieren sich auf die Strömungsbilder bei solchen Strömungen. Die Nusselt-Zahlen und Druckverlustbeiwerte wurden in den meisten numerischen oder experimentellen Arbeiten in nur sehr kleinen Parameterbereichen der Reynolds- oder Prandtl-Zahl gewonnen, sodass keine einfachen Korrelationen gebildet werden können.

2.1.3.2 Plattenwärmeübertrager

Um eine Korrelation für die Wärmeübertragung und die Druckverluste bei diesem Wärmetauscher abzuleiten, wurde die Wilson-Plot Methode [57] angewendet. Diese Methode basiert auf einer homogenen linearen Proportionalität zwischen der Nusselt-Zahl und der mittleren Geschwindigkeit des Fluids.

Im Gegensatz zu 2D-sinusförmigen Plattenkanälen, wurden mehrere Korrelationen zur Berechnung der Wärmeübertragung und des Druckverlustes im Plattenwärmetauscher vorgeschlagen [58]-[62].

Plattenwärmeübertrager herkömmlicher Ausführung bestehen im Allgemeinen aus einer Vielzahl von mit einem Prägemuster versehenen Platten, die in einem Rahmen eingespannt sind. Die Musterelemente sind gegenläufig angeordnet, wodurch sich ein komplexes Strömungsfeld mit vielfacher Umlenkung des Fluids ergibt, **Bild 2.4**.

Hsieh und Lin [60] haben mit dem Kältemittel R-410A als Testfluid die einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten und Druckverluste in herkömmlichen Plattenwärme-tauschern (**Bild 2.4**) ermittelt.

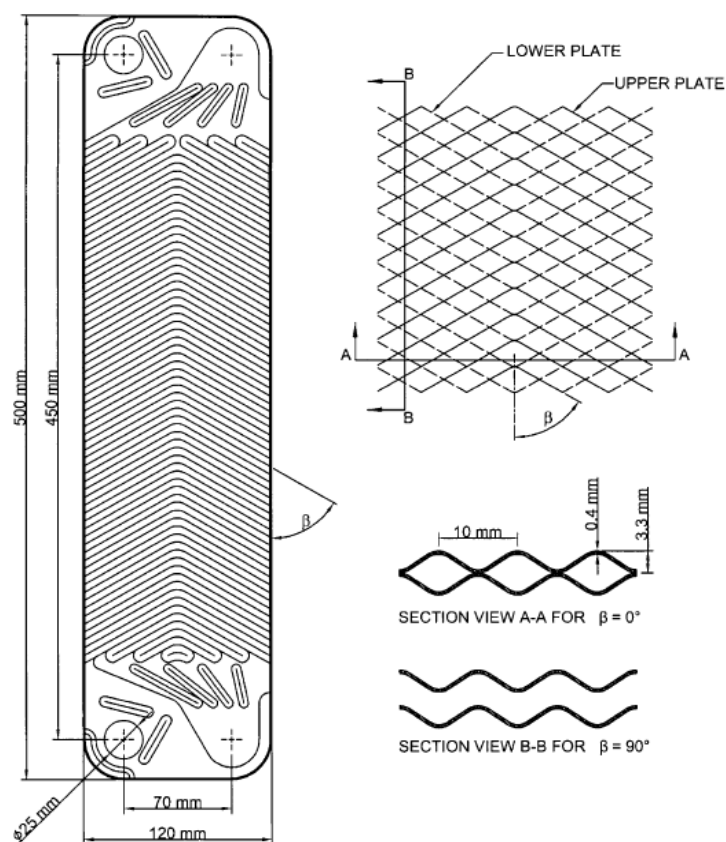


Bild 2.4: Die Geometrie der untersuchten Platten

Aus den Experimenten wurde für den einphasigen Wärmeübergang die Korrelation

$$\alpha_{KF,PHE} = 0,2092 \left(\frac{\lambda_L}{D_h} \right) Re^{0,78} Pr^{1/3} \left(\frac{\mu_m}{\mu_w} \right)^{0,14} \quad (2.36)$$

abgeleitet, wobei μ_m und μ_w die dynamische Viskosität bei der mittleren Temperatur und an der Wand darstellen. Der hydraulische Durchmesser D_h ist definiert als der doppelte mittlere Plattenabstand.

In **Tabelle 2-2** sind weitere Untersuchungen zum einphasigen Wärmeübergang in den Plattenwärmetauschern mit unterschiedlichen Prägungswinkeln (**Bild 2.5**) zusammengestellt.

Tabelle 2-2: Verschiedene Korrelationen der Nusselt-Zahl für das einphasige Fluid in Plattenwärmetauschern

Autor	Fluid	A	d	Re _L	β	NU _{PHE}
		(m)	(mm)	(-)	(°)	(-)
Yan, Lio, Lin [58]	Wasser	0,44 x 0,12	3,3	350- 2000	60°/60°	$0,2121 Re^{0,78} Pr^{0,33}$
Han, Lee, Kim [59]	Wasser	0,522x 0,12	3,88	-	20°/20° 35°/35° 45°/45°	$0,295 Re^{0,64} Pr^{0,32} \left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)^{0,09}$
Hsieh, Lin [60]	R410A	0,5 x 0,12	3,3	1500- 2500	60°/60°	$0,209 Re^{0,78} Pr^{0,33} \left(\frac{\mu}{\mu_w}\right)^{0,14}$

Für den Druckverlustbeiwert bei verschiedenen Prägungswinkeln der Platte gibt Martin [61] folgende Gleichung an:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = \frac{\cos\beta}{\sqrt{0,18 \cdot \tan\beta + 0,36 \cdot \tan\beta + \xi_0/\cos\beta}} + \frac{1 - \cos\beta}{\sqrt{\xi_{\beta=90^\circ}}} \quad (2.37)$$

$$\xi_0 = \frac{64}{Re} \cdot \quad (2.38)$$

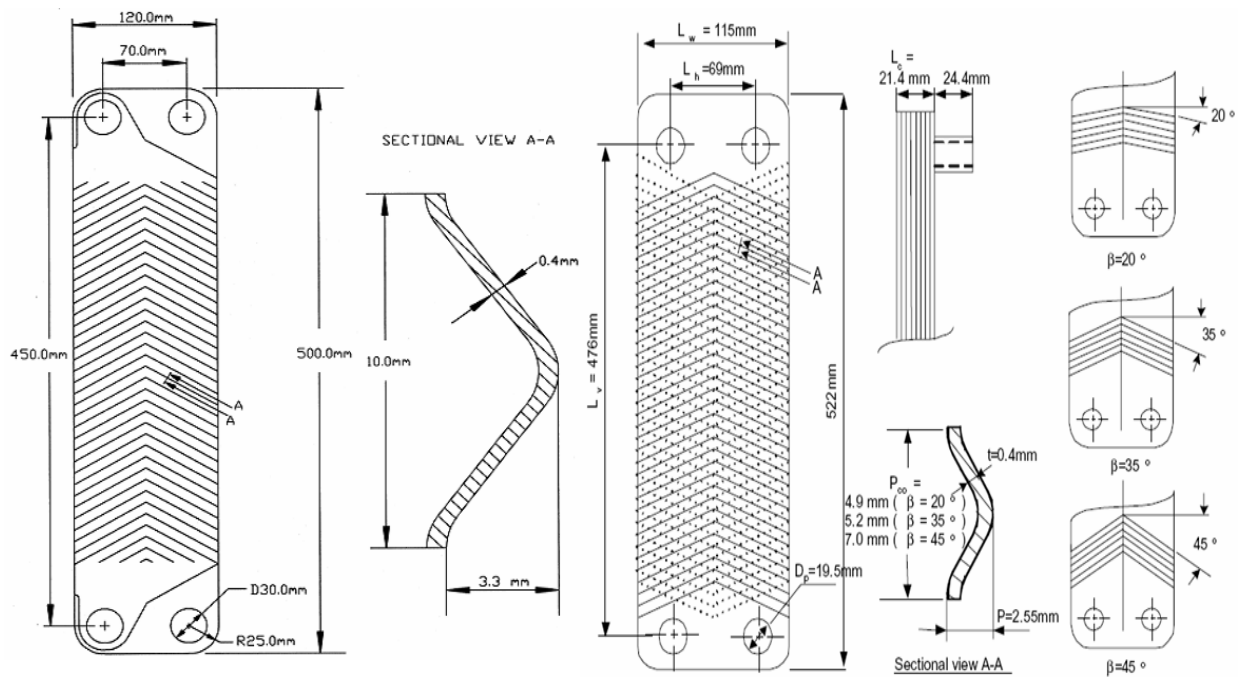


Bild 2.5: Plattengeometrie von verschiedenen Autoren links [60], [58] und rechts [58]

ξ_0 berechnet sich aus dem Druckverlustbeiwert eines glatten Rundrohres Gl. (2.37) für laminare und Gl. (2.21) für turbulente Strömung. $\xi_{\beta=90^\circ}$ ist der Druckverlustbeiwert bei $\beta = 90^\circ$ nach Focke et al. [62]:

$$\xi_{\beta=90^\circ} = \begin{cases} \frac{597}{Re} + 3,85, & Re \leq 2000 \\ \frac{39}{Re^{0,289}}, & Re \geq 2000 \end{cases} \quad (2.39)$$

Die Gleichungen (2.37) und (2.39) wurden bei einem Welligkeitsverhältnis λ_p/A von 4 bis 8 entwickelt und haben eine maximale Abweichung von $\pm 50\%$.

2.2 VORGÄNGE AUF DER KONDENSATIONSSEITE

Trotz verbreiteter Anwendung der Thermoplatten, findet man lediglich nur die Arbeiten von Peterson und Mitrovic [26], [63]-[65] in der Literatur, in denen das thermohydraulische Verhalten der Thermoplatten experimentell untersucht wurde. Wie bereits in Kapitel 1.1 erwähnt wurde, wurde jedoch in vielen Arbeiten über die Kondensation in vertikalen Rohren oder in der senkrechten ebenen Wand [7]-[17], [66]-[77] berichtet. Nusselt [7] war der Erste, der die Kondensationsvorgänge an der senkrechten Wand untersucht hat. Seine Theorie gilt für den laminaren und glatten Kondensatfilm. Ungefähr vierzig Jahre später formulierten Rohsenow [9] und Labuntsov [11] Modelle für turbulente Filmkondensation. Aufbauend auf der Prandtl-Idee der turbulenten Viskosität und Temperaturleitfähigkeit wurden danach verschiedene Turbulenzmodelle vorgeschlagen. Eine umfassende Übersicht hierzu findet man z.B. bei Mitrovic [15].

2.2.1 Kondensation in Rohren und Kanälen

Zur Berechnung des örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten im Kondensatfilm werden üblicherweise Kennzahlgleichungen herangezogen. Die Form dieser Gleichungen ist von den Strömungsbedingungen der Dampf- und Flüssigphase abhängig. Hier unterscheidet man zwei verschiedene Arten von Kondensationsbedingungen: die Filmkondensation bei ruhendem Dampf oder bei strömendem Dampf. Der Kondensatfilm fließt entlang der Platte zunächst laminar. Nach Erreichen einer bestimmten Filmdicke wird der Kondensatfilm turbulent.

Korrelationen zur Beschreibung des Wärmeübergangs bei der Kondensation werden im Allgemeinen mithilfe des dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten, der Nusselt-Zahl

$$Nu_K(x) = \frac{\alpha_K \cdot \mathcal{L}}{\lambda_L} \quad (2.40)$$

mit der charakteristischen Länge \mathcal{L}

$$\mathcal{L} = \left(\frac{v_L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (2.41)$$

gebildet.

2.2.1.1 Wärmeübergangskoeffizienten bei ruhendem Dampf

Im **laminaren Strömungsbereich** berechnet sich die lokale Nusselt-Zahl für den glatten Film nach

$$\text{Nu}_{K,\text{Lam}}(x) = f_W \cdot 0,693 \left(\frac{1 - \frac{\rho_D}{\rho_L}}{\text{Re}_F(x)} \right)^{1/3} \quad (2.42)$$

Dabei wird die Reynolds-Zahl wie folgt definiert:

$$\text{Re}_F(x) = \frac{\dot{M}_K(x)}{b\eta_L} = \frac{\dot{M}_K(x)}{(2\pi D)\eta_L} \quad (2.43)$$

Die Stoffdaten sind jeweils bei der Temperatur der Phasengrenze des Kondensatfilmes einzusetzen.

Durch die Welligkeit der Filmströmung an der Kondensatoberfläche wird der Wärmeübergang verbessert. Dieser Effekt wird oft mit der sog. Welligkeitskorrektur f_W berücksichtigt. Zur Berechnung der Welligkeitskorrektur existieren in der Literatur mehrere Ansätze, **Tabelle 2-3**.

Tabelle 2-3: Verschiedene Korrelationen für die Welligkeitskorrektur für die laminare Nusselt-Zahl bei der Kondensation an senkrechtem Rohr

Autor	Beziehung für f_W	Bemerkung
Kapica 1948 [66]	1,21	Analytische Herleitung, welliger Film, gemittelt über die Wellenlänge
Rohsenow 1956 [9]	$(1 + (3/8) \cdot Ku)^{1/4}$	Analytische Herleitung bei konstanter Temperaturdifferenz, Unterkühlung und Trägheit des Kondensatfilms berücksichtigt
Labunzov 1957 [11]	$0,95 \cdot Re_K^{0,04}$	Korrelation der Messwerte; $7,5 \leq Re_K \leq 600$
Chun 1969 [12]	$0,87 \cdot Re_K^{0,11}$	Korrelation der Messwerte, Verdampfung von Wasserfilm, laminar-welliger Filmbereich
Kutateladze & Gogonin 1979 [68]	$\begin{cases} 1 & \text{für } Re_K < 1 \\ Re_K^{0,04} & \text{für } Re_K \geq 1 \end{cases}$	Anpassung aus den experimentalen Daten
Mitrovic 1987 [15]	1,15	Analytische Herleitung von der Filmdicke
Müller 1992 [69]	$\begin{cases} 1 + 0,0824 Re_K^{0,28}; Re_K < 1 \\ 1 + 0,22 Re_K^{0,28}; Re_K \geq 1 \end{cases}$	Analytische Herleitung aus der Welligkeitsamplitude

Im **turbulenten Strömungsbereich** hängt die Nusselt-Zahl des Kondensatfilms nicht nur von der Reynolds-Zahl, sondern auch von der Prandtl-Zahl des Kondensates ab. In neuesten Untersuchungen [15], [71] wird auch der Einfluss der Filmunterkühlung unter Zuhilfenahme der Kutatelaze-Zahl und der Filmrauigkeit unter Zuhilfenahme der Kapitza-Zahl auf den Wärmeübergang mit in die Betrachtungen einbezogen:

$$Nu_{K,Turb}(x) = f(Re_K, Pr_K, Ka, Ku). \quad (2.44)$$

Zur Berechnung der Nusselt-Zahl für die turbulente Kondensatströmung geht man vorwiegend von einem einfachen Potenzansatz der Form:

$$Nu_{K,Turb}(x) = \text{const} \cdot Re_K^a \cdot Pr_K^b. \quad (2.45)$$

aus. In der Literatur sind eine Vielzahl derartiger Beziehungen bekannt (siehe **Tabelle 2-4**). Die Unbekannten in dieser Gleichung werden entweder durch die Anpassung von Messdaten an die Korrelation oder durch analytische Herleitung ermittelt. Bei der analytischen Herleitung werden Modellvorstellungen zur Turbulenz im Kondensatfilm auf Grundlage der Transportgleichungen für Energie und Impuls verwendet. Eine weitere Vorgehensweise ist die Bestimmung der Unbekannten aus Analogiebetrachtungen zum Wärmeübergang bei der einphasigen Rohrströmung.

Tabelle 2-4: Verschiedene Korrelationen zur Berechnung der örtlichen turbulenten Nusselt-Zahl bei der Kondensation ruhenden Dampfs an senkrechtem Rohr

Autor	Beziehung für $Nu_{K,Turb}(x)$	Bemerkung
Colburn 1934 [8]	$Nu_{K,Turb} = 0,0739 \cdot Re_K^{0,2} Pr_K^{1/3}$	Analytische Herleitung aus Analogie-Betrachtungen der Rohrströmungs- und Wärmeübergangsvorgänge
Labunzov 1957 [11]	$Nu_{K,Turb} = 0,0325 \cdot Re_K^{0,25} Pr_K^{0,5}$	Approximation der Rechenwerte, Drei-Schichten-Turbulenzmodell der Einphasenströmung
Chun 1969 [67]	$Nu_{K,Turb} = 0,00662 \cdot Re_K^{0,4} Pr_K^{0,65}$	Korrelation der Messwerte, Verdampfung von Wasser
Liu 1975 [70]	$Nu_{K,Turb} = 0,69 \cdot Re_K^{-1/3} + 0,00214 \cdot Re_K^{0,617} Pr_K^{2/3}$	Ausgleich der Rechenwerte nach Dukler
Blangetti 1979 [14]	$Nu_{K,Turb} = 8,66 \cdot 10^{-3} \cdot Re_K^{0,382} Pr_K^{0,57}$	Korrelation der Rechenwerte
Nakayama & Koyama 1985 [71]	$Nu_{K,Turb} = 6,79 \cdot 10^{-2} \cdot Re_K^{1/6} Pr_K^{1/3} \cdot \left(1 + \frac{7 \cdot Ku \cdot Pr_K^{1/3}}{3 Pr_K (Ku + 9)}\right)^{1/3}$	Ansatz für die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung 1/7 Potenzgesetz; Reynoldsanalogie
Mitrovic 1987 [15]	$Nu_{K,Turb} = F \cdot Re_K^{0,41} Pr_K^{0,683}$ $F = \frac{6,2 \cdot 10^{-3}}{1 + 2,96 \cdot 10^{-17} Ka^{1,16}} \cdot \left(1 + 5,55 \cdot 10^{-5} Re_K Pr_K^{0,923}\right)^{-0,1}$	Analytische Herleitung
Müller 1992 [69]	$Nu_{K,Turb} = \frac{0,0283 \cdot Re_K^{7/24} \cdot Pr_K^{1/3}}{1 + 9,66 \cdot Re_K^{-3/8} Pr_K^{-1/6}}$	Analogiebetrachtung zur Fallfilmverdampfung und -absorption

2.2.1.2 Wärmeübergang und Druckverlust bei strömendem Dampf im senkrechten Rohr

Schon Nusselt [7] hat gezeigt, dass der strömende Dampf die Geschwindigkeit im Kondensat und damit auch den Wärmeübergang beeinflusst. Durch Lösung der Impuls- und Energiegleichung hat er den Einfluss der an der Phasengrenze angreifenden Schubspannung τ_δ auf die Geschwindigkeit des Kondensats \bar{w}_{KON} und die Filmdicke δ quantifiziert. Seine Gleichungen lauten:

$$\bar{w}_{\text{KON}} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta w(y) dy = \frac{\rho_L g \delta^2}{3\eta_L} \pm \frac{\tau_\delta \delta}{2\eta_L} \quad (2.46)$$

$$\delta^4 \pm \frac{4}{3} \frac{\tau_\delta \delta^3}{\rho_L g} = \left(4 \frac{\lambda_L \eta_L (T_S - T_W)}{\rho_L^2 g \Delta h_V} x \right) \quad (2.47)$$

$$\tau_\delta = \zeta_{\text{KON}} \frac{\rho_D w_D^2}{8}, \quad (2.48)$$

wobei das positive Vorzeichen für den abwärts, das negative für den aufwärts strömenden Dampf gilt.

Beachtet man gleichzeitig die Gravitation, die Schubspannung, die Unterkühlung des Kondensatsfilms und die Überhitzung des Dampfes, so erhält man einen etwas anderen Ausdruck für die Filmdicke:

$$\delta^4 \pm \frac{4}{3} \frac{\tau_\delta \delta^3}{(\rho_L - \rho_D)g} = 4 \frac{\lambda_L \eta_L (T_S - T_W)}{(\rho_L - \rho_D)g \Delta h} x \quad (2.49)$$

$$\Delta h = c_{pD}(\vartheta_D - \vartheta_S) + \Delta h_V + 0,68 c_{pL}(\vartheta_S - \vartheta_W), \quad (2.50)$$

wobei Δh neben der Kondensationsenthalpie zusätzlich die Überhitzung des Dampfes und die Unterkühlung des Kondensats berücksichtigt. Gl. (2.50) haben Rohsenow et al. [9] durch Einführen dimensionsloser Größen umgeformt und aus den berechneten

Filmdicken den Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha = \lambda_L / \delta$ bzw. seinen Mittelwert bestimmt. Als Ergebnis ist die mittlere Nusselt-Zahl:

$$\bar{Nu}_K = \frac{\bar{\alpha}_{KON} \cdot \ell}{\lambda_L} \quad (2.51)$$

mit der charakteristischen Länge ℓ :

$$\ell = \left(\frac{\rho_L v_L^2}{(\rho_L - \rho_D) g} \right)^{1/3} \quad (2.52)$$

aufgetragen über der Reynolds-Zahl des Kondensats

$$Re = \frac{\bar{w} \delta}{\nu_L} = \frac{\dot{M}_K}{b \eta_L}, \quad (2.53)$$

mit b als dem durch den abfließenden Kondensatfilm benetzte Umfang ($b = d\pi$ für senkrechtetes Rohr), **Bild 2.6**.

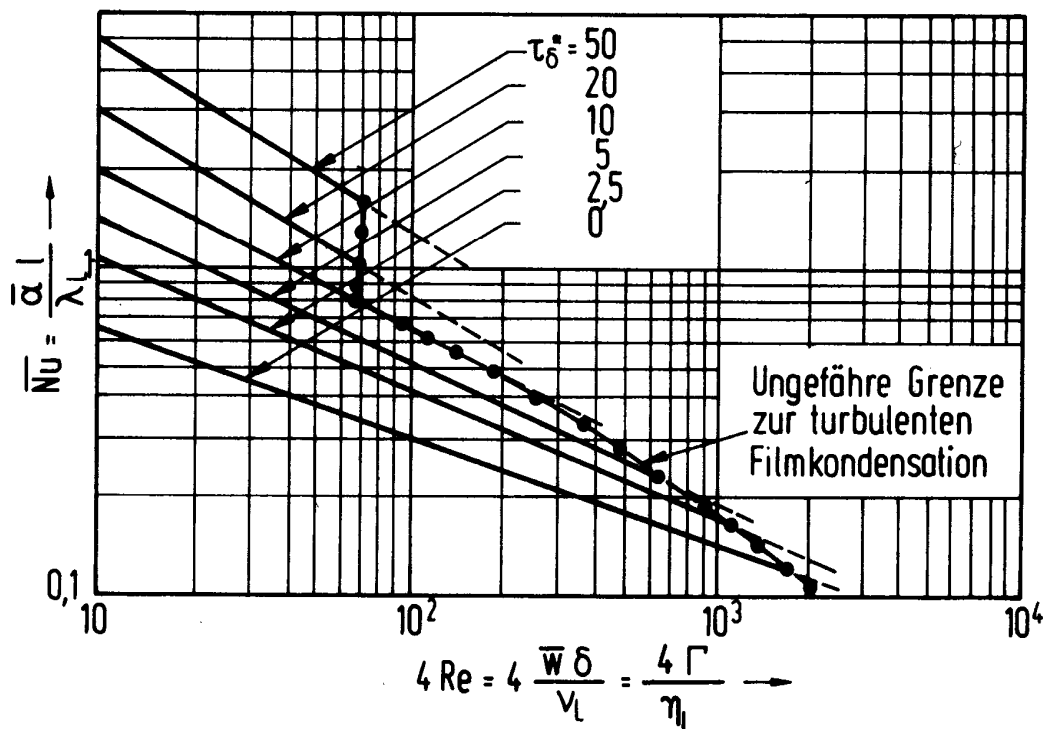


Bild 2.6: Einfluss der Schubspannung des Dampfes auf die laminare Filmkondensation [9]

In diesem Bild ist der Einfluss der Schubspannung des Dampfes auf die laminare Filmkondensation dargestellt. Als Kurvenparameter ist die dimensionslose Schubspannung

$$\tau_{\delta}^* = \frac{\tau_{\delta}}{\ell (\rho_L - \rho_D)g} \quad (2.54)$$

eingetragen.

Die gestrichelten Linien zeigen die ungefähre Grenze zur turbulenten Filmkondensation.

In weiteren Arbeiten wurden einfache Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahl vorgeschlagen. Bei der Kondensation mit strömendem Dampf hängt die Nusselt-Zahl des Kondensatfilmes nicht nur von der Reynolds-Zahl, Prandtl-Zahl, Kutatelaze- und Kapitza-Zahl wie bei ruhendem Dampf, sondern auch von der an der Kondensatoberfläche herrschenden Schubspannung ab

$$Nu_K^{\bullet}(x) = f(Re_K, Pr_K, Ka, Ku, \tau_{\delta}^*). \quad (2.55)$$

In diesem Fall erhöht die Schubspannung die mittlere Geschwindigkeit in der Flüssigkeit, sodass der Kondensatfilm dünner und die Wärmeübertragung besser wird.

Eine einfache Korrelation für die turbulente Filmkondensation mit strömendem Dampf wurde von Blangetti [14] vorgeschlagen:

$$Nu_{K,Turb}^{\bullet}(x) = A \cdot Re_K^{n_1} \cdot Pr_K^{n_2} \cdot (1 + B \tau_{\delta}^{*n_3}). \quad (2.56)$$

Die Konstanten A und B sowie die Exponenten n_1 , n_2 und n_3 sind für verschiedene Bereiche der Dampfschubspannung in **Tabelle 2-5** aufgeführt. Diese Gleichung gilt nur im Bereich der turbulenten Filmkondensation.

Tabelle 2-5: Die Konstante Gl. (2.56) für turbulente Kondensation strömenden Dampfes nach Blangetti [14]

τ_{δ}^*	A	B	n_1	n_2	n_3
0, (Rieselfilm)	$8,663 \cdot 10^{-3}$	0	0,382	0,569	0
$0 < \tau_{\delta}^* \leq 5$	$8,663 \cdot 10^{-3}$	0,145	0,382	0,569	0,541
$5 < \tau_{\delta}^* \leq 10$	$2,700 \cdot 10^{-2}$	0,407	0,207	0,500	0,420
$10 < \tau_{\delta}^* \leq 40$	$4,294 \cdot 10^{-2}$	0,647	0,096	0,458	0,473

Eine vollständigere Korrelation für die laminare und turbulente Filmströmung mit strömendem Dampf wurde von Numrich und Müller vorgeschlagen, VDI-Ja1 [72]:

$$\text{Nu}_{K,\text{Lam}}^{\bullet}(x) = \left\{ 1 + \left(\text{Pr}_K^{0,56} - 1 \right) \tanh \tau_{\delta}^* \right\} \left(1 + 1,5 \cdot \tau_{\delta}^* \right)^{1/3} \text{Nu}_{K,\text{Lam}}(x) \quad (2.57)$$

$$\text{Nu}_{K,\text{Turb}}^{\bullet}(x) = \left\{ 1 + \left(\text{Pr}_K^{0,08} - 1 \right) \tanh \tau_{\delta}^* \right\} \left(1 + \tau_{\delta}^* \right)^{1/3} \text{Nu}_{K,\text{Turb}}(x) \quad (2.58)$$

Die Vorfaktoren in Gl. (2.57) und Gl. (2.58) beschreiben die Erhöhung der Wärmeübertragung aufgrund der Schubspannung und des erhöhten Impulsaustausches an der Phasengrenze. In diesem Fall verursacht die Schubspannung nicht nur einen Rückgang der Filmdicke, sondern gleichzeitig eine Verstärkung der turbulenten Schwankungsbewegung im Kondensatfilm.

In den meisten Fällen überlagern sich die laminare und turbulente Strömung während des Kondensationsprozesses mit $(\text{Nu}_K^{\bullet}(x))$ oder ohne Schubspannung $(\text{Nu}_K(x))$ sodass die lokale Nusselt-Zahl in einer Beziehung der Form:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_K(x) &= \sqrt{\text{Nu}_{K,\text{Lam}}^2 + \text{Nu}_{K,\text{Turb}}^2} \\ \text{Nu}_K^{\bullet}(x) &= \sqrt{\text{Nu}_{K,\text{Lam}}^{\bullet 2} + \text{Nu}_{K,\text{Turb}}^{\bullet 2}} \end{aligned} \quad (2.59)$$

beschrieben werden kann.

Eine andere, für die Praxis einfach handhabbare Gleichung, welche die Messwerte vieler Autoren gut wiedergibt, hat Shah [73] mitgeteilt. Die Gleichung geht von der bekannten Dittus-Boelter-Kraussold-Gleichung für den Wärmeübergang der einphasigen turbulenten Rohrströmung aus und erweitert diese um einen Term, der die Phasenumwandlung und den Einfluss der Dampfströmung auf den Kondensatfilm berücksichtigt. Für den örtlichen Wärmeübergang gilt

$$\text{Nu}_{K,D}^{\bullet}(x) = 0,023 \cdot \text{Re}_{K,D}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} \left\{ (1-x')^{0,8} + \frac{3,8(1-x')^{0,04} x'^{0,76}}{p'^{0,38}} \right\}, \quad (2.60)$$

$$\text{mit } \text{Nu}_{K,D}^{\bullet}(x) = \frac{\alpha_K \cdot D}{\lambda_K}; \quad \text{Re}_{K,D} = \frac{\bar{w}D}{\nu_L}; \quad \bar{w} = \dot{M} / \left(\rho_K \frac{\pi D^2}{4} \right); \quad p' = \frac{p}{p_{\text{Krit}}} \text{ und } x' = \frac{\dot{m}_{\text{Dampf}}}{\dot{m}_{\text{Ein}}}.$$

Die mittlere Nusselt-Zahl ergibt sich aus der Integration von Gl. (2.60) über der Rohrlänge:

$$\bar{\text{Nu}}_{K,D}^{\bullet} = \frac{0,023 \cdot \text{Re}_{K,D}^{0,8} \text{Pr}^{0,4}}{x'_{\text{AUS}} - x'_{\text{EIN}}} \left\{ \frac{(1-x')^{1,8}}{1,8} + \frac{3,8(1-x')^{0,04} x'^{0,76}}{p'^{0,38}} \right\}_{x'_{\text{EIN}}}^{x'_{\text{AUS}}} \cdot \left(\frac{x'^{1,76}}{1,76} - \frac{0,04x'^{2,76}}{2,76} \right) \quad (2.61)$$

Zur Berechnung **des Druckverlustbeiwertes** ζ_{KON} , der maßgebend für die Schubspannung und den Druckverlust ist, existieren zahlreiche Ansätze, die sich bei bestimmten Prozessbedingungen teilweise erheblich voneinander unterscheiden.

Nach einem umfangreichen Vergleich mit experimentellen Daten hat Hadley 1996 [75] eine Gleichung zur Berechnung des Druckverlustbeiwertes Gl. (2.62)-(2.67) entwickelt. Dieser Ansatz stammt ursprünglich von Andreussi [74] und wurde von Hadley durch Anpassung mit seinen experimentellen Daten modifiziert.

Der Druckverlustbeiwert ζ_{Dampf} bezieht sich auf die einphasige Dampfströmung entsprechend Gl. (2.19). Die Berechnung des Druckverlustbeiwertes während der

Kondensation erfolgt nach Gln. (2.62) bis (2.67) iterativ. Bei sehr großen Rohrdurchmessern $D \gg \delta_K$, kann δ_K in Gleichung (2.64) zu null gesetzt werden.

$$\zeta_{\text{KON}} = \zeta_{\text{Dampf}} \left(1 + 550 \cdot \tau_{\delta}^{*a} \cdot F_{\text{Rel}} \right), \quad \begin{array}{l} a = 0,85 \text{ f\"ur } \tau_{\delta}^* \leq 1 \\ a = 0,3 \text{ f\"ur } \tau_{\delta}^* > 1 \end{array} \quad (2.62)$$

$$F_{\text{Rel}} = \frac{\max \left\{ (2 \text{Re}_F(x))^{0,5}; 0,132 \cdot \text{Re}_F(x)^{0,9} \right\}}{\text{Re}_{\text{Rel}}^{0,9}} \frac{\eta_K \sqrt{\rho_D}}{\eta_D \sqrt{\rho_L}} \quad (2.63)$$

$$\text{Re}_{\text{Rel}} = \frac{(w_D - w_K)(D - 2 \cdot \delta_K)}{\nu_K} \quad (2.64)$$

$$w_D = \frac{4 \cdot \dot{M}_D}{\pi \cdot \rho_D \cdot (D - 2 \cdot \delta_K)^2} \quad (2.65)$$

$$w_K = \frac{\dot{M}_K}{\pi \cdot \rho_K \cdot (D \cdot \delta_K - \delta_K^2)}; \delta_K \square 0 \quad (2.66)$$

$$\delta_K = D \frac{6,59 \cdot F_{\text{Rel}}}{\sqrt{1 + 1400 \cdot F_{\text{Rel}}}} \quad (2.67)$$

Bei sehr hohen Kondensationsraten wird aufgrund des wandnormalen Stofftransports auf die Kondensationsoberfläche (Absaugung des Dampfes in Richtung Wand) eine zusätzliche Vergrößerung des Impulsaustausches bewirkt. Diese wird durch den Faktor E bei der Berechnung des Druckverlustbeiwertes berücksichtigt:

$$\zeta_{\text{KON, Absg.}} = E \cdot \zeta_{\text{KON}} \quad (2.68)$$

$$E = \frac{\varphi}{1 - e^{-\varphi}} \quad \text{mit} \quad \varphi = \frac{\dot{q} / \Delta h_V}{\zeta_D \cdot \rho_D \cdot (w_D - w_K) / 8} \quad (2.69)$$

2.2.2 Kondensation in Plattenwärmeübertragern

Analog zum Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung liegt bis jetzt auch keine Untersuchung zur Kondensation an 2D-sinusförmigem Plattenkanal vor. Im Gegensatz

dazu wurden mehrere Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes bei der Kondensation im Plattenwärmetauscher von Autoren vorgeschlagen [58], [78]-[79].

Yan et al. [58] haben den Wärmeübergang und Druckverlust in einem herkömmlichen Plattenwärmeübertrager (**Bild 2.5**) untersucht. In den Experimenten wurden drei Plattenapparate mit jeweils zwei Kanälen eingesetzt, wobei ein Kanal abwärts mit R134a (zweiphasig) und der andere aufwärts von Kühlwasser durchgeströmt wurden. Die Platten sind so angeordnet, dass die seitlichen Platten V-Rillen und die beiden Seiten der mittleren Platte umgekehrte V-Rillen aufweisen.

In der Arbeit wurden die folgenden Korrelationen für den Wärmeübergang und Druckverlust empfohlen:

$$\bar{Nu}_{KON,PHE} = \frac{\alpha_{KON} \cdot d_h}{\lambda_F} = 4,118 Re_{EQ}^{0,4} Pr^{1/3}, \quad (2.70)$$

$$\zeta_{KON,PHE} \cdot Re^{0,4} Bo^{-0,5} \left(\frac{p_m}{p_C} \right)^{-0,8} = 94,75 Re_{EQ}^{-0,0467} \quad (2.71)$$

$$Re_{EQ} = \frac{\dot{m}_{EQ} \cdot D_h}{\mu_F} \quad (2.72)$$

$$Bo = \frac{\dot{q}_W}{\dot{m}_K \Delta h_V} \quad (2.73)$$

$$\dot{m}_{EQ} = \left(1 - x_m + x_m \left(\frac{\rho_F}{\rho_V} \right)^{0,5} \right) \cdot \dot{m}. \quad (2.74)$$

Hierin bezeichnet p_C den kritischen Druck von R134a (bei 40,64 bar), Re_{EQ} die äquivalente Reynolds-Zahl und Bo die Siedekennzahl. Diese Korrelationsgleichungen weisen eine Abweichung von ca. $\pm 15\%$ von den experimentellen Ergebnissen auf.

Weitere Untersuchungen zur Kondensation in Plattenapparaten sind in **Tabelle 2-6** zusammengestellt. Die empfohlenen Korrelationen können **Tabelle 2-7** entnommen werden.

Tabelle 2-6: Untersuchungen zur Kondensation in den Plattenapparaten

Autor	Fluid	A	d	m	Re _L	β
		m	mm	kg/m ² s	–	–
Würfel, Ostrowski [79]	n-heptane Wasser	0,56 x 0,19	2,5-7,4	–	350-1650	60°/60° 60°/30° 30°/30°
Han, Lee, Kim [58]	R410A R22	0,522 x 0,12	3,88	14-34	–	20°/20° 35°/35° 45°/45°
Kuo, Lie, Hsieh, Lin [78]	R410A	0,5 x 0,12	3,3	50-150	–	60°/60°

Tabelle 2-7: Die Korrelationen für Wärmeübergang und Druckverlust bei der Kondensation in Plattenwärmeübertrager

Autor	β	$\bar{Nu}_{KON,PHE}, \bar{\alpha}_{KON,PHE}$	$\zeta_{KON,PHE}$
	–	–	–
Würfel, Ostrowski [79]	60°/60° 60°/30° 30°/30°	$3,77 Re^{0,43} Pr^{0,33}$ $3,2 Re^{0,46} Pr^{0,33}$ $0,325 Re^{0,62} Pr^{0,33}$	–
Han, Lee, Kim [58]	20°/20° 35°/35° 45°/45°	$10,75 Re^{0,44} Pr^{0,33}$ $26,91 Re^{0,311} Pr^{0,33}$ $28,6 Re^{0,247} Pr^{0,33}$	$211,8 Re^{-0,77}$ $1759,4 Re^{-1,056}$ $28781 Re^{-1,41}$
Kuo, Lie, Hsieh, Lin [78]	60°/60°	$\bar{\alpha}_{KON,PHE} = \alpha_L \left(0,25 Co^{-0,45} Fr^{0,25} + 75 Bo^{0,75} \right)$ $\bar{\alpha}_L = 0,2092 \left(\frac{\lambda}{D_h} \right) Re^{0,78} Pr^{0,33} \left(\frac{\mu_a}{\mu_w} \right)^{0,14}$	$21,5 Re^{-1,14} Bo^{-0,085}$

3 EIGENE EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN

3.1 ARBEITSMETHODEN

Wie in der Aufgabenstellung dargelegt, soll der Wärmeübergang bei der Kondensation von Dämpfen an innenseitig gekühlten Thermoplatten experimentell untersucht werden, **Bild 1.2**. Bei solcher Anordnung sind die Wärmeübergangskoeffizienten α_i und α_a auf der Seite des Kühlfluids und des kondensierenden Dampfes über die thermische Leistung \dot{Q} des Apparates:

$$\dot{Q} = k A \Delta T \quad (3.1)$$

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_i} + \frac{\delta_W}{\lambda_P} + \frac{1}{\alpha_a} \quad (3.2)$$

miteinander verknüpft.

Bekannt oder experimentell erreichbar in Gln. (3.1) und (3.2) sind die treibende Temperaturdifferenz ΔT , die Stoffwerte und der Wärmestrom \dot{Q} . Unbekannt sind die Wärmeübergangskoeffizienten α_i und α_a sowie der Wärmedurchgangskoeffizient k , sodass das Gleichungssystem unterbestimmt ist.

Zur Lösung des Gleichungssystems bei ähnlichen Aufgabenstellungen wird vielfach das in der Literatur als **Wilson-Plot** bekannte Verfahren zugrunde gelegt. Eine Anwendung dieses Verfahrens scheidet jedoch in den eigenen Untersuchungen aus. Einerseits ist das Verhalten des Wärmeübergangs (Kühlfluid und Kondensation) an Thermoplatten gänzlich unbekannt. Andererseits lässt die Struktur der Plattenoberfläche (**Bild 1.1**) keine homogene Änderung des Wärmeübergangs mit Variation der Fluidgeschwindigkeit erwarten, wodurch eine erfolgreiche Anwendung des Wilson-Verfahrens ausgeschlossen ist. Einer der beiden Wärmeübergangskoeffizienten α_a oder α_i , sowie der Wärmedurchgangskoeffizient k sind daher getrennt zu bestimmen.

Für diese Zwecke wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Anlagen aufgebaut, eine dient zur Bestimmung des Wärmeübergangs und Druckabfalls auf der Kühlfluidseite und die andere zur Bestimmung des Wärmeübergangs und Druckabfalls auf der Kondensationsseite.

3.2 UNTERSUCHUNG AUF DER SEITE DES KÜHLFLUIDS

Experimente zum kühlfluidseitigen Druckabfall im einphasigen Fluidbereich – wie hier realisiert – gestalten sich relativ einfach. Messungen zum Wärmeübergang sind hingegen erheblich komplexer. Örtliche Messungen sind wegen der Plattenstruktur praktisch ausgeschlossen. Zudem lässt diese Struktur keine zuverlässige Bestimmung der mittleren Wandtemperatur bei Fluid – Fluid – Wechselwirkung z.B. mittels Thermoelemente zu. Zum einen ändert sich die Wandtemperatur innerhalb eines Strukturelements, zum anderen ändert sie sich auch von Element zu Element sowohl längs als auch quer zur Fluidströmung.

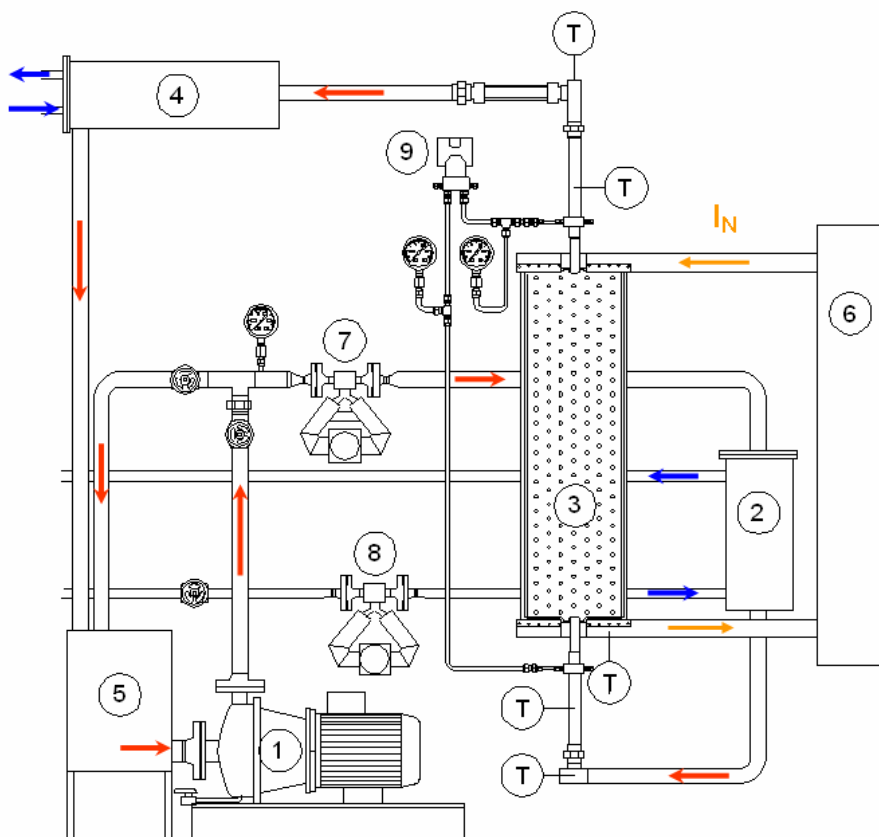


Bild 3.1: Thermoplatte als elektrischer Widerstand bei elektrischer Direktbeheizung



Bild 3.2: Fotoaufnahme der Versuchsanlage für die Untersuchungen auf der Seite des Kühlfluids

- | | |
|------------------------|-----------------------------|
| 1 – Pumpe | 2 – Wärmeübertrager |
| 3 – Thermoplatte | 4 – Wärmeübertrager |
| 5 – Behälter | 6 – Netzgerät |
| 7,8 – Durchflussmesser | 9 – Differenzdruckaufnehmer |

Um den Wärmeübergangskoeffizienten α_i auf der Seite des Kühlfluids zu gewinnen und den Wärmedurchgangskoeffizienten k nach Gl. (3.2) in seine Anteile zu zerlegen, eignen sich die Messungen bei einer elektrischen Direktbeheizung der Thermoplaten. Die für die Experimente verwendete Versuchsanlage ist in **Bild 3.1** illustriert. **Bild 3.2** vermittelt einen Gesamteindruck von der realisierten Anlage.

Das Testfluid (synthetisches Wärmeträgeröl, Marlotherm X, Fa. Hüls, Dichte 880 kg/m^3 , elektrische Leitfähigkeit $5,9 \times 10^{18} \text{ } \Omega \text{ cm}$, spez. Wärmekapazität 1700 J/(kgK)),

kinem. Viskosität $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$) wird in den Kreislauf geführt. Die Pumpe 1 (Fa. Edur, CBL 32-200/224, max. Durchsatz $8 \text{ m}^3/\text{h}$) fördert das Fluid durch einen Wärmeübertrager 2, durch die Versuchsplatte 3, einen weiteren Wärmeübertrager 4 in einen Behälter 5, von wo aus es von der Pumpe 1 angesaugt wird.

Fluidseitig werden der Massenstrom (Coriolis Durchflussmesser, Fa. Micro Motion CMF 050), der Druckabfall (Druckaufnehmer Fa. Rosemount, 3051 CD4) an der Versuchsplatte sowie die für die Auswertung der Experimente notwendigen Temperaturen (Temperaturfühler PT100 Fa. Rössel, Grundgenauigkeit $0,15 \text{ K}$, 4-Leitertechnik) bestimmt.

Die vom Kühlfluid durchflossene Platte ist zugleich als Widerstand in einen elektrischen Stromkreis geschaltet, **Bild 3.1**. Die in der Platte dissipierte elektrische Energie wird als thermische Energie vom Versuchsfluid aufgenommen. Dies findet bei einer Temperatur der Wand (Plattenoberfläche) oberhalb der Fluidtemperatur statt, sodass diesem Wärmetransport ein Wärmeübergangskoeffizient zugeordnet werden kann. Zur Versorgung der Platte mit Energie dient ein Netzgerät (Gleichstromnetzgerät, Fa. Munk, family omega XXL, 0-10 V, 0-2000 A, max. 20 kW).

Die in den Experimenten verwendete Thermoplatte ist senkrecht angeordnet. Ihre Abmessungen (Breite x Höhe x Dicke) betragen $b = 300 \text{ mm} \times L_P = 1000 \text{ mm} \times D_P = 5 \text{ mm}$. Die Dicke des Blechs (rostfreier Stahl) ist $\delta_W = 0,8 \text{ mm}$. Die vom Fluid durchströmte Fläche beträgt $A_Q = 725 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ und der innere hydraulische Durchmesser der Platte $d_{i,h} = 537 \times 10^{-5} \text{ m}$. Die Platte ist mit versetzt angeordneten Schweißstellen im Abstand von 36 mm in Längs- und 42 mm in Fließrichtung versehen. Die Schweißstellen haben einen Durchmesser von 10 mm . Die Ein- und Austrittsrohre ($\varnothing 27 \text{ mm}$) der Thermoplatte befinden sich in der Mitte der Plattenbreite. Weitere Details können den Unterlagen der Fa. Bucu, Geesthacht, entnommen werden.

Die Übertragung der elektrischen Energie an die Platte findet über die auf der gesamten Plattenbreite angebrachten Kupferschienen statt. Diese sind durch

Schrauben an die Platte befestigt. Dabei wurde darauf geachtet, dass der Energietransport bei einem möglichst geringen elektrischen Kontaktwiderstand realisiert wird. Auf diese Weise soll die Energieübertragung möglichst ohne Dissipation an den Kontaktstellen stattfinden.

Die Thermoplatte ist elektrisch von den Anlagenkomponenten durch zwei Einsätze aus POM getrennt. Eine Holzverkleidung dient als Schutz und zur Aufnahme der thermischen Isolierung.

3.2.1 Ablauf und Auswertung der Experimente

In den Experimenten wurde zunächst der elektrische Plattenwiderstand unter isothermen Bedingungen der Thermoplatte bei unterschiedlichen Temperaturen ermittelt und durch eine Korrelation der Form

$$R = R(T_W) \quad (3.3)$$

erfasst.

Aus Strom – Spannungsmessungen an der Platte wurde der Wärmestrom

$$\dot{Q} = U_P \cdot I_P = R \cdot I_P^2 \quad (3.4)$$

und aus dem elektrischen Widerstand $R = U_P / I_P$ eine mittlere Temperatur T_W der Wand (Platte) entsprechend der Gl. (3.3) bestimmt, $T = T_W(R)$.

Der Wärmeübergangskoeffizient α_j ergibt sich somit zu

$$\alpha_j = \frac{\dot{Q}}{A \Delta T} = \frac{R \cdot I_P^2}{A \Delta T}, \quad (3.5)$$

worin A die wärmeübertragende Oberfläche (beide Seiten) und ΔT eine geeignet definierte treibende Temperaturdifferenz darstellt.

Für ΔT empfiehlt es sich, die mittlere logarithmische Temperaturdifferenz zu wählen,

$$\Delta T = (T_{F,AUS} - T_{F,EIN}) / \ln \frac{T_W - T_{F,EIN}}{T_W - T_{F,AUS}}, \quad (3.6)$$

worin $T_{F,EIN}$ und $T_{F,AUS}$ die Fluidtemperaturen am Ein- und Austritt der Platte sind.

Bei einer Beachtung der Wärmeverluste \dot{Q}_V an die Umgebung gilt

$$\dot{Q} = RI^2 - \dot{Q}_V = \dot{M}c_p (T_{F,AUS} - T_{F,EIN}), \quad (3.7)$$

so dass sich aus Gln. (3.5) bis (3.7) der Zusammenhang

$$\alpha_i = \frac{\dot{M}c_p}{A} \ln \frac{T_W - T_{F,EIN}}{T_W - T_{F,AUS}} \quad (3.8)$$

ergibt.

Wie Gl. (3.8) zeigt, lassen sich der Fluidstrom \dot{M} und seine Eintrittstemperatur $T_{F,EIN}$ sowie die Wandtemperatur T_W (Wärmestrom, Gl. (3.4)) unabhängig voneinander variieren. In den Experimenten wurden der Massenstrom und die Eintrittstemperatur als übergeordnete Parameter gewählt.

Die Nusselt- und die Reynolds-Zahl sind definiert als:

$$Nu_i = \frac{\alpha_i d_{i,h}}{\lambda_L}, \quad Re_i = \frac{u_i d_{i,h}}{\nu_L}. \quad (3.9)$$

Der Widerstandsbeiwert ξ berechnet sich aus:

$$\Delta p_i = \xi \frac{L}{d_{i,h}} \frac{\rho u_i^2}{2}, \quad u_i = \frac{\dot{M}}{\rho_L A_Q}, \quad (3.10)$$

worin Δp_i den innenseitigen Druckabfall bezeichnen.

3.2.2 Messbereiche und Messtechnik

Der Volumenstrom des Wärmeträgeröls kann zwischen $0,5 \text{ m}^3/\text{h}$ und $6 \text{ m}^3/\text{h}$ variiert werden, was den Geschwindigkeiten in der Platte von $0,25 \text{ m/s}$ bis 3 m/s entspricht. Bei Volumenströmen über $5 \text{ m}^3/\text{h}$ tritt jedoch in der Platte Kavitation auf, was sich durch Geräusche und Vibrationen bemerkbar macht. Das verwendete Messgerät (Micro Motion Elite CMF 050) weist eine Genauigkeit von $\pm 0,15 \%$ in einem Messbereich von 1000 kg/h bis 4000 kg/h auf.

Zur Ermittlung der Fluidtemperatur am Ein- und Austritt der Platte wurden kalibrierte 4-Leiter-Widerstandssensoren (Pt100) verwendet. Sie sind in der Mitte des Strömungsquerschnitts kurz vor dem Eintritt und unmittelbar nach dem Austritt der Platte angeordnet. Die Messunsicherheit ist kleiner als $\pm 0,15\text{K}$.

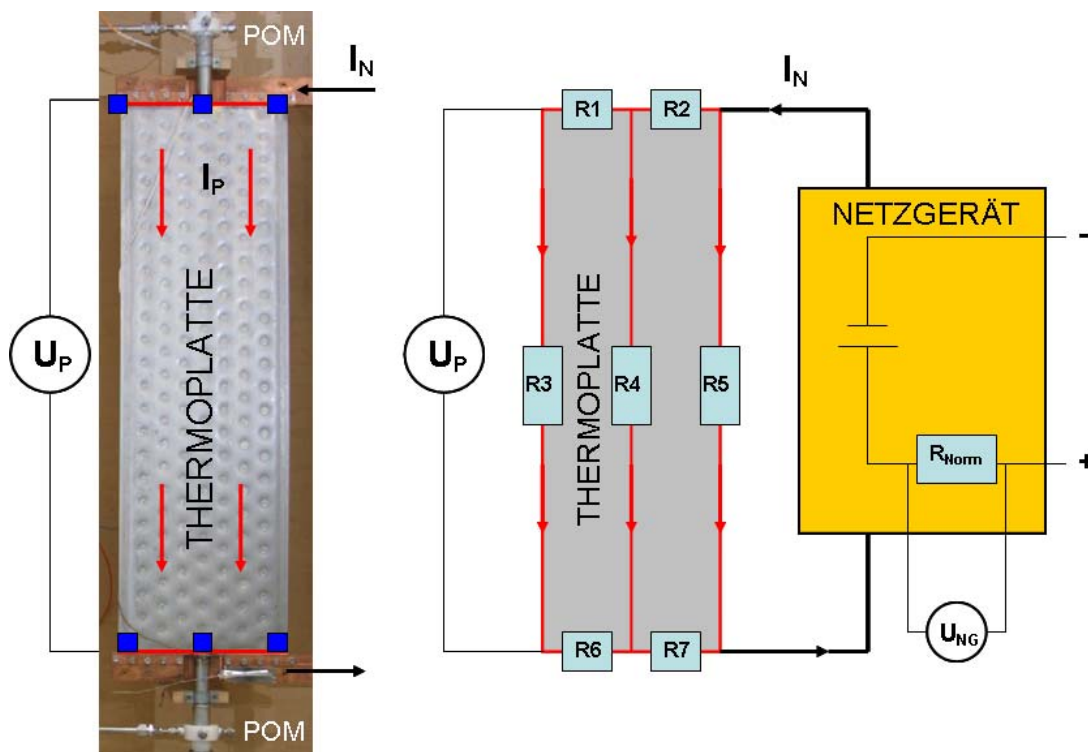


Bild 3.3: Elektrischer Kreislauf der Versuchsanlage zur Messung der Wandtemperatur und des Wärmeübergangs auf der Seite des Kühlfluids

Weiterhin wurden die Temperaturen im Behälter sowie auf den elektrischen Anschlüssen (Kupferschienen) erfasst, **Bild 3.1**. Mithilfe von Sensoren auf der

Außenseite der Rohre besteht eine Kontrolle der Temperaturentwicklung. Die aufgenommenen Werte können jedoch nicht zur Auswertung herangezogen werden.

Alle Temperaturmesswerte wurden mit einem Präzisionsthermometer (Prema 3040) verarbeitet. Nach Herstellerangaben beträgt die Messgenauigkeit dieses Gerätes $\pm 0,04$ °C.

Zur Messung des Druckabfalls wurde ein Differenzdruckaufnehmer (Rosemount 3051) mit einer Messgenauigkeit von $\pm 0,075$ % verwendet. Die Bohrungen für die Druckleitung befinden sich in dem POM-Übergangsstück ca. 200 mm vor und hinter der Platte.

Zur Bestimmung der abgegebenen elektrischen Leistung sowie der Wandtemperatur der Platte wurden der Spannungsabfall über die Platte und die Stromstärke ermittelt. Zu diesem Zweck ist Anschlussmöglichkeit an den beiden Plattenbreiten vorgesehen, **Bild 3.3**. Bei den Testversuchen wurde festgestellt, dass die Messungen der elektrischen Spannung je nach Messposition aufgrund unterschiedlicher Widerstände entlang der Plattenbreite geringe Unterschiede in den Werten lieferten. Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, wurde danach die Gesamtspannung an sechs unterschiedlichen Stellen entlang der Platte parallel gemessen. Die dort abgegriffene Spannung U_P hängt von der eingestellten Stromstärke I_N und dem gesamten elektrischen Widerstand R der Platte ab. Die Stromstärke $I_N = I_P$ wurde aus dem gemessenen Spannungsabfall U_{NG} an einem hochgenauen Widerstand ($R_{Norm} = 60\mu\Omega$, Klasse 0,5) im Netzgerät ermittelt. Die Spannungen wurden mit einem Mikrovolt-/Nanoohmmeter (Agilent 34420 A) mit einer Genauigkeit von ca. 0,005 % (je nach Messbereich) erfasst.

3.2.3 Elektrischer Widerstand der Thermoplatte

Wie in Gl. (3.3) ausgewiesen, benötigt man zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α_i die Fluidtemperaturen $T_{F,EIN}$ und $T_{F,AUS}$, den Massenstrom \dot{M} und die Wandtemperatur T_W . Die Wandtemperatur ist experimentell nicht direkt

zugänglich, sondern muss aus den elektrischen Größen ermittelt werden. Hierzu wurde im Betrieb der Anlage bei unterschiedlichen thermischen Belastungen der elektrische Widerstand der Platte aus

$$R = \frac{U_P}{I_P} \quad (3.11)$$

gewonnen.

Diesem Widerstand der nicht isothermen Platte wird eine über die Plattenoberfläche gemittelte Temperatur T_W entsprechend Gl. (3.3) zugeordnet. Daher galt es, zunächst den Plattenwiderstand unter isothermen Bedingungen möglichst zuverlässig zu bestimmen.

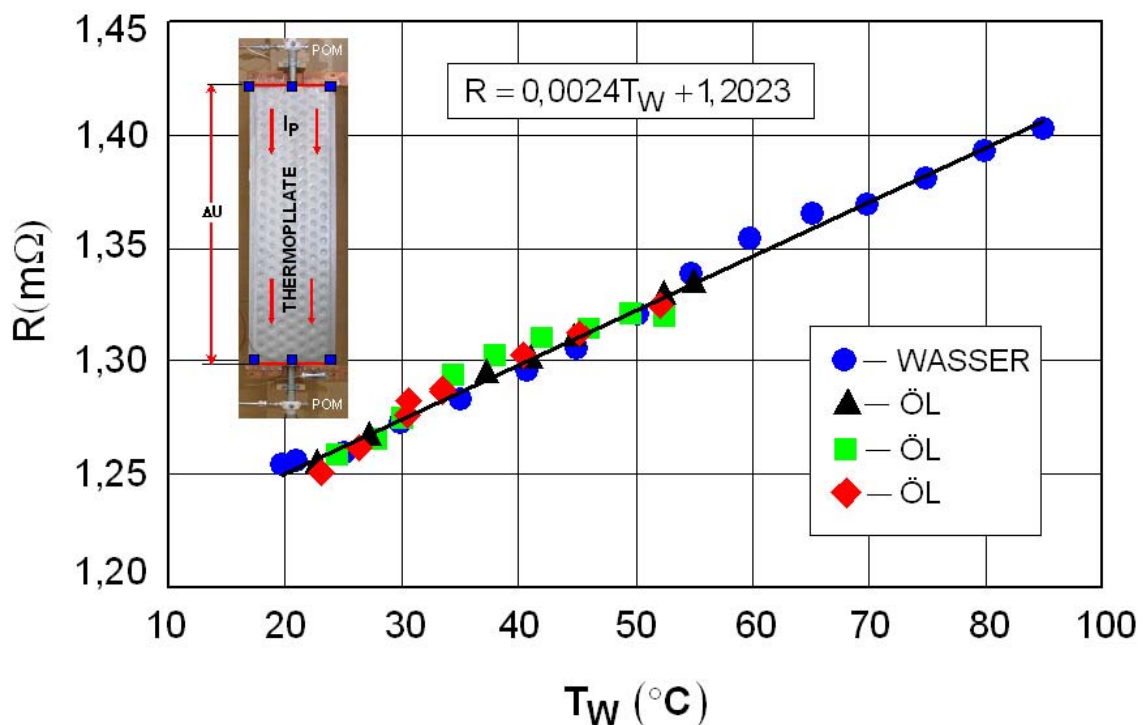


Bild 3.4: Elektrischer Widerstand R der Thermoplate als Funktion der Platten-temperatur

Die entsprechenden Experimente laufen isotherm ab, d.h., das Fluid besitzt im gesamten Bereich der Platte eine einheitliche Temperatur. Die eingebrachte

elektrische Leistung muss möglichst klein gehalten werden, die geforderte Messungsgenauigkeit darf dadurch jedoch nicht beeinflusst werden.

Bei einer Stromstärke von beispielsweise 200 A beträgt die thermische Leistung 60 W. Die Erwärmung des Fluids durch die eingebrachte Leistung bedingt bei einem Ölmassenstrom von 3500 kg/h eine Temperaturdifferenz von ca. 0,04 K, was im Bereich der für Temperaturmessungen verwendeten Fühler liegt. Die Platte kann daher unter dieser Bedingung als isotherm betrachtet werden.

Bild 3.4 zeigt die experimentell ermittelten Werte des elektrischen Plattenwiderstands in Abhängigkeit von der Temperatur. Neben dem Öl wurde in den Experimenten auch destilliertes Wasser verwendet. Wie dem Bild entnommen werden kann, lässt sich der Widerstand in diesem Temperaturbereich hinreichend genau durch die Gerade

$$R = 1,2023 + 2,4 \cdot 10^{-3} \cdot T_W \quad (3.12)$$

$$T_W \text{ in } ^\circ\text{C}, \quad R \text{ in m}\Omega$$

erfassen.

In den Experimenten zur Bestimmung des Plattenwiderstands wird eine Temperatur bis zu 85 °C abgedeckt. Dieser Temperaturbereich ermöglicht eine ausreichende Variation der Stoffwerte und insbesondere der Viskosität des verwendeten Öls für die Untersuchungen zum plattenseitigen Wärmeübergang.

3.2.4 Ergebnisse für den inneren Wärmeübergang

Der Wärmeübergangskoeffizient wurde bei unterschiedlichen Massenströmen und unterschiedlichen Temperaturen des Öls bestimmt.

Im **Bild 3.5** sind die experimentellen Nusselt-Zahlen (Marlothermöl) über der Reynolds-Zahl dargestellt. In den Versuchen wurden Messreihen bei vier verschiedenen mittleren Öltemperaturen durchgeführt. Dabei wurde die Wandtemperatur möglichst konstant gehalten und der Massenstrom variiert. Wie das Bild zeigt, nimmt bei jeder

Messreihe die Nusselt-Zahl mit steigender Reynolds-Zahl zu; einer höheren Temperatur entspricht dabei eine größere Nusselt-Zahl.

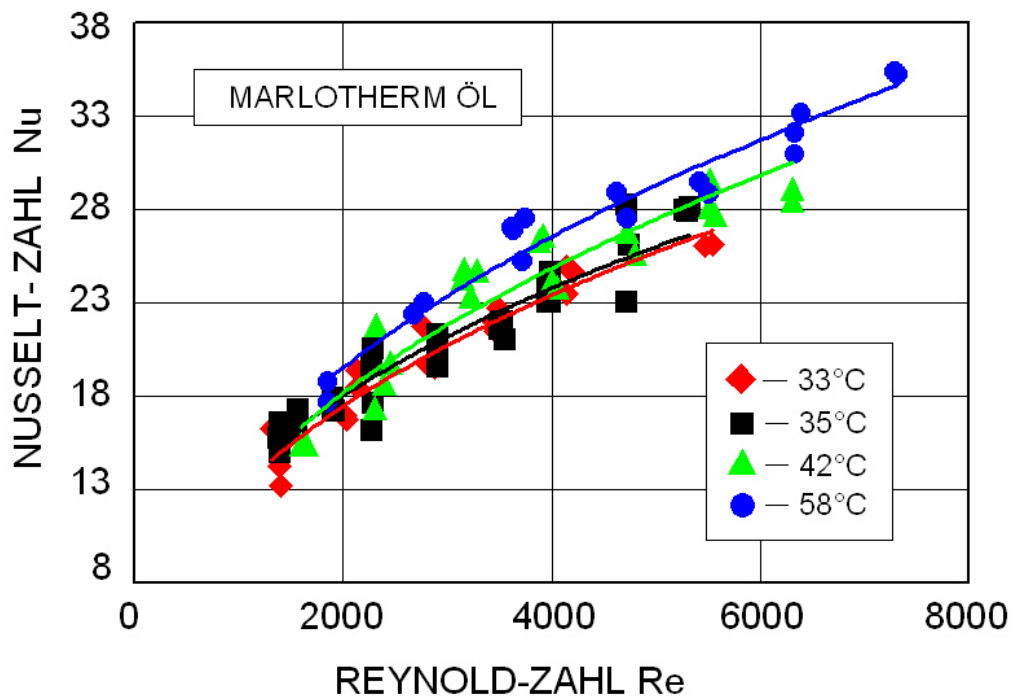


Bild 3.5: Nusselt-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl bei unterschiedlichen Öltemperaturen

Beachtet man lediglich die Abhängigkeit der Nusselt-Zahl Nu von der Reynolds-Zahl Re , so ergibt sich die Relation

$$Nu \sim Re^{0,44} . \quad (3.13)$$

Ähnliche Verläufe ergaben sich auch mit Wasser, das zur Kontrolle als Versuchsstoff in den Experimenten eingesetzt wurde, **Bild 3.6**. Wie aus diesem Bild folgt, verschieben sich die Kurven mit zunehmender Prandtl-Zahl Pr zu niedrigen Nusselt-Zahlen Nu hin, ein Zusammenhang, der auf den ersten Blick als ungewöhnlich erscheinen mag. Aus der Literatur ist nämlich bekannt, dass einer größeren Prandtl-Zahl eine größere Nusselt-Zahl entspricht. Für eine einfache Strömung (z.B. Plattengrenzschicht) gilt hiernach

$$Nu \sim Pr^{1/3} . \quad (3.14)$$

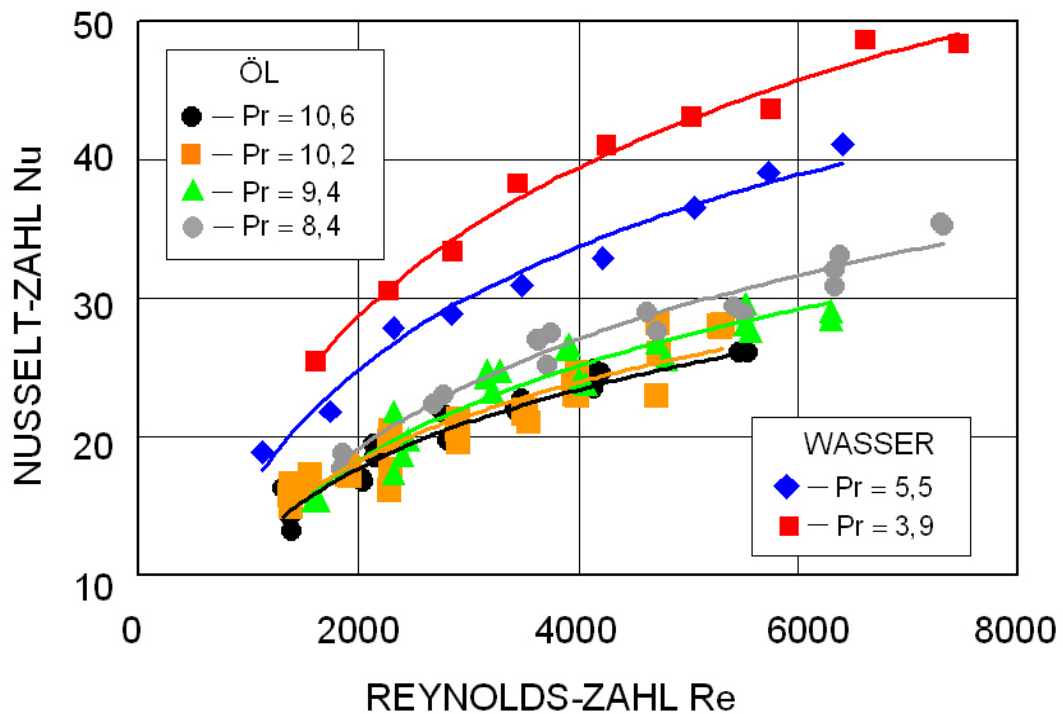


Bild 3.6: Nusselt-Zahl in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl bei Wasser und bei Marlothermöl

Die Abhängigkeit nach Gl. (3.14) wird vielfach auch für gewellte Platten und Plattenapparate [58]-[60] empfohlen. Sie wurden in Analogie zur Grenzschichttheorie an ebenen Platten adaptiert, ohne die Prandtl-Zahl des Mediums zu variieren. Diese Vorgehensweise ermöglicht die Anwendung der Wilsonplot-Methode zur Auswertung der Messungen. Diese Methode ist allerdings kaum brauchbar. Schon die Abweichung der Temperaturmessung von weniger als 0,1 K kann zu einem um 20 % höheren Wärmeübergang führen. Bei einer Abweichung von 1 K können sich sogar unphysikalische Größen ergeben [80].

Bedingt durch Schweißpunkte kann die Theorie der Plattenströmung (Grenzschichttheorie) hinsichtlich des Wärmeübergangs bei der Thermoplatte nicht gelten; die Strömungscharakteristik des Fluids in einer Thermoplatte ist völlig anders als bei einer ebenen, tangential angeströmten Platte.

Wie allgemein akzeptiert, siehe z.B. Brauer und Sucker [81], ist die Gültigkeit der Grenzschichttheorie bei der tangential angeströmten Platte nur bei der

Grenzschichtdicke kleiner im Verhältnis zur Plattenlänge L des Systems beschränkt. In diesem Fall muss die Reynolds-Zahl des Fluids wesentlich größer als 1 ($Re \gg 1$) sein. **Bild 3.7** zeigt einen Vergleich der tatsächlichen zu der aus der Grenzschichttheorie resultierenden relativen Grenzschichtdicke δ_S/L in Abhängigkeit von x/L für die Plattenströmung bei verschiedenen Reynolds-Zahlen nach Brauer und Sucker [81]. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Übereinstimmung mit steigender Reynolds-Zahl besser wird, dass aber noch für $Re = 100$ deutliche Abweichungen im Bereich der Vorderkante zu erkennen sind.

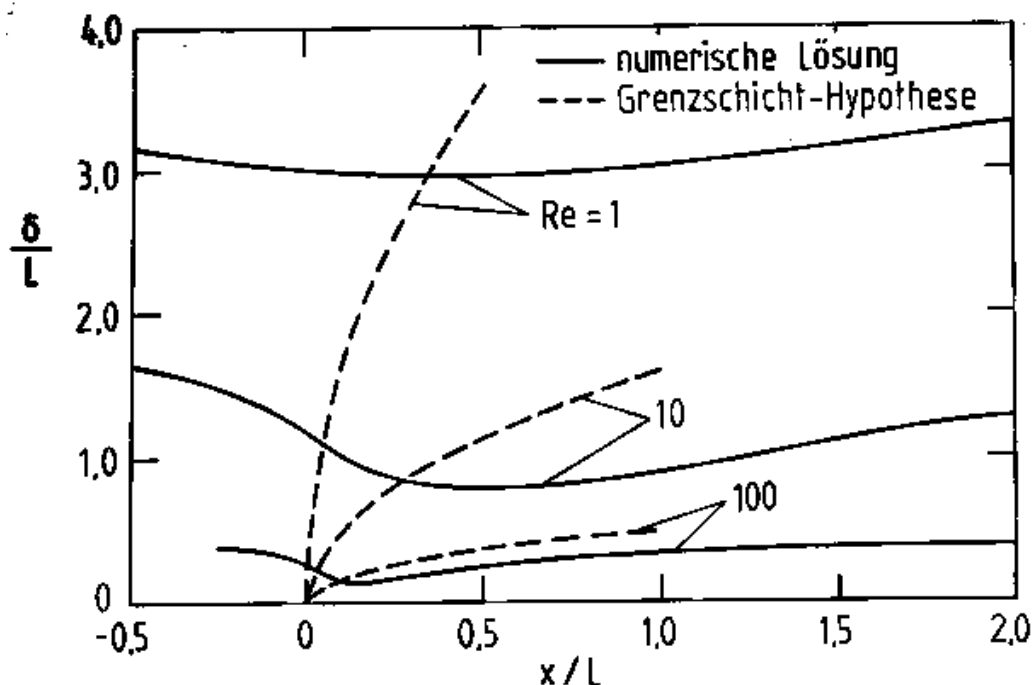


Bild 3.7: Vergleich der tatsächlichen zu der aus der Grenzschichttheorie resultierenden relativen Grenzschichtdicke δ_S/L in Abhängigkeit von x/L für die Plattenströmung bei verschiedenen Reynolds-Zahlen [81]

Die Strömungssimulation in der Thermoplatte (**Bild 3.8**) von Maletic [82] hat gezeigt, dass die Geschwindigkeit hinter der Schweißstelle meistens sehr klein ist und Rezirkulationszonen entstehen, die der Grenzschichttheorie fremd sind.

Um den Einfluss der Prandtl-Zahl auf die Wärmeübertragung in der Thermoplatte genauer zu untersuchen, sind Experimente bei unterschiedlichen Prandtl-Zahlen unumgänglich. Die eigenen Messungen haben gezeigt, dass die Nusselt-Zahl bei Wasser ebenso wie beim Malrothermöl umgekehrt proportional der Prandtl-Zahl ist.

Untersuchungen mit diesen beiden Testfluiden haben zu der folgenden Beziehung geführt:

$$\text{Nu}_i = 1,869 \cdot \text{Re}_i^{0,444} \text{Pr}^{-0,484} . \quad (3.15)$$

Sie gibt die gemessenen Nusselt-Zahlen mit einer Streuung kleiner $\pm 10\%$ wieder,

Bild 3.9. Sie gilt nur für die Geometrie der untersuchten Thermoplatte.

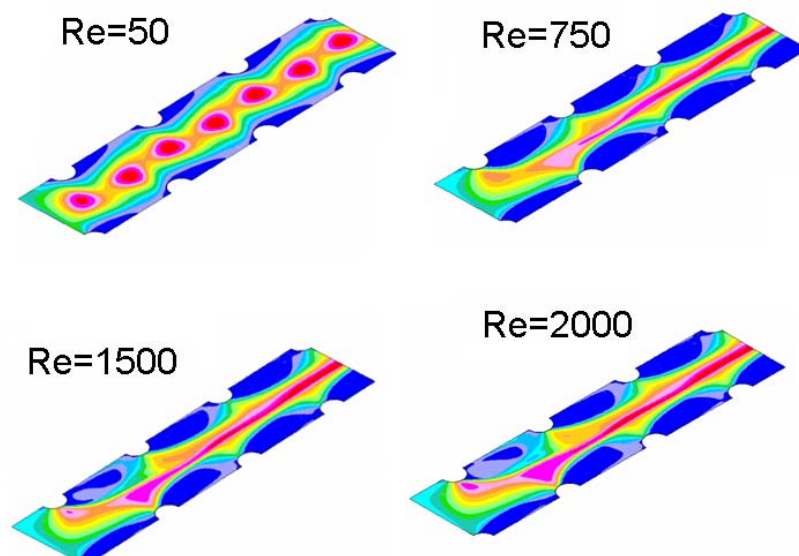


Bild 3.8: Strömungsbild in der Thermoplatte bei unterschiedlicher Reynolds-Zahl [82]

Um den Einfluss der Plattengeometrie (Schweißanordnung, Kanalbreite, Anschlussstelle) auf den konvektiven Wärmeübergang zu beschreiben und eine allgemeinere Korrelation aufzustellen, sind entsprechend weitere Untersuchungen mit anderen Plattengeometrien erforderlich.

Nach Gl. (3.15) hängt der innenseitige Wärmeübergangskoeffizient α_i relativ stark von der Viskosität ν und Wärmeleitfähigkeit λ des Fluids ab, $\alpha_i \sim \lambda^{1,484} \cdot \nu^{-0,93}$. Ursächlich für dieses Verhalten ist die durch die Schweißstellen bedingte komplexe Strömung. In der Nähe der Schweißstellen ist die Strömung strikt laminar, in dem mittleren Bereich zwischen den Schweißstellen hingegen turbulent. Dieses lässt den

Schluss zu, dass die Strömung keinen Grenzschichtcharakter aufweist, sondern einer von Sekundärströmungen durchdrungenen Bewegung zuzuordnen ist*).

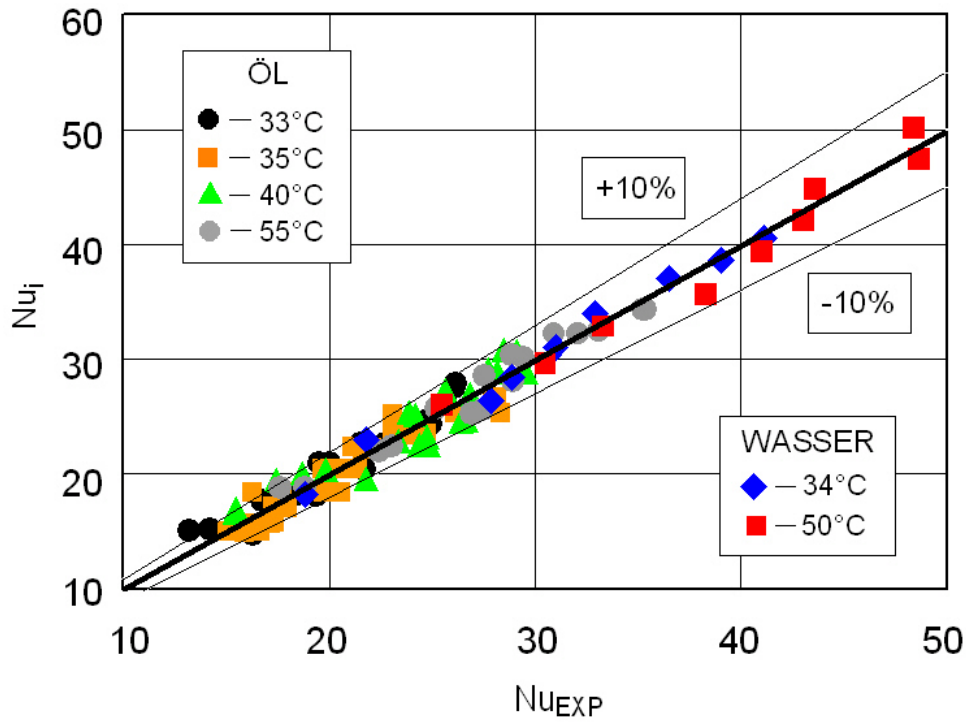


Bild 3.9: Die Abweichung der berechneten Nusselt-Zahlen von denen aus den Experimenten Medium (Wasser, Marlothermöl)

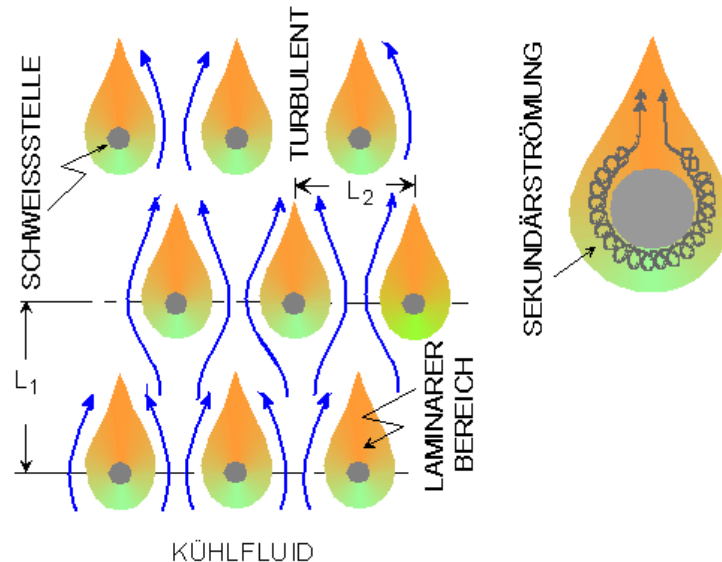


Bild 3.10: Strömungsbereiche des Innenfluids in einer Thermoplatte [83]

*) J. Mitrovic, B. Maletic: Proc 13th Int. Heat Transfer conference, Sydney, 2006.

3.2.5 Bestimmung des Druckverlustbeiwertes

Der Druckabfall in der Thermoplatte wurde bei unterschiedlichen Massenströmen und Temperaturen des Wassers bestimmt, **Bild 3.11**. Die experimentell gewonnenen Druckverlustbeiwerte wurden in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl durch Korrelation erfasst, **Bild 3.12**.

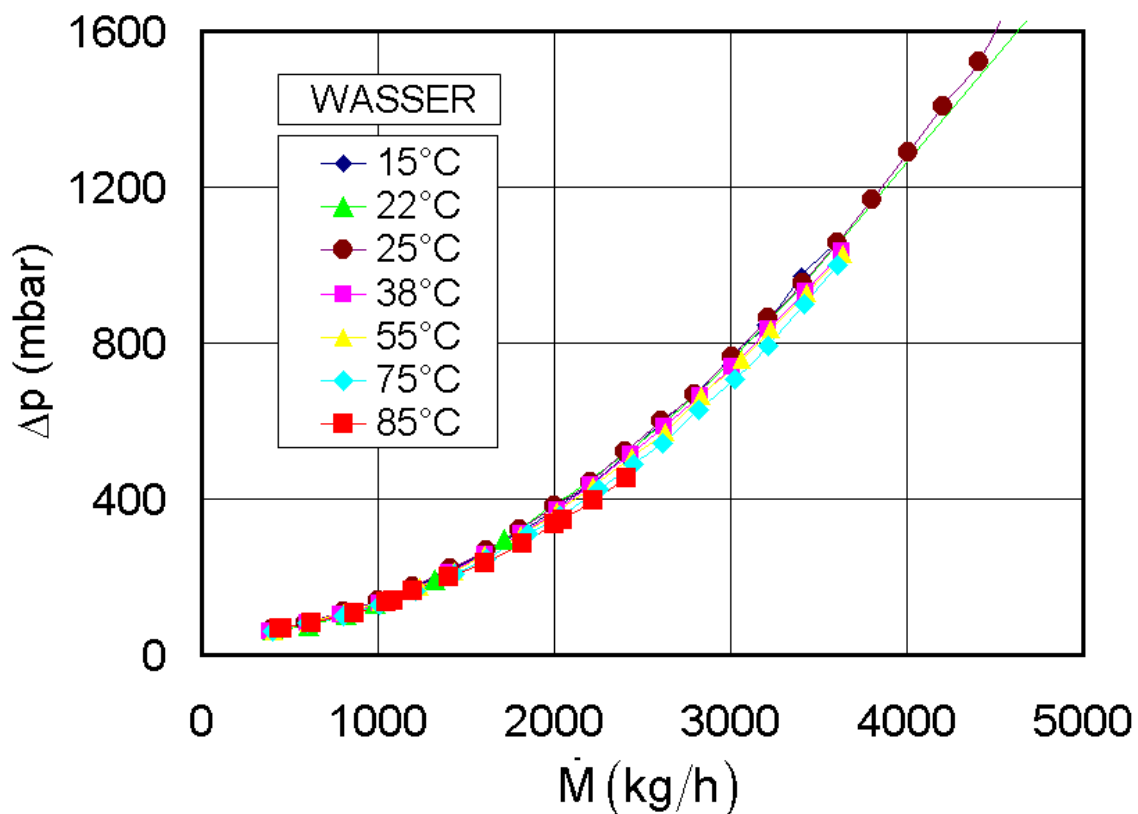


Bild 3.11: Druckabfall in der Thermoplatte bei unterschiedlichen Temperaturen und Massenströmen

In den Versuchen wurden Messreihen bei sieben verschiedenen Wassertemperaturen durchgeführt. Dabei wurden die Eintrittstemperatur konstant gehalten und der Massenstrom variiert. Wie das Bild zeigt, nimmt bei jeder Messreihe der Druckverlustbeiwert mit steigender Reynolds-Zahl ab. Bei kleinerer Reynolds-Zahl nimmt der Druckverlustbeiwert zunächst sehr stark und bei höherer Reynolds-Zahl leicht ab. Wie vermutet, weist der Druckverlustbeiwert nach Variation der Fluidtemperatur unterschiedliche Verläufe auf. Bei konstanter Reynolds-Zahl liegt der Druckverlustbeiwert mit höheren Fluidtemperaturen im laminaren wie auch im turbulenten Bereich deutlich höher als bei niedrigeren Temperaturen. Dieses Verhalten

wurde bis jetzt nicht in der Literatur beschrieben, da bei den meisten Wärmeübertragern der Druckverlustbeiwert nur von der Reynolds-Zahl abhängt.

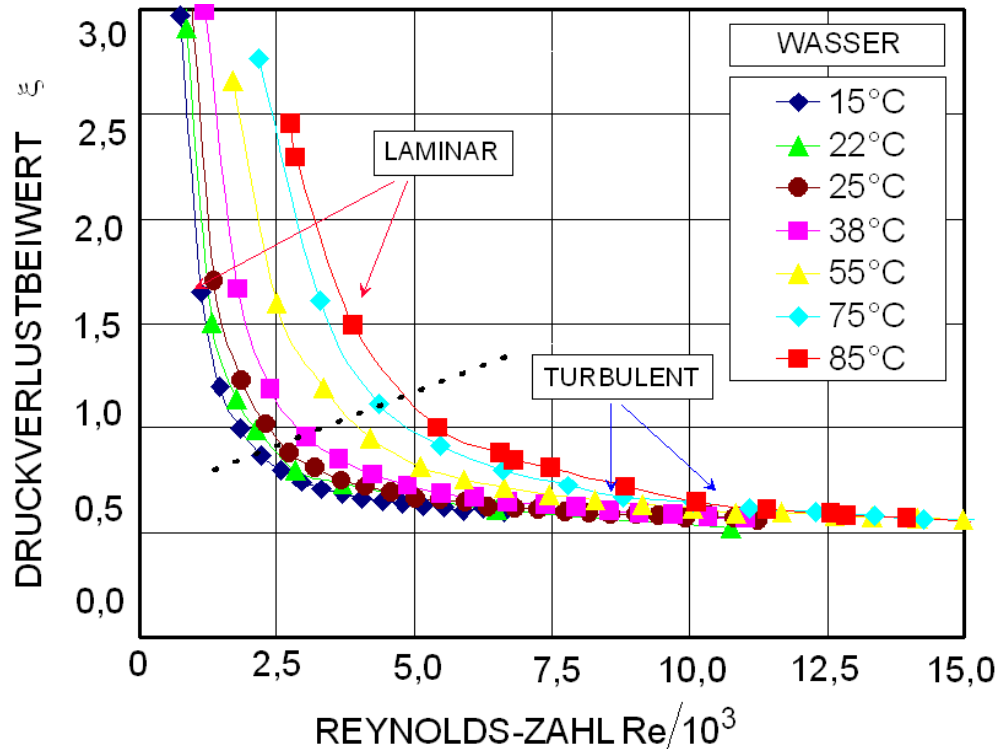


Bild 3.12: Druckverlustbeiwert der Thermoplatte als Funktion der Reynolds-Zahl

Mithilfe der Simulationsrechnung von Mitrovic & Maletic [82] konnte festgestellt werden, dass die Strömung in der Thermoplatte je nach Reynolds-Zahl anderen Charakter besitzt, siehe **Bild 3.8**. Der Bereich der Rezirkulationszone (blaue Farbe) nimmt mit zunehmender Reynolds-Zahl zu, dadurch fließt das meiste Fluid mit hoher Geschwindigkeit in der Mitte des Kanals. Dies lässt die Vermutung zu, dass bei der kleineren Reynolds-Zahl $Re < 7000$ die Größe der Rezirkulationszone und der in der Mitte des Kanals durchströmte Fluidbereich sehr stark von der Temperatur des Fluids abhängig sind, sodass die Korrelation für den Druckverlustbeiwert nicht nur mit der Reynolds-Zahl beschrieben werden kann.

Um die zuverlässige Korrelationen für den Druckverlust aufzustellen, sollen in Zukunft weitere Untersuchungen vorgenommen werden.

3.3 UNTERSUCHUNG AUF DER KONDENSATIONSSEITE

Auf der Seite des kondensierenden Dampfes wurden Messungen zum **Wärmeübergang und Druckabfall** vorgenommen. Während der Druckabfall direkt bestimmt werden kann, wird der Wärmeübergang α_{KON} durch den Wärmedurchgangskoeffizienten k erfasst. Der Wärmeübergangskoeffizient wird entsprechend dem Abschnitt 3.1 bestimmt. Der Wärmedurchgangskoeffizient wird aus der thermischen Leistung der Thermoplaten ermittelt.

3.3.1 Aufbau der Versuchsanlage

Die für die Kondensationsuntersuchungen aufgebaute Anlage ist in **Bild 3.13** dargestellt. Sie besteht hauptsächlich aus einem Kreislauf für das Testfluid und einem weiteren Kreislauf für das Kühlfluid, detaillierte Anlagezeichnungen siehe Anhang.

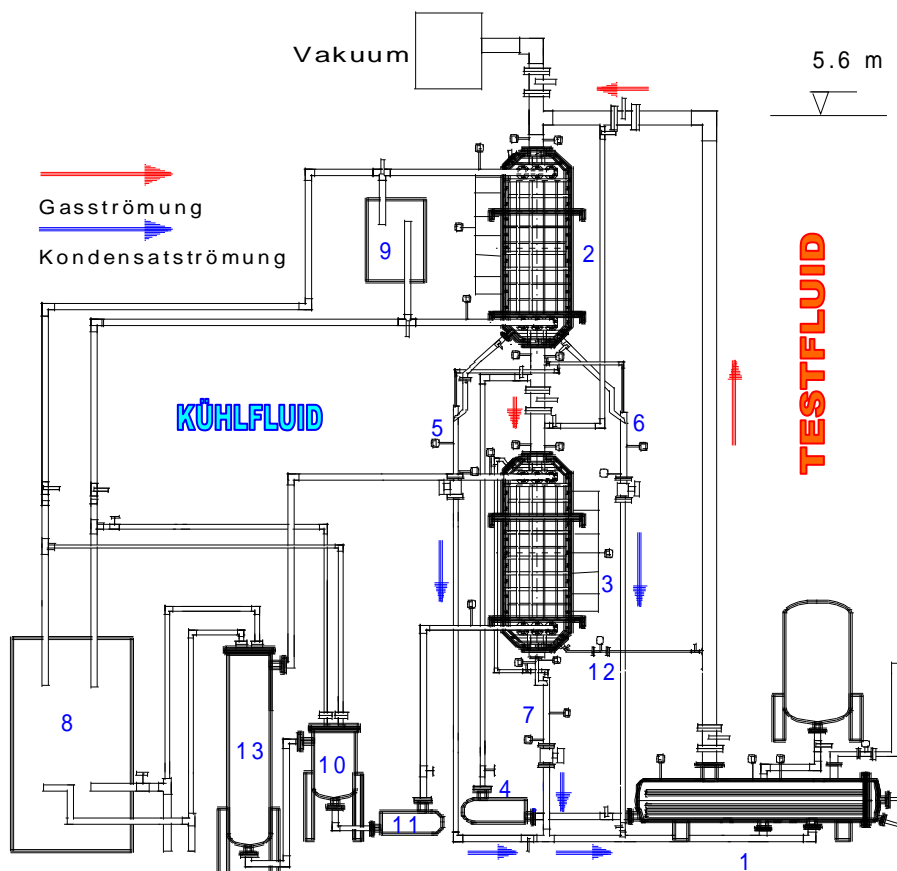


Bild 3.13: Anlagebild für Kondensationsuntersuchungen, siehe Anhang 8.1

Der Kreislauf für das Testfluid besteht aus einem Verdampfer 1, einem Partialkondensator 2 und einem Totalkondensator 3. Dieser Kreislauf enthält ferner eine Drehschieberpumpe 4 und drei Kondensatdurchflussmesser 5, 6 und 7. Die Durchflussmesser 5 und 6 dienen zur Messung des Kondensats am Partialkondensator, der Durchflussmesser 7 erfasst das Kondensat am Totalkondensator.

Der Kreislauf für das Kühlfluid besteht aus einer Kältemaschine 8, einem Thermostat 9, Wärmeübertragern 10 und 13 und einer Kreiselpumpe 11. Mithilfe der Kältemaschine 8 werden die Thermoplaten im Teilkondensator 2 gekühlt; mittels des Wärmeübertragers 10 wird die Kondensationstemperatur im Totalkondensator 3 geregelt. Der Thermostat 9 hat die Aufgabe, das Testfluid im Teilkondensator zu erhitzen. Mittels Wärmeübertragers 13 wird die Kondensationswärme aus dem Totalkondensator 3 abgeführt.

Im Hinblick auf die Aufstellung zuverlässiger Korrelationen und eine Modellierung der Kondensationsvorgänge wurden die folgenden Untersuchungen durchgeführt:

- Untersuchungen zum einphasigen Wärmeübergang und Druckabfall in durch Thermoplaten gebildeten Kondensationskanälen.
- Untersuchungen zum Wärmeübergang und Druckabfall bei der Kondensation reiner Dämpfe (Propanol).
- Experimentelle Untersuchungen zum Inertgaseinfluss auf die Kondensationskinetik.

3.3.2 Messtechnik in der Kondensationsanlage

Die Erfassung und Verarbeitung der Messsignale ist in **Bild 3.14** illustriert. Die gemessenen Größen, wie Temperaturen, Kühlfluidmassenströme der seitlichen Platten und Drücke werden vorher durch zwei identische Messdatenerfassungen (Agilent 34970 A) registriert. Im Gegensatz dazu können die Messwerte am Thermostat, sowie am Coriolis – Massendurchflussmesser für die Kühlfluidmassenströme der mittleren Platte- direkt an den Rechner übertragen werden.

Mittels einer integrierten Multifunktionskarte 34907A im zweiten Agilentgerät können alle Ventile wie pneumatische Ventile für Kondensatmessungen, Regelventile zur Steuerung der Verdampferleistung und Pumpen vom Rechner gesteuert werden.

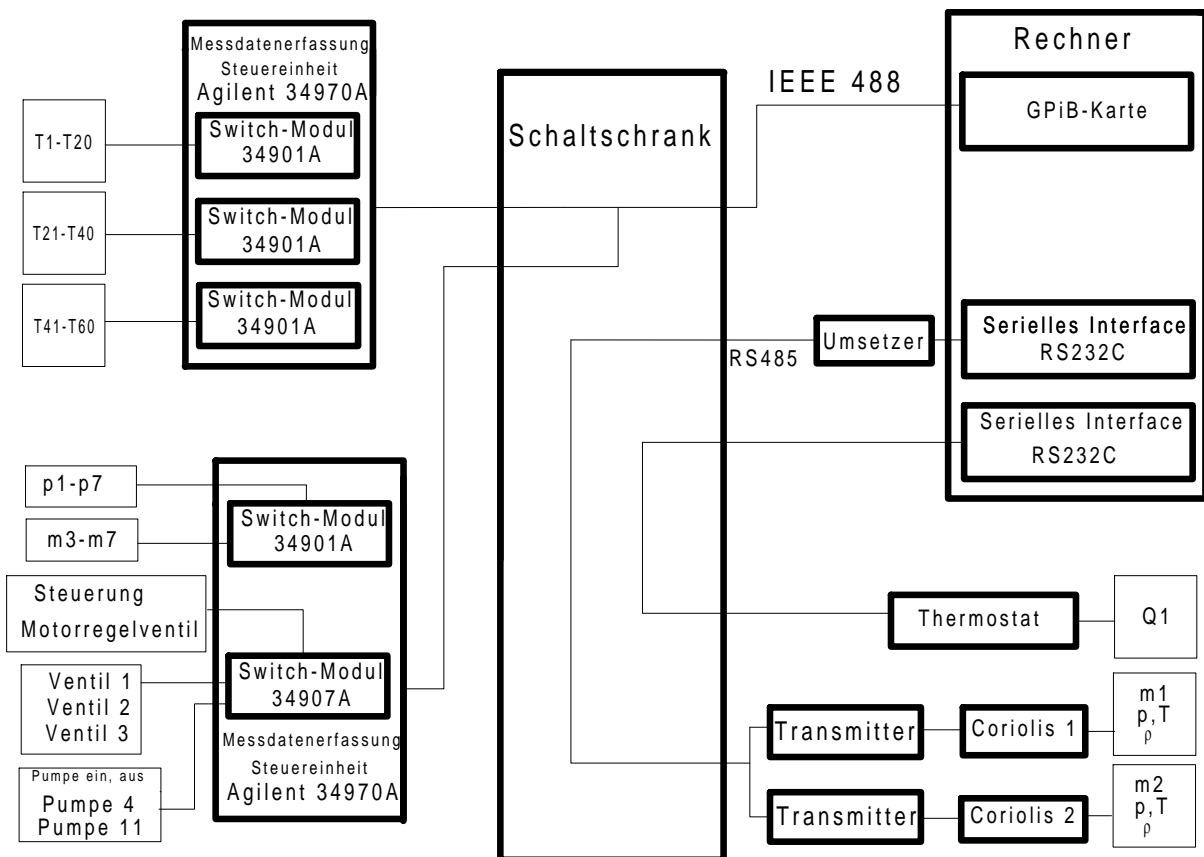


Bild 3.14: Fließbild der Messtechnik in der Kondensationsanlage

Von einem Schaltschrank aus werden die Signale durch entsprechende Karten bzw. Schnittstellen, wie z.B. serielle Schnittstelle RS232C, RS485 und sog. IEEE 488, auf den Rechner übertragen. Die Messdaten werden danach im Rechner mit der Software (LabVIEW) verarbeitet.

3.3.3 Messoberfläche der Anlage mit LabVIEW

Mittels der Software LabVIEW wurde eine Messoberfläche erstellt, **Bild 3.15**. Diese Messoberfläche zeigt alle online gemessenen Größen mit einer Integrationszeit von ca. 20 s auf dem Bildschirm, was eine Erleichterung der Wartung und die Automatisierung der Anlage ermöglicht.

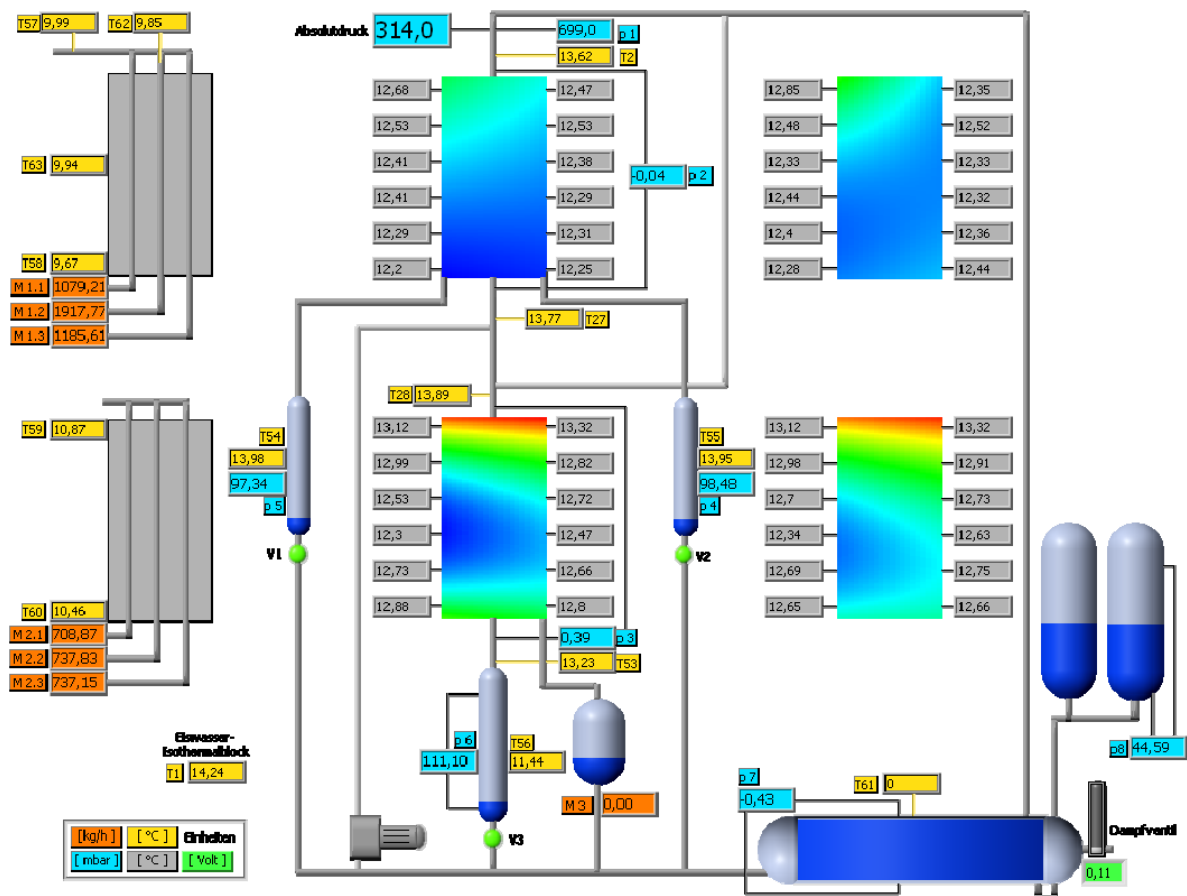


Bild 3.15: Messoberfläche bei der Kondensationsanlage

Mithilfe der Messoberfläche kann z.B. der Flüssigkeitsspiegel im Verdampfer und in den Kondensatmessbehältern beobachtet werden. Außerdem können die Kondensatströme an den Platten des Testkondensators und im Totalkondensator durch die Steuerung der Automatikventile (V1, V2, V3) online gemessen werden. Am Verdampfer befindet sich ein Regelventil, mit dem die Verdampferleistung verändert werden kann. In der Mitte und auf der rechten Seite sind die Temperaturverteilungen in den vier Kondensationskanälen mittels Zahlendarstellung als auch Farbeinteilung dargestellt. Auf der linken Seite sind die Kühlfluidmassenströme in den einzelnen Thermoblechplatten sowie die jeweiligen Kühlfluidtemperaturen am Eintritt und Austritt der Kondensatoren dargestellt.

3.3.4 Kalibrierung und Messgenauigkeit

Um die Messdaten zuverlässig zu erfassen, wurden alle Messgeräte vor den Experimenten kalibriert. Alle Druckaufnehmer zur Messung der Füllmenge im Verdampfer und in den Kondensatmessbehältern sowie zur Ermittlung der Druckverluste am Test- und am Totalkondensator wurden vom Hersteller (Fa. Emerson) kalibriert. Die Genauigkeit dieser Messgeräte beträgt $\pm 0,075\%$.

Das verwendete Messgerät zur Messung der Kühlfluidmassenströme der mittleren Platten im Test- und im Totalkondensator (Micro Motion Elite CMF 050) weisen eine Genauigkeit von $\pm 0,15\%$ in einem Messbereich von 500 kg/h bis 4000 kg/h auf.

Alle drei Kondensatmessbehälter wurden ebenfalls kalibriert. Um die Kondensatmengen in den Versuchen zu bestimmen ($\dot{M} = (A/g) \cdot dp/dt$), muss die Konstante A/g für jeden Behälter ermittelt werden^{*)} [86]. Diese Konstanten wurden mithilfe einer Dosierpumpe mit einer Genauigkeit von ± 1 ml/h bestimmt.

Bei der Kalibrierung wurde der Messbehälter bei einer konstanten Dosiermenge von 2000 ml/h befüllt und die zeitliche Abnahme des Druckes p aufgenommen. Aus der Änderung des Druckes mit der Zeit und dem konstanten Massenstrom der Dosierpumpe ergaben sich die Konstanten A/g wie folgt:

$$A_5/g = 1,60195 \cdot 10^{-4} \text{ ms}^2 \quad \text{Messbehälter 5}$$

$$A_6/g = 1,59743 \cdot 10^{-4} \text{ ms}^2 \quad \text{Messbehälter 6}$$

$$A_7/g = 8,39176 \cdot 10^{-4} \text{ ms}^2 \quad \text{Messbehälter 7}$$

Alle Thermoelemente für die Temperaturmessung wurden kalibriert. Für die Kalibrierung wurden ein Kalibrierthermostat, ein hoch genaues Widerstandsthermometer (Pt100) und zwei Messwerterfassungsanlagen verwendet. Bei dem Versuch wurden

^{*)} Hierzu kam ein eigenes entwickeltes Messverfahren zum Einsatz (J. Mitrovic: Einfache Methode zur Bestimmung von Fluidströmen, Chem. – Ing. Tech. 78 (2006), 569 – 570).

zunächst alle sechzig Thermoelemente und alle Platinwiderstände (Pt100) in einen Kupferblock hineingesteckt und im Badthermostat eingetaucht, dessen Temperatur entsprechend eingestellt wurde, **Bild 3.16**.

Zur Temperaturmessung wurde Eiswasser bei 0 °C als Referenz genommen. Um den Einfluss der Umgebung auf die Temperaturmessung zu minimieren, wurden die Thermoleitungen zwischen dem Temperatursensor und der Messwerterfassung in einem Alublock temperiert.

Bei der Kalibrierung wurde zunächst der Thermostat auf die Temperatur von 90°C eingestellt, danach wurde diese Temperatur schrittweise jeweils um 10°C auf die Temperatur von 10°C reduziert. Aus der gemessenen Thermospannung kann die Temperatur jedes Thermoelements nach EN 60584-1 berechnet werden. Es gilt:

$$U_i = U_{i,Alu} - U_1 \quad (3.16)$$

$$\vartheta_i = \sum_{i=0}^n C_i \cdot U_i, \quad (3.17)$$

wobei der Index i auf das i-te Thermoelement hindeutet.

Die Differenz zwischen der Temperatur des Thermoelements und der am Pt100 kann durch ein Polynom zweiten Grades erfasst werden:

$$\Delta t_i(\vartheta_i) = \vartheta_i - t_{Pt100} \quad (3.18)$$

$$f_{\Delta t,i}(\vartheta_i) = a_{0,i} + a_{1,i} \cdot \vartheta_i + a_{2,i} \cdot \vartheta_i^2 = \vartheta_i - t_{Pt100}. \quad (3.19)$$

In den Experimenten kann somit an jedem Thermoelement die Temperatur aus

$$t_{Pt100} = \vartheta_i - f_{\Delta t,i}(\vartheta_i) \quad (3.20)$$

ermittelt werden.

Durch die Kalibrierung können die Temperaturmessungen mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ vorgenommen werden.

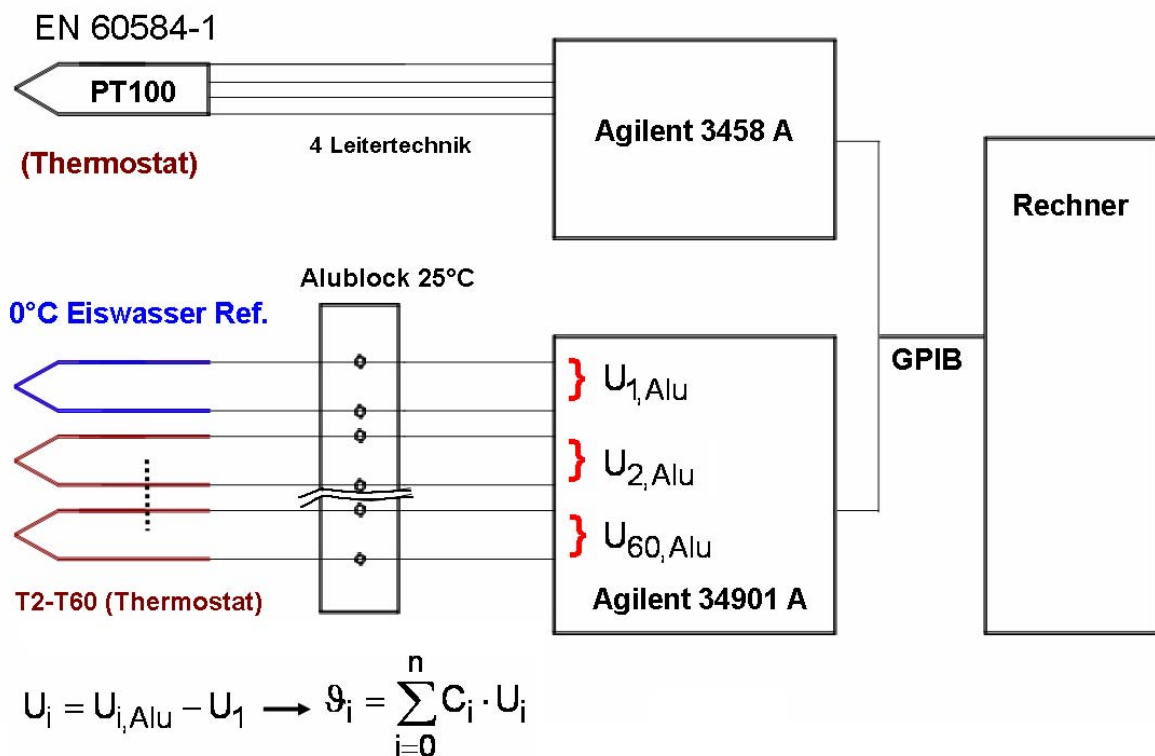


Bild 3.16: Apparaturen zur Kalibrierung der Thermoelemente

3.3.5 Untersuchungen mit einphasigem Dampf

In den Untersuchungen mit der Gasphase sind die Apparate der in **Bild 3.13** dargestellten Anlage entsprechend dem **Bild 3.17** miteinander verschaltet. Der im Dampferzeuger 1 generierte Dampf wird an der oberen Seite in den Wärmeübertrager 2 eingeleitet. Die in diesem Kondensator angeordneten Thermoplaten werden in den einphasigen Untersuchungen mit Dampf nicht gekühlt, sondern mittels eines Thermostaten 9 beheizt. Auf seinem Strömungsweg durch den Kondensator wird der Testdampf von der Sättigungstemperatur am Eintritt auf eine höhere Temperatur gebracht, die zu einer zuverlässigen Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangs ausreicht.

Der überhitzte Dampf gelangt anschließend in den Totkondensator 3, wo er vollständig verflüssigt wird.

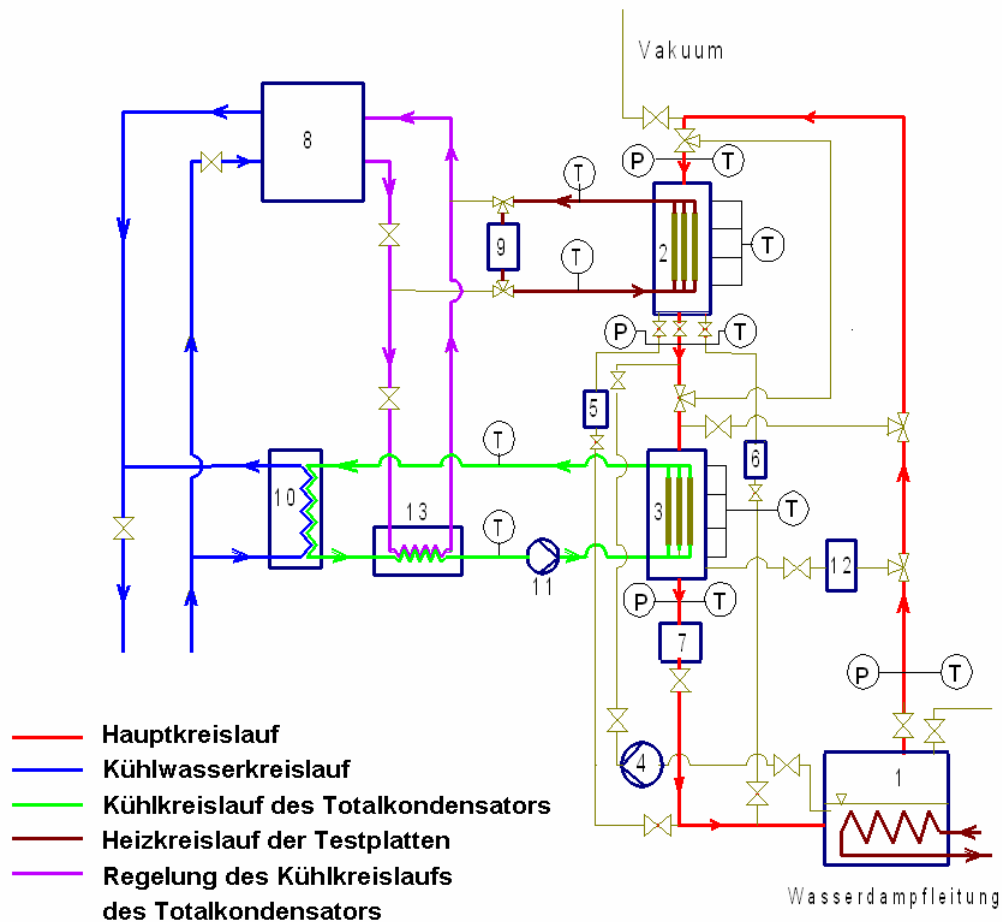


Bild 3.17: Fließbild der Versuchsanlage für die einphasigen Untersuchungen

Für die Kühlung des Totkondensators dient ein separater Kühlkreislauf entsprechend **Bild 3.13**. Hier wird das Kühlwasser mittels einer Kreiselpumpe 11 in einen geschlossenen Kreislauf geführt. Die im Totkondensator anfallende Kondensationsenthalpie wird mittels der Kältemaschine 8 und des Wärmeübertragers 10 an den externen Kältekreislauf abgegeben.

Zur Bestimmung des Massenstroms des umlaufenden Testfluids dient der Durchflussmesser 7. Mit diesem Massenstrom kann die Dampfgeschwindigkeit w_D im Testkondensator 2 aus

$$w_D = \frac{\dot{M}_D}{\rho_D A_S} = \frac{\dot{M}_7}{\rho_D A_S} \quad (3.21)$$

berechnet werden, worin \dot{M}_D den Dampfstrom, ρ_D die Dampfdichte und $A_S=900 \times 10^{-5} \text{m}^2$ den Strömungsquerschnitt der durch die Versuchsplatten im Apparat 2 gebildeten Kanäle bezeichnen.

Der Wärmeübergang auf der Dampfseite α_D der Thermoplatten wird bei einem bekannten Wärmeübergangskoeffizient α_{HF} (siehe Gl. (3.27)) auf der Seite des Heizfluids aus dem Wärmedurchgangskoeffizient k bestimmt,

$$k = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta T} \quad (3.22)$$

$$\dot{Q} = \dot{M}_D c_{pD} (T_{D,AUS} - T_{D,EIN}) \quad (3.23)$$

$$\Delta T = (\Delta T_{AUS} - \Delta T_{EIN}) / \ln(\Delta T_{AUS} / \Delta T_{EIN}) \quad (3.24)$$

$$\Delta T_{EIN} = T_{HF,AUS} - T_{D,EIN} \quad (3.25)$$

$$\Delta T_{AUS} = T_{HF,EIN} - T_{D,AUS} \quad (3.26)$$

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_{HF}} + \frac{1}{\alpha_D} + \frac{\delta_W}{\lambda_P}. \quad (3.27)$$

Die Symbole haben die üblichen Bedeutungen, die Indizes AUS, EIN, HF, D und W deuten auf den Austritt, den Eintritt, das Heizfluid, den Dampf und die Wand hin.

Die einphasigen Untersuchungen wurden bei zwei unterschiedlichen Drücken vorgenommen, $p = 400 \text{ mbar}$, $T_D = 60 \text{ °C}$ und $p = 610 \text{ mbar}$, $T_D = 70 \text{ °C}$.

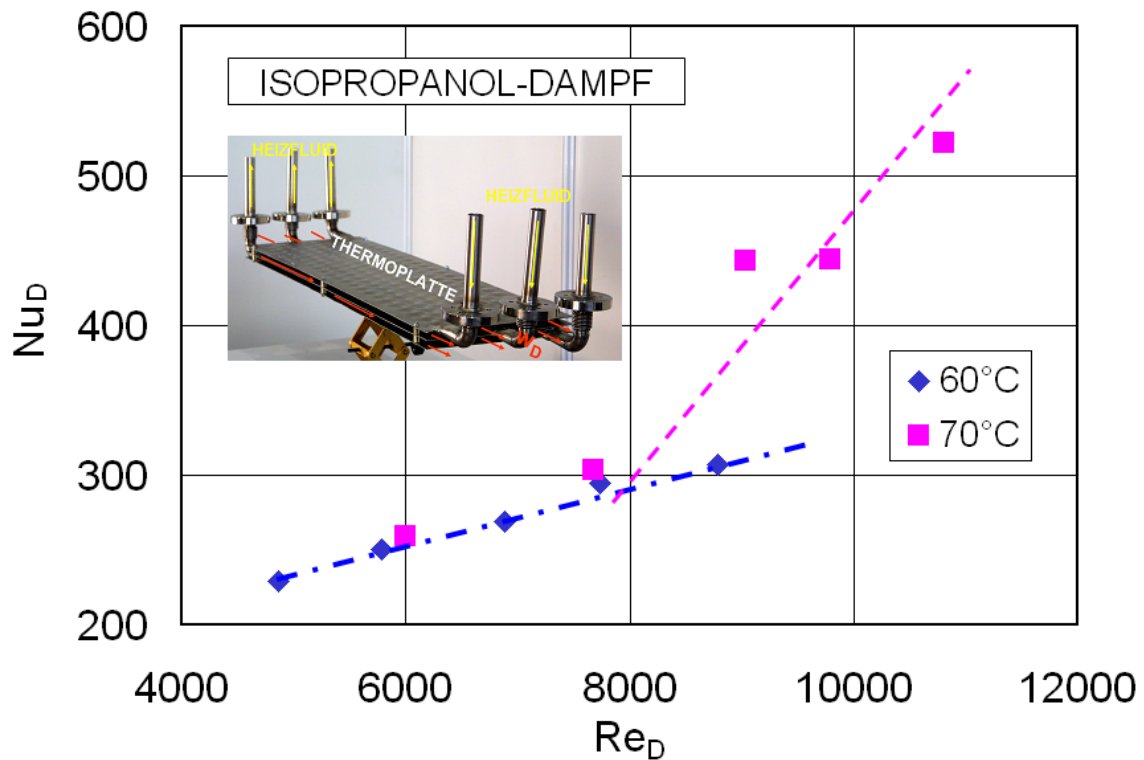


Bild 3.18: Nusselt-Zahlen des Isopropanol – Dampfes bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Temperaturen als Funktion der Reynolds-Zahl

Die Ergebnisse zum Wärmeübergang und Druckabfall sind in den Bildern **Bild 3.18** und **Bild 3.19** grafisch dargestellt. Im **Bild 3.18** ist die Nusselt-Zahl:

$$Nu_D = \frac{\alpha_D d_h}{\lambda_D} \quad (3.28)$$

mit der charakteristischen Länge d_h :

$$d_h = 2\bar{d} = 2 \left(\frac{D_{MAX} + D_{MIN}}{2} \right) = 2 \left(\frac{12 + 8,6}{2} \right) \text{mm} = 20,6 \text{mm} \quad (3.29)$$

über der Reynolds-Zahl des Dampfes

$$Re = \frac{w_D d_h}{\nu_D} \quad (3.30)$$

aufgetragen.

Die Nusselt-Zahl nimmt mit der Reynolds-Zahl zunächst linear zu. Ab einer Reynolds-Zahl von $Re_D = 8000$ nimmt die Nusselt-Zahl bei $T_D = 70\text{ °C}$ steilerer mit Re_D zu. Ursächlich hierfür dürfte die Änderung der Strömung von laminar zu turbulent mit Sekundärströmungen sein.

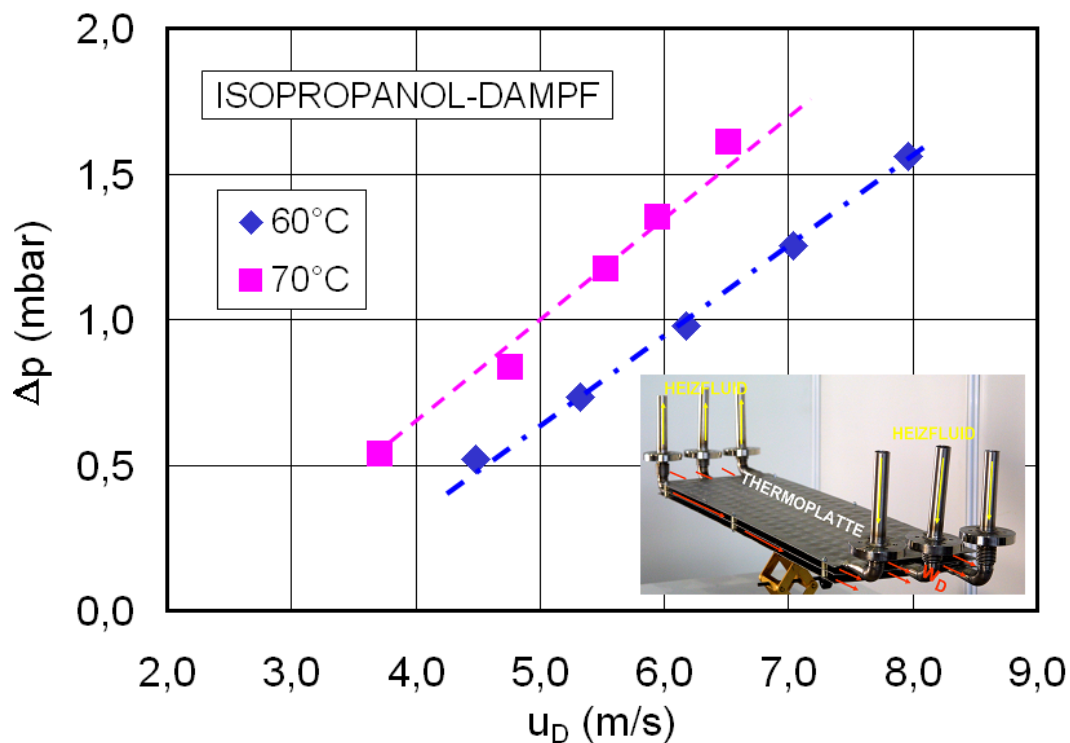


Bild 3.19: Einphasiger Druckabfall in Thermoblechapparaten bei unterschiedlichen Dampftemperaturen

Der Druckverlust nimmt mit der Geschwindigkeit nahezu linear zu und aufgrund der höheren Dampfdichte bei $T_D = 70\text{ °C}$ (siehe Gl. (3.10)) liegen die Werte Δp etwas höher als bei $T_D = 60\text{ °C}$, **Bild 3.19**.

3.3.6 Kondensation der Reindämpfe

Die Untersuchungen an Reindämpfen wurden zunächst mit Wasser als Versuchsstoff und anschließend mit Iso-Propanol vorgenommen. Der Wärmeübergang und der Druckabfall am Testkondensator wurden bei unterschiedlichen Kondensationsgraden, sowie bei unterschiedlichen Dampfgeschwindigkeiten und Drücken bestimmt. Die **Partial-** als auch die **Totalkondensation** wurden erfasst.

3.3.6.1 Ablauf einer Versuchsreihe

In diesen Untersuchungen wird der Testfluid Dampf aus dem Verdampfer 1 in dem Testkondensator 2 teilweise, der Restdampf im Totalkondensator 3 vollständig verflüssigt, **Bild 3.20**. Alle drei Kondensatströme werden anschließend in den Verdampfer 1 geführt.

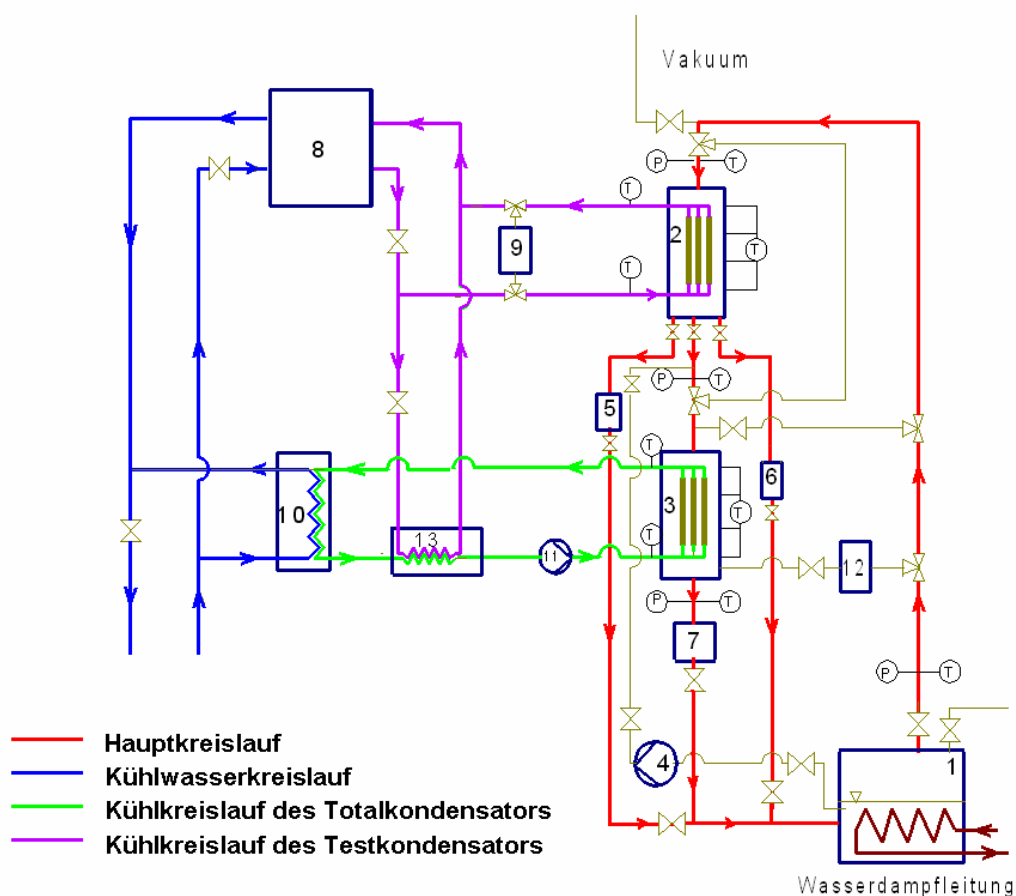


Bild 3.20: Fließbild der Versuchsanlage für die Kondensation reiner Dämpfe

Die Kondensatströme am Testkondensator 2 werden getrennt nach Platten gemessen, der Kondensatstrom der mittleren Platte am Durchflussmesser 5 und die der zwei seitlichen Platten am Durchflussmesser 6. Der Kondensatstrom im Totalkondensator wird am Durchflussmesser 7 bestimmt.

Zur Kühlung des Testkondensators 2 und zur Kühltemperaturregelung des Totalkondensators 3 wird der Kältemittelstrom (Kältemaschine 8) in zwei Teilströme getrennt, der größere Teilstrom durchströmt den Testkondensator und der kleinere den Wärmeübertrager 13. Diese Maßnahme ist notwendig, um eine definierte Kondensationstemperatur im Totalkondensator zu erreichen. Die anfallende Kondensationswärme wird an den externen Kältekreislauf abgegeben.

Aus den an Durchflussmessern gewonnenen Kondensatströmen können die Geschwindigkeiten des Dampfes am Eintritt in die Kondensatoren 2 und 3 ermittelt werden.

Zur Ermittlung des Wärmeübergangs bei eingestellten Parametern (Betriebsdruck, Dampfeintrittsgeschwindigkeit und Kondensationsgrad) wird während der Versuche zunächst die Leistung im Verdampfer 1 mittels eines Regelventils eingestellt, danach wird über die Kühlmassenströme in den beiden Kondensatoren der Anlagendruck fixiert. Nach Erreichen des stationären Betriebszustands ergibt sich bei konstanter Verdampferleistung und dem Anlagendruck eine konstante Dampfeintrittsgeschwindigkeit am Testkondensator.

Der gewünschte Kondensationsgrad kann erzielt werden, indem die Kühlmassenströme durch den Test- und den Totalkondensator entsprechend variiert werden.

3.3.6.2 Auswertung und Ergebnisse bei Reindämpfen

a) Wärmedurchgangs- und Wärmeübergangskoeffizienten

Zur Bestimmung der anfallenden Kondensatmengen dienen die Durchflussmesser 5, 6 und 7. Mit den Massenströmen des Kondensats kann die Dampfgeschwindigkeit w_D am Eintritt in den Testkondensator 2 aus

$$w_D = \frac{\dot{M}_{\text{mit}} + \dot{M}_{\text{seit}} + \dot{M}_{\text{tot}}}{\rho_D A_S} = \frac{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7}{\rho_D A_S} \quad (3.31)$$

berechnet werden, worin \dot{M}_{mit} den Kondensatstrom der mittleren Platte, \dot{M}_{seit} der seitlichen Platten im Testkondensator und \dot{M}_{tot} im Totkondensator bezeichnen; ρ_D ist die Dampfdichte und A_S der Strömungsquerschnitt der durch die Versuchsplatten im Kondensator 2 gebildeten Kanäle, **Bild 3.20**.

Der Wärmeübergangskoeffizient auf der Kondensatseite α_{KON} der Thermoplatten wird mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α_{KF} auf der Seite des Kühlfluids entsprechend Gl. (3.15)

$$\alpha_{\text{KF}} = \frac{\lambda_{\text{KF}}}{d_h} \text{Nu}_i \quad (3.32)$$

und aus dem Wärmedurchgangskoeffizienten k

$$k = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta T} \quad (3.33)$$

mit

$$\dot{Q} = \dot{M}_{\text{KF}} c_{pK} (T_{\text{KF,AUS}} - T_{\text{KF,EIN}}) \quad (3.34)$$

$$\Delta T = (\Delta T_{\text{AUS}} - \Delta T_{\text{EIN}}) / \ln(\Delta T_{\text{AUS}} / \Delta T_{\text{EIN}}) \quad (3.35)$$

$$\Delta T_{\text{EIN}} = T_{\text{KF,AUS}} - T_{\text{D,EIN}} \quad (3.36)$$

$$\Delta T_{\text{AUS}} = T_{\text{KF,EIN}} - T_{\text{D,AUS}} \quad (3.37)$$

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_{\text{KF}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{KON}}} + \frac{\delta_W}{\lambda_P} \quad (3.38)$$

bestimmt.

Die Symbole haben die üblichen Bedeutungen, die Indizes AUS, EIN, KF, KON, D und W deuten auf den Austritt, den Eintritt, das Kühlfluid, die Kondensation, den Dampf und die Wand hin. Alle Stoffgrößen wurden bei der mittleren Temperatur des Fluids ermittelt.

Mit dem Massenstrom \dot{M}_{mit} des Kondensats an der mittleren Platte des Testkondensators und dem Gesamtstrom des umlaufenden Versuchsstoffes \dot{M}_{ges} wird der Kondensationsgrad definiert:

$$X = \frac{\dot{M}_{\text{mit}}}{\dot{M}_{\text{ges}}} = \frac{\dot{M}_5}{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7} \quad (3.39)$$

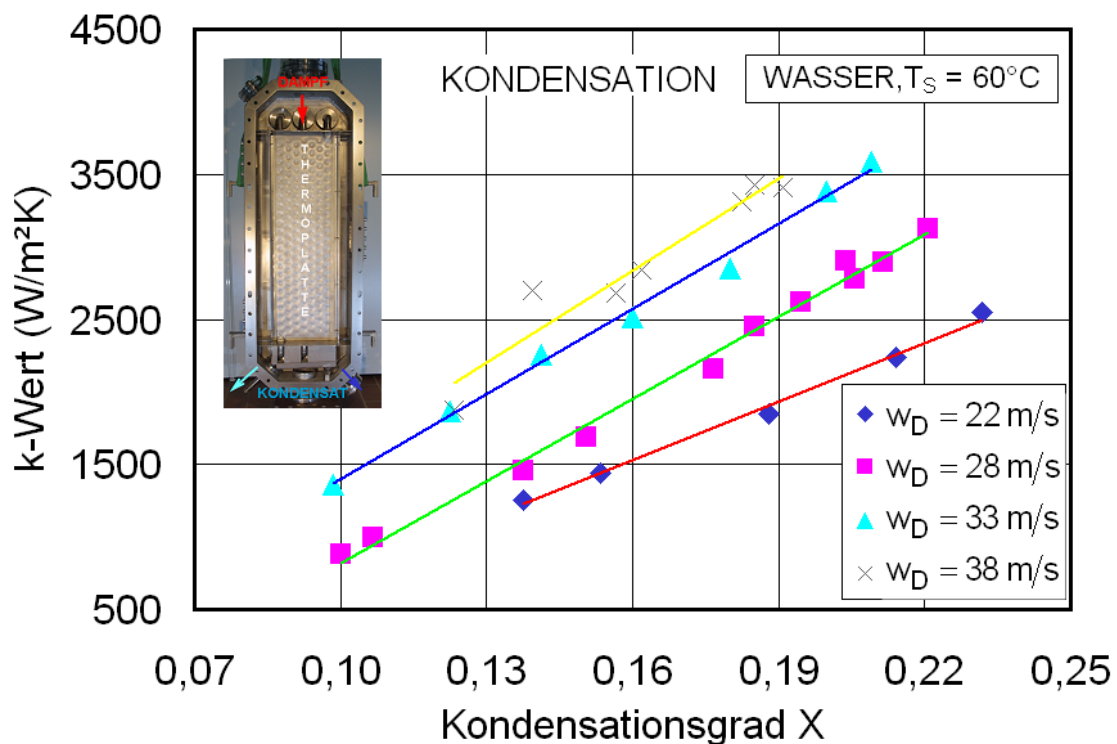


Bild 3.21: Wärmedurchgangskoeffizienten von Wasser bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten als Funktion des Kondensationsgrads bei $p = 240 \text{ mbar}$

Bild 3.21 zeigt die mit Wasser als Versuchsstoff gewonnenen Wärmedurchgangskoeffizienten, **Bild 3.22** jene mit Iso-Propanol.

Im Vergleich zu den Kondensationsversuchen mit Wasser (**Bild 3.21**) sind die k -Werte bei Iso-Propanol deutlich niedriger. Sie liegen zwischen 480 und 900 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ (k -Wert Wasser 1500 bis 3500 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$). Wie diesen Bildern entnommen werden kann, entspricht einer höheren Dampfgeschwindigkeit ein größerer Wärmedurchgangskoeffizient.

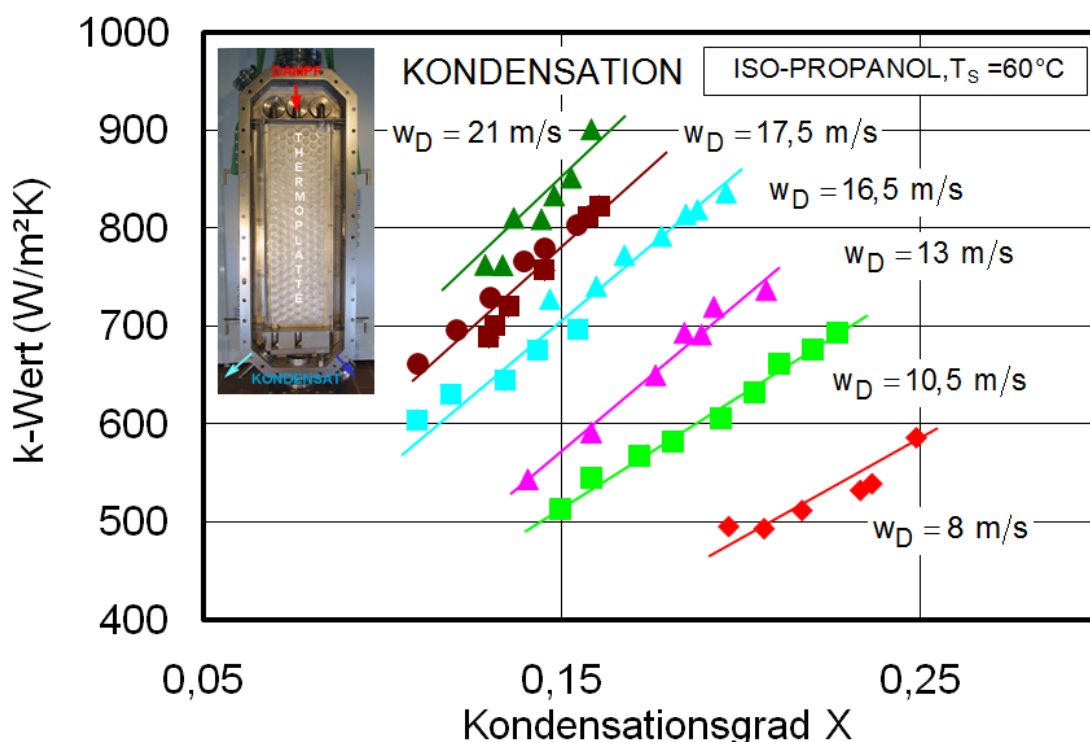


Bild 3.22: Wärmedurchgangskoeffizienten von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten als Funktion des Kondensationsgrads bei $p = 400 \text{ mbar}$

Eine höhere Dampfeintrittsgeschwindigkeit bewirkt eine höhere Schubspannung an der Filmoberfläche und setzt dadurch die Dicke des Kondensatsfilmes herab, was schließlich zu einem höheren Wärmeübergangskoeffizienten auf der Kondensationsseite führt. Die bessere Wärmeübertragung auf der Kondensationsseite bewirkt auch eine Verbesserung der Wärmeübertragung auf der Kühlfluidseite (Kühlfluid mit höherer Temperatur und kleinerer Prandtl-Zahl besitzt eine höhere Wärmeübertragung auf der Innenseite der Thermoplatte), sodass die k -Werte bei der Kondensation von Wasser insgesamt deutlich höher als bei Iso-Propanol liegen.

Um den Wärmeübergangskoeffizienten α_{KON} auf der Kondensationsseite zu bestimmen, muss die Änderung der Kühlfluidtemperatur längs der Platte beachtet werden. Hierzu wird der Wärmestrom \dot{Q} aus der Beziehung

$$\dot{Q} = \alpha_{\text{KF}} A \Delta T, \quad (3.40)$$

mit der treibenden Temperaturdifferenz

$$\Delta T = \frac{T_{\text{KF,AUS}} - T_{\text{KF,EIN}}}{\ln \frac{T_{\text{W}} - T_{\text{KF,EIN}}}{T_{\text{W}} - T_{\text{KF,AUS}}}} \quad (3.41)$$

ermittelt, worin T_{W} eine mittlere Plattentemperatur darstellt.

Aus Gl. (3.40) und (3.41) erhält man

$$T_{\text{W}} = \frac{T_{\text{KF,EIN}} - T_{\text{KF,AUS}} \cdot \exp(Z)}{1 - \exp(Z)} \quad (3.42)$$

$$Z = \frac{\alpha_{\text{KF}} \cdot A \cdot (T_{\text{KF,AUS}} - T_{\text{KF,EIN}})}{\dot{Q}}. \quad (3.43)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient α_{KON} auf der Kondensationsseite folgt somit

$$\alpha_{\text{KON}} = \frac{\dot{Q}}{A(T_{\text{S}} - T_{\text{W}})} = \frac{\dot{q}}{T_{\text{S}} - T_{\text{W}}}; \quad \dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A}. \quad (3.44)$$

Bild 3.23 und **Bild 3.24** zeigen die Wärmestromdichte der mittleren Platte bei der Kondensation von Iso-Propanol. Wie **Bild 3.23** entnommen werden kann, ließen sich die Werte \dot{q} in erster Näherung durch eine relativ einfache Beziehung, abhängig von der Dampfgeschwindigkeit und der Sättigungstemperatur, beschreiben.

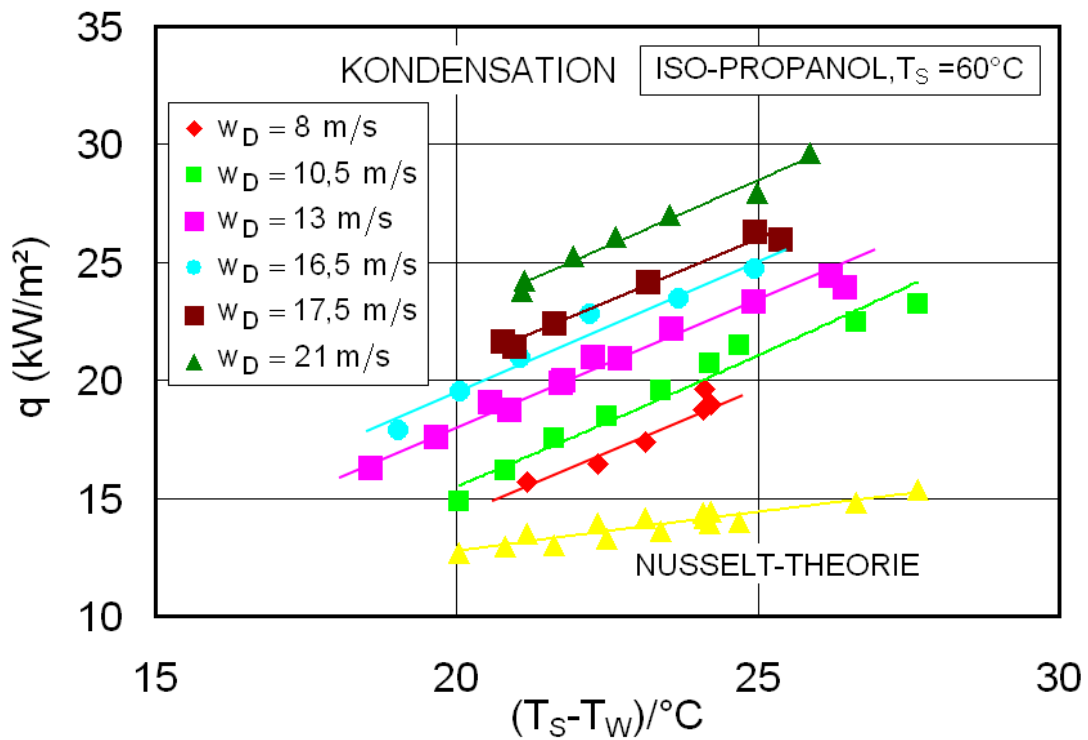


Bild 3.23: Wärmestromdichte q bei der Kondensation von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten und Sättigungstemperatur von 60°C

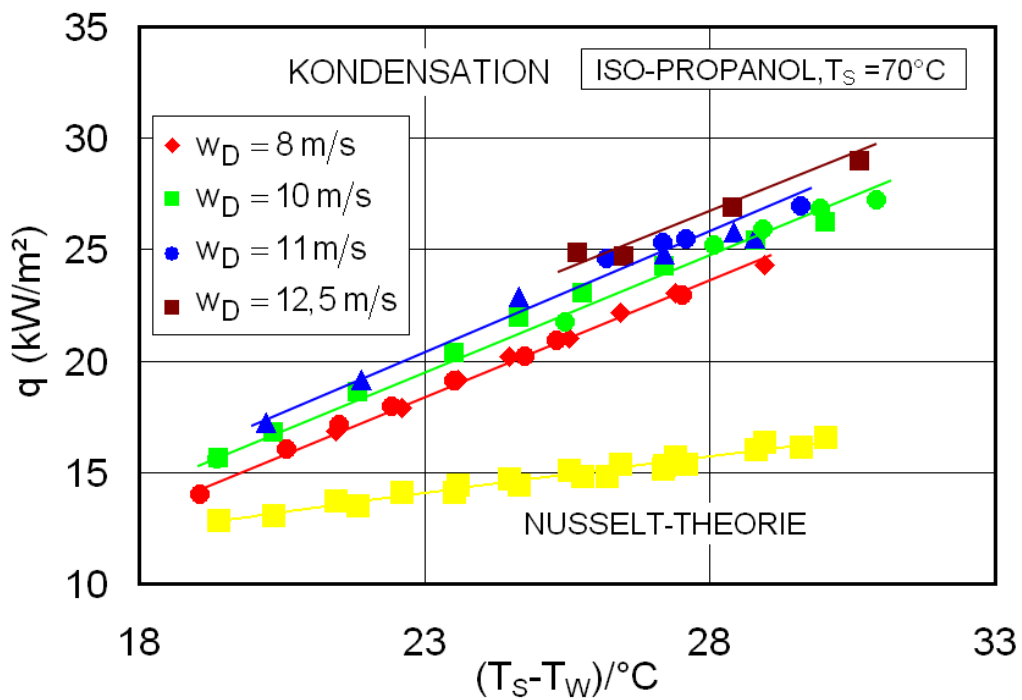


Bild 3.24: Wärmestromdichte q bei der Kondensation von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten und Sättigungstemperatur von 70°C

Um den Wärmeübergang dimensionslos darzustellen, wurde die Nusselt-Zahl Nu_K nach Gl. (2.51) gebildet. **Bild 3.25** zeigt bei kleinerer Reynolds-Zahl eine Zunahme von Nu_K mit Re_K . In diesem Bereich wird der Wärmeübergang bei dem noch dünnen Film durch die Schubspannung verbessert, während bei größeren Werten von Re_K (durch Zunahme des Kondensationsgrades) der Wärmewiderstand in dem nun dickeren Film die Kondensationskinetik dominiert.

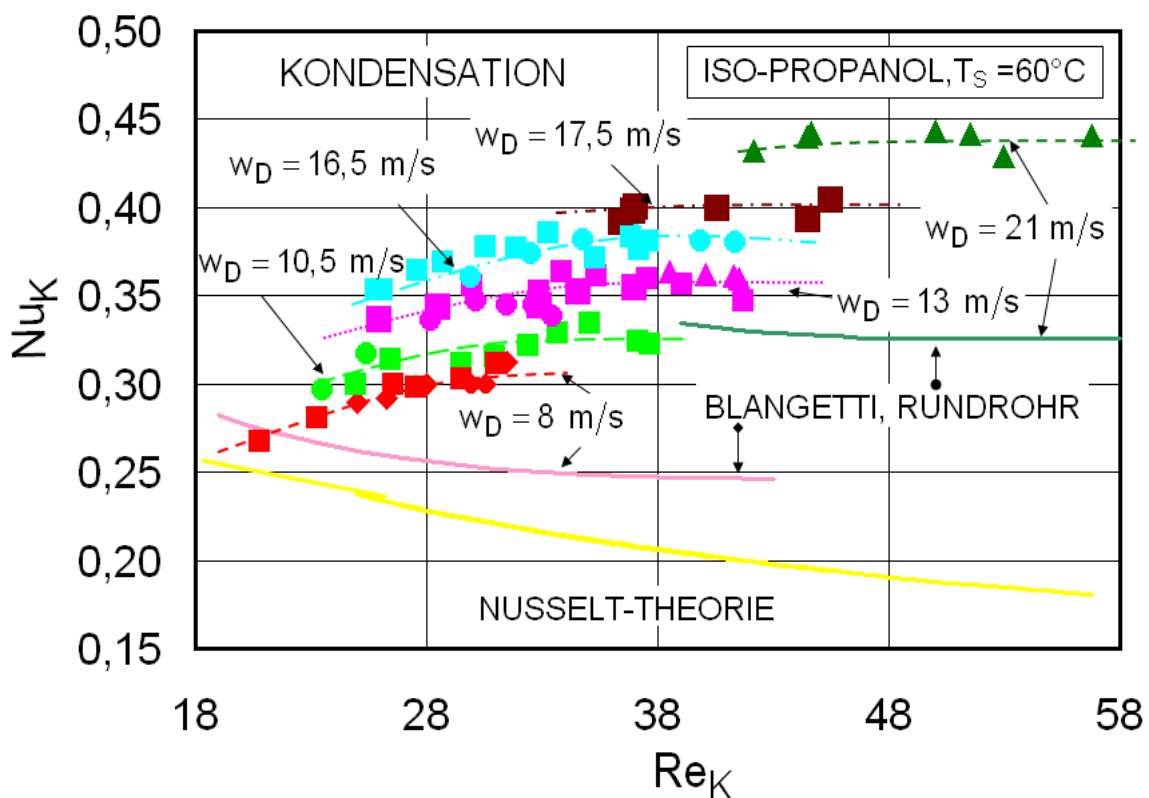


Bild 3.25: Nusselt-Zahlen bei der Kondensation von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl des Kondensats

Im Vergleich mit der Gleichung Gl. (2.59) zur Berechnung der gesamten Nu_K bei der Kondensation strömenden Dampfes im Rohr von Blangetti Gl. (2.56) und von Nusselt Gl. (2.42) liegen die experimentellen Nu_K -Werte an der Thermoplatte deutlich höher als die im Rundrohr. Ursächlich hierfür ist vermutlich die angesprochene 3D-Strömung des Kondensats an der Plattenoberfläche.

b) Druckabfall und Schubspannung an der Filmoberfläche

Bei der Kondensation eines Dampfes in einem Kanal setzt sich der Druckabfall aus den folgenden Anteilen zusammen:

- Reibungsdruckabfall Δp_R
- Hydrostatische Druckdifferenz Δp_{HYD}
- Impulsdruckverlust Δp_{KON}

Folglich gilt die Beziehung

$$\Delta p = \Delta p_R - \Delta p_{HYD} - \Delta p_{KON} . \quad (3.45)$$

Der hydrodynamische Druckverlust und der Impulsverlust können mit dem homogenen Modell der Zweiphasenströmung (siehe z.B. Collier [84]) beschrieben werden:

$$\Delta p_{KON} = \frac{\dot{m}^2 (x_{EIN} - x_{AUS})}{\rho_F - \rho_D} \quad (3.46)$$

$$\Delta p_{HYD} = \rho_m g L , \quad (3.47)$$

wobei für die mittlere Dichte ρ_m der Zweiphasenströmung gilt:

$$\frac{1}{\rho_m} = \frac{x_m}{\rho_V} + \frac{(1-x_m)}{\rho_L} \quad (3.48)$$

$$x_m = \frac{x_{EIN} + x_{AUS}}{2} \quad (3.49)$$

$$x_{AUS} = \frac{\dot{M}_{tot}}{\dot{M}_{ges}} = \frac{\dot{M}_7}{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7} ; x_{EIN} = 1. \quad (3.50)$$

Mit dem Druckverlust Δp entsprechend der Gl. (3.45) kann der Druckverlustbeiwert ζ wie folgt definiert werden:

$$\zeta = \frac{2 \cdot \Delta p_R}{\dot{m}^2 / \rho_m} \frac{d_h}{L}, \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}_{\text{ges}}}{b \cdot d_h}. \quad (3.51)$$

Aus dem Reibungsdruckverlust berechnet sich die Schubspannung τ_δ an der Filmoberfläche zu

$$\tau_\delta = \frac{\Delta p_R \cdot \bar{d}}{2 \cdot L}; \quad (3.52)$$

worin L die Plattenlänge, $d_h = 2 \cdot \bar{d}$ den hydraulischen Durchmesser Gl. (3.29) und \bar{d} den mittleren Plattenabstand bezeichnen.

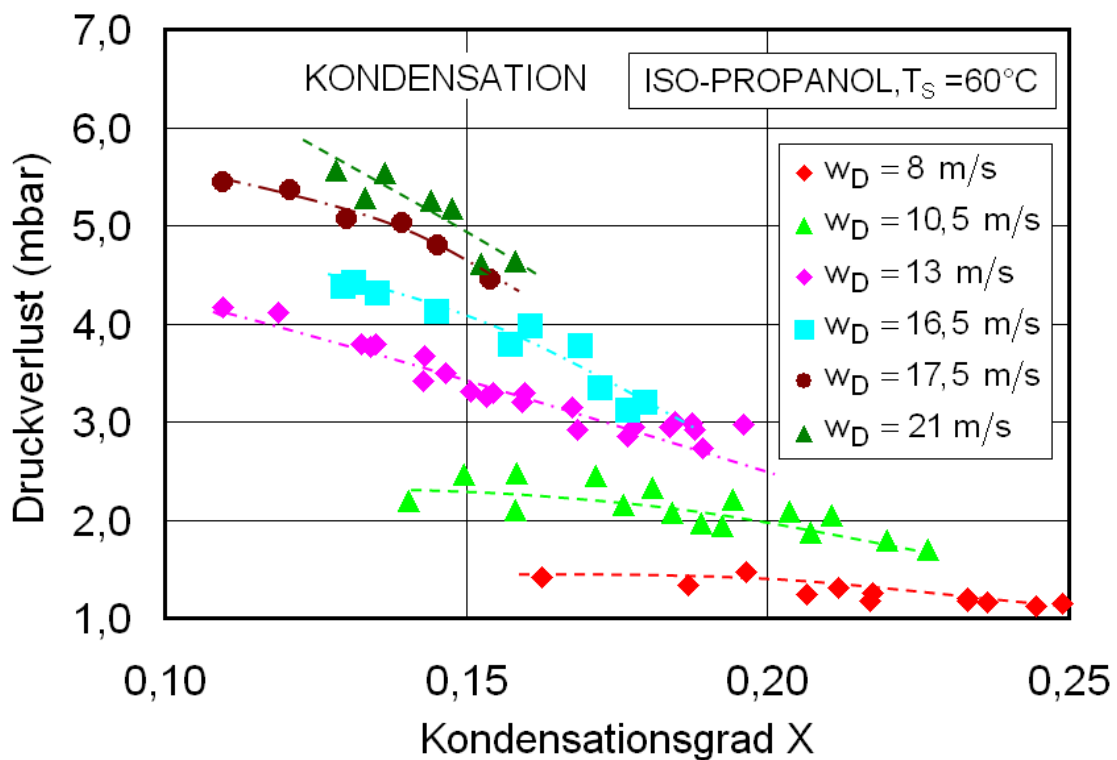


Bild 3.26: Druckverlust bei der Kondensation von Iso-Propanol in Abhängigkeit vom Kondensationsgrad bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten

Bild 3.26 zeigt die experimentellen Werte des Gesamtdruckabfalls im Testkondensator (zwei Strömungskanäle). Wie erwartet, nimmt der Druckabfall mit dem Kondensationsgrad ab. Diese Abnahme kann mit Gl. (3.45) erklärt werden. Einem höheren Kondensationsgrad entspricht eine niedrigere Dampfgeschwindigkeit am

Austritt des Kanals, wodurch der Reibungsdruckverlust geringer, der Impulsdruckverlust Δp_{KON} zwar größer, der Gesamtdruckabfall Δp jedoch kleiner werden.

Wie **Bild 3.26** weiterhin entnommen werden kann, entspricht einer größeren Dampfeintrittsgeschwindigkeit ein stärkerer Druckverlust, der bei einer konstanten Geschwindigkeit mit dem Kondensationsgrad auch schneller abnimmt. Der maximale Druckverlust bei der Kondensation von Iso-Propanol an der Thermoplatte mit zwei Kondensationskanälen liegt bei 6 mbar. Im Vergleich zur Kondensation in herkömmlichen Plattenapparaten [78], [79] liegt der Druckverlust bei der untersuchten Thermoplatte deutlich niedriger.

3.3.6.3 Korrelationen zum Wärmeübergang und Druckabfall bei Iso-Propanol

Wie bereits in dem **Kapitel 3.3.6** erwähnt, liegt eine Vielzahl von Beziehungen zur Berechnung der Nusselt-Zahl bei der Kondensation vor. Diese beruhen meistens auf einem einfachen Potenzansatz der Form

$$\text{Nu}_K = a \cdot \text{Re}_F^b \cdot \text{Pr}_F^c, \quad (3.53)$$

in dem die Unbekannten entweder durch Korrelation von Messdaten, z.B. Grigull [10], oder theoretisch durch Modellrechnungen bestimmt werden. Andere Beziehungen folgen aus Analogiebetrachtungen zu Zweiphasenströmungen in Rohren, z. B. Shah [73], Yan [78].

Bei der Kondensation strömender Dämpfe gehen Blangetti [14] und Brauer [85] grundsätzlich von Gl. (3.53) aus:

$$\text{Nu}_K = a \cdot \text{Re}_F^b \cdot \text{Pr}_F^c (1 + f \cdot \tau_\delta^*)^g. \quad (3.54)$$

Die Schubspannung τ_δ^* an der Phasengrenzfläche soll den Einfluss der Dampfströmung auf den Wärmeübergang erfassen. Die Parameter in diesem Ansatz sind aus

experimentellen Daten zu bestimmen.

Bei der Entwicklung einer Korrelation im Rahmen dieser Arbeit wird die Nusselt-Zahl Nu_K des Kondensats wie folgt gebildet:

$$Nu_{\tau} = \frac{\alpha_{KON} \cdot \Delta}{\lambda_F} \quad (3.55)$$

$$\Delta = \frac{\tau_{\delta}}{(\rho_L - \rho_D)g} \quad (3.56)$$

Diese Definition der Nusselt-Zahl beachtet die induzierte Schubspannung an der Filmoberfläche, die bei der Thermoplatte aufgrund ihrer Oberflächenbeschaffenheit u. U. eine bedeutende Rolle spielen kann. Obwohl die Abhängigkeit der Nusselt-Zahl von den Stoffwerten in Gl. (3.54) nur durch die Prandtl-Zahl nach einem Vorschlag von Blangetti [14] erfasst werden soll, wird bei der Entwicklung einer eigenen Korrelation die Kapitza-Zahl Ka in die Gleichung einbezogen und damit der Einfluss der Oberflächenspannung auf die Filmströmung (dynamische Rauigkeit) beachtet.

Die Gl. (3.53) wird sinngemäß erweitert zu:

$$Nu_{\tau} = a \cdot \left(\frac{\theta}{\delta_N} \right)^b \cdot Pr_F^c \cdot (\tau_{\delta}^*)^f \cdot Ka^g, \quad (3.57)$$

wobei θ die Hälfte der Thermoplattendicke D_P ($\theta = D_P/2 = 2,5 \text{ mm}$) und δ_N die Filmdicke nach Nusselt bezeichnen.

$$\delta_N = \left(\frac{v_K^2}{g} \cdot 3Re_F \right)^{1/3} \quad (3.58)$$

$$Ka = \frac{\sigma}{\rho_K g^{1/3} v^{4/3}} \quad (3.59)$$

In **Bild 3.27** sind die experimentellen Nusselt-Zahlen Nu_τ in Abhängigkeit von τ_δ^* (Gl. (2.54)) dargestellt. Wie das Bild zeigt, nimmt die Nusselt-Zahl Nu_τ mit der Zunahme der Größe τ_δ^* zu. Außerdem liegt die Kurve bei der Sättigungstemperatur von 60 °C etwas höher im Vergleich zu der von 70 °C.

Durch Anpassung an die experimentellen Ergebnisse mit Iso-Propanol wurden die Konstanten a, b, c, f und g bestimmt:

$$a = 2,503; \quad b = -0,731; \quad c = 0,546; \quad f = 1,150; \quad g = -0,288.$$

Mit diesen Werten gibt Gl. (3.57) die gemessenen Nusselt-Zahlen mit einer Streuung kleiner $\pm 10\%$ wieder, **Bild 3.28**. Sie gilt allerdings lediglich für die Geometrie der untersuchten Thermoplatte und das Medium Iso-Propanol bei Film-Reynolds-Zahl zwischen 10 und 70.

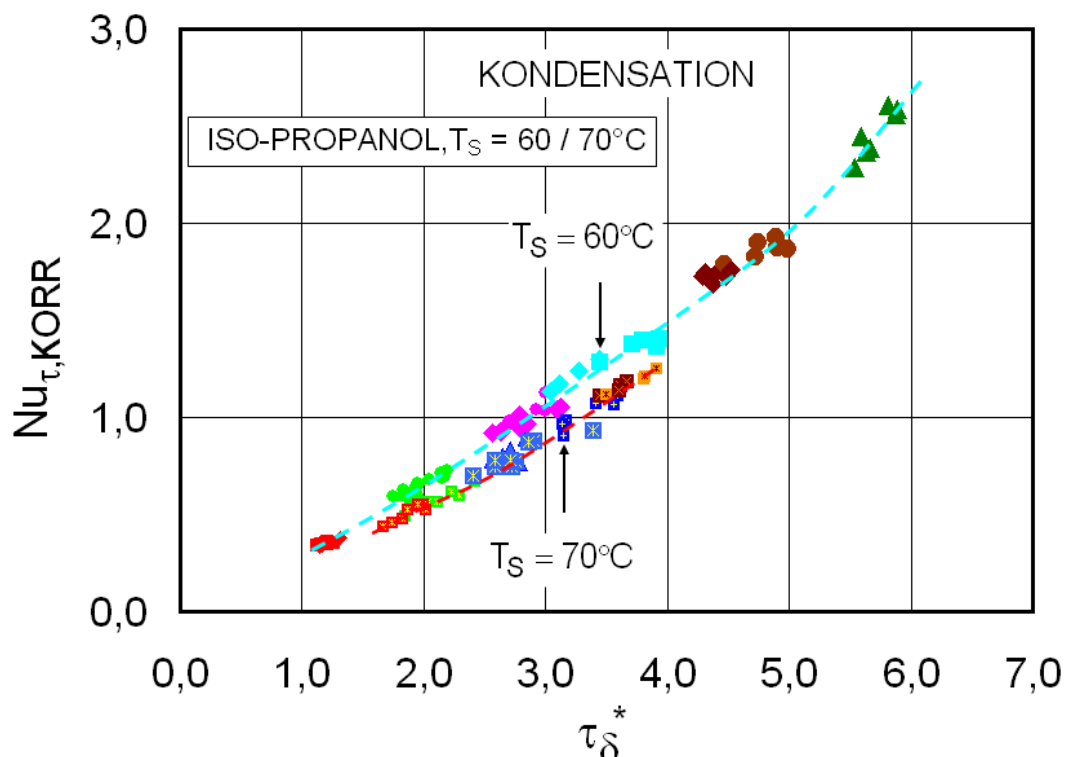


Bild 3.27: Nusselt-Zahl bei der Kondensation von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten; Linien entsprechen Gl. (3.57)

Da die Strömungscharakteristik des Filmes bei der Kondensation an der Thermoplatte unbekannt und seine Wechselwirkung mit der Dampfströmung sehr komplex ist, sind weitere Untersuchungen erforderlich, um eine Korrelation mit einer größeren Tragweite aufzustellen.

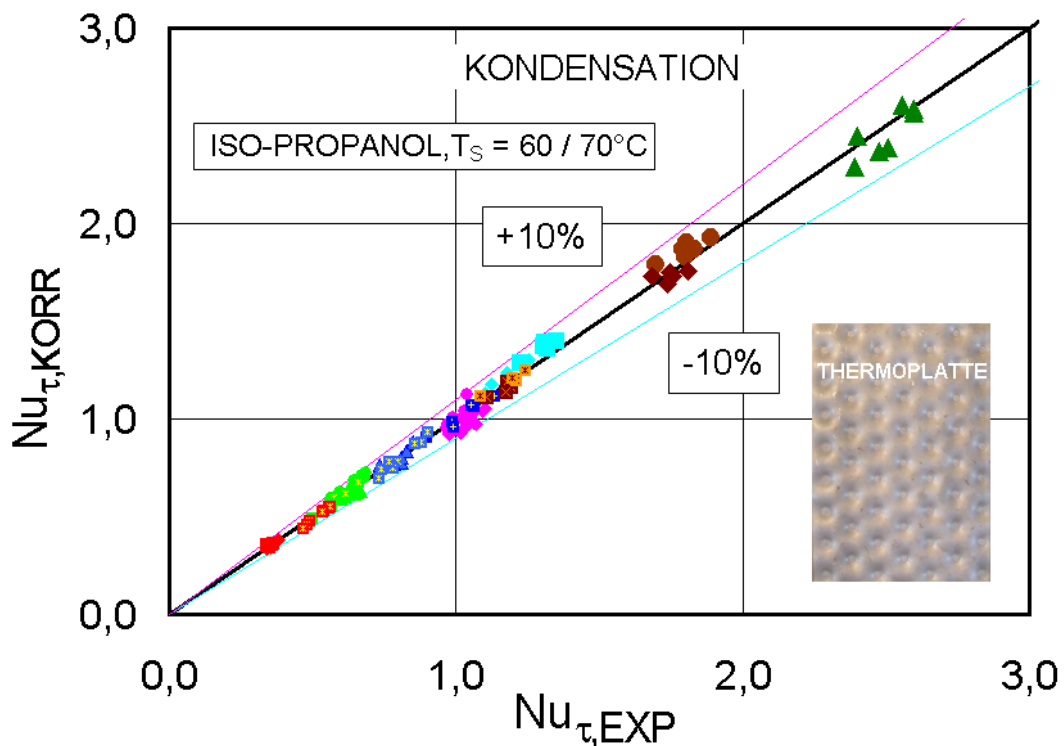


Bild 3.28: Vergleich der nach Gl. (3.57) berechneten Nusselt-Zahlen mit den experimentellen Werten

Bei dem Druckabfall wurde die Korrelation aus der Analogie der Zweiphasenströmung entwickelt [84]. Der Ansatz lautet:

$$\zeta_{\text{KON}} = P \cdot \text{Re}_{\text{EQ}}^Q \cdot \text{Bo}^R \cdot \text{Ka}^S \cdot \left(\frac{\rho_{\text{D}}}{\rho_{\text{K}}} \right)^T, \quad (3.60)$$

worin Re_{EQ} die Reynolds-Zahl der Zweiphasenströmung im Kondensationskanal bezeichnet, Gl. (2.72) und Gl. (2.74). Für Ka gilt Gl. (3.59) und die Siedekenn-Zahl Bo Gl. (2.73).

Aus der Anpassung an die Experimente wurden die Konstanten P , Q , R , S , T in Gl. (3.60) bestimmt:

$$P = 3,00; \quad Q = -0,593; \quad R = -0,090; \quad S = 0,349; \quad T = 0,218.$$

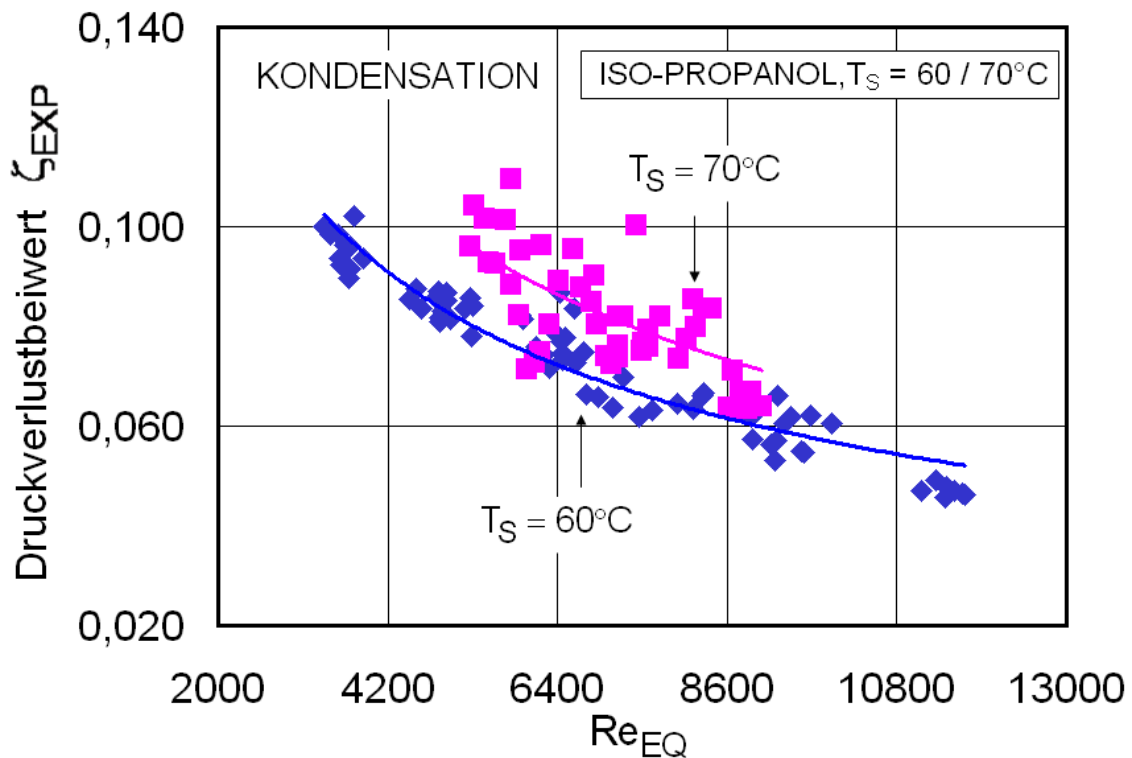


Bild 3.29: Druckverlustbeiwerte bei der Kondensation von Iso-Propanol bei unterschiedlichen Sättigungstemperaturen

In **Bild 3.29** sind die experimentellen Druckverlustbeiwerte ζ_{EXP} in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl der Zweiphasenströmung Re_{EQ} dargestellt. Wie das Bild zeigt, nimmt der Druckverlustbeiwert mit der Zunahme der Re_{EQ} ab. Außerdem liegt die Kurve bei der Sättigungstemperatur von 60°C etwas tiefer im Vergleich zu der von 70°C .

Bild 3.30 zeigt den Vergleich zwischen den gemessenen und den berechneten Druckverlustbeiwerten. Die Abweichung beträgt weniger als $\pm 15\%$.

Der Ansatz für ζ nach Gl. (3.60) beachtet den Einfluss der Filmwelligkeit (Ka) und der Absaugung des Dampfes durch die Kondensation (Bo) auf den Druckabfall.

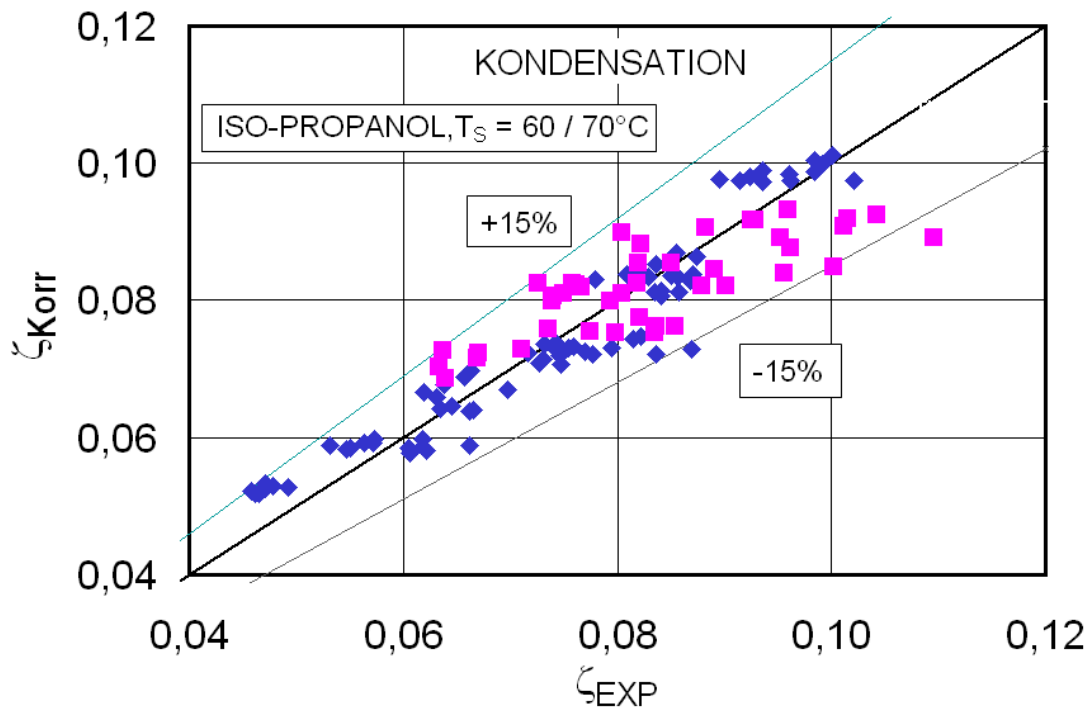


Bild 3.30: Abweichung der berechneten Druckverlustbeiwerte von den gemessenen bei der Kondensation von Iso-Propanol

3.3.7 Kondensation von Iso-Propanol in Anwesenheit von Inertgas (N₂)

Die Untersuchungen zur Kondensation von Dampfgemischen wurden mit Iso-Propanol und Stickstoff als Versuchsstoffe vorgenommen. Insgesamt wurden der Wärmeübergang und der Druckabfall am Testkondensator bei unterschiedlichen Kondensationsgraden sowie bei unterschiedlichen Stickstoffzusammensetzungen bestimmt. Die Dampfeintrittstemperatur von $T_{DG} = 60\text{ °C}$ im Testkondensator 2 und die Dampfgeschwindigkeit $w_{DG} = 8\text{ m/s}$ wurden in den Experimenten konstant gehalten.

3.3.7.1 Ablauf einer Versuchsreihe

Die Kreisläufe (Versuchsstoff- und Kühlkreislauf) bei der Kondensation mit Inertgas entsprechen denen in Kap. 3.3.6, **Bild 3.20**. In diesem Fall wird im Totalkondensator 3 das Inertgas abgetrennt und dem Dampfstrom zugeführt, **Bild 3.31**.

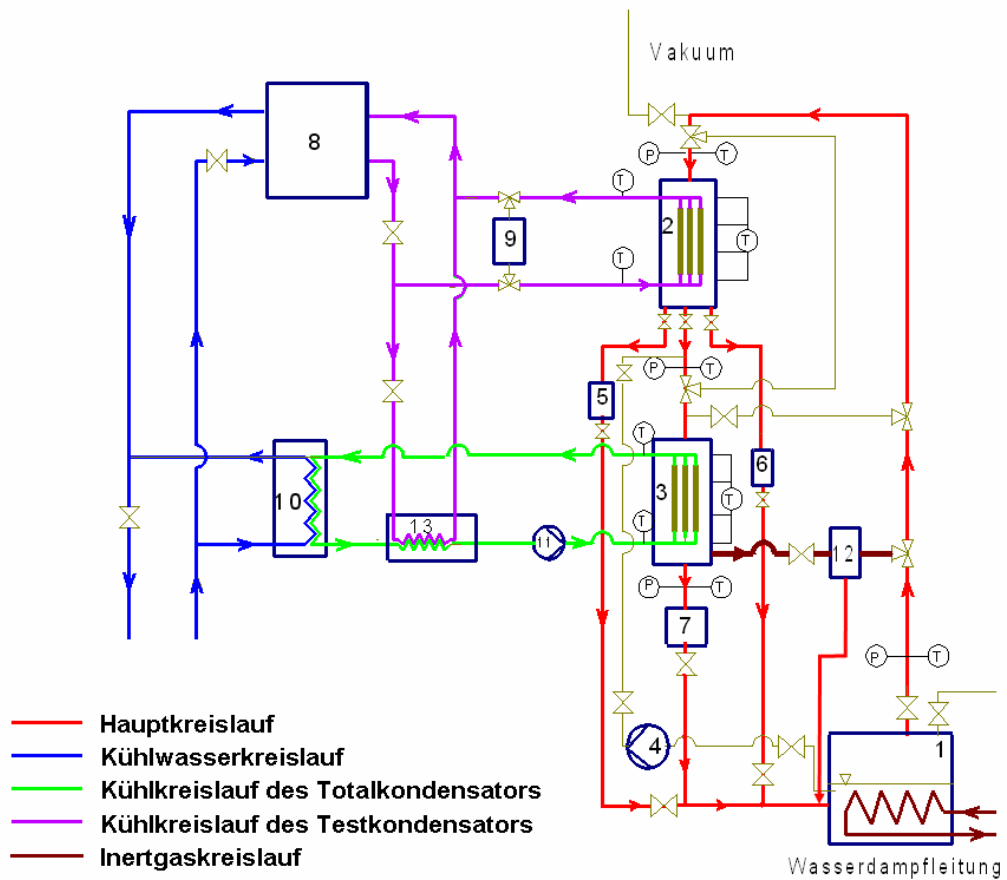


Bild 3.31: Fließbild der Versuchsanlage für die Kondensationsexperimente in Anwesenheit von Inertgas (Stickstoff)

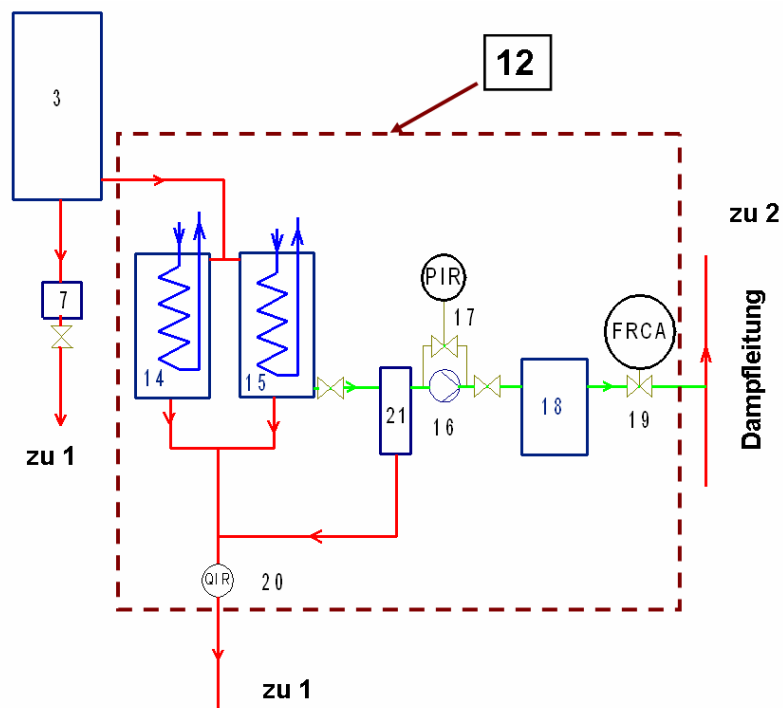


Bild 3.32: Inertgaskreislauf für die Kondensationsexperimente mit Stickstoff

Zunächst werden die aus dem Totalkondensator 3 nicht kondensierten Iso-Propanol-Spuren in den Wärmeüberträger 14, 15 und Tropfenabscheider 21 vollständig kondensiert und anschließend dieses Kondensat in den Verdampfer 1 zurückgeführt, **Bild 3.32**. Der reine Stickstoff aus Tropfenabscheider 21 strömt danach durch den Kompressor 16 und wird auf ca. 2 bar im Sammelgasbehälter 18 verdichtet. Der Stickstoffvolumenstrom wird im Gasdurchflussmesser 19 gemessen, auf die gewünschte Einstellung geregelt und danach mittels integrierten Regelventils in die Dampfleitung zudosiert. Der Stickstoff aus dem Durchflussregler 19 wird von dem aus dem Verdampfer 1 generierten Iso-Propanoldampf mitgenommen, in der Dampfleitung vermischt und weiter in den Testkondensator 2 geleitet. Die Dampfzusammensetzung am Testkondensatoreintritt wird aus im Durchflussregler 19 gemessenem Stickstoffvolumenstrom bzw. Massenstrom und aus den Bilanzen ermittelt.

3.3.7.2 Auswertung und Ergebnisse bei Iso-Propanol-N₂-Gemischen

Die Gleichungen zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten, Wärmestromdichte und Temperaturdifferenz für Reinstoff in Kapitel 3.3.6.2 (Gl. (3.32) bis Gl. (3.38)) können zur Auswertung für Iso-Propanol-Stickstoff-Gemischen verwendet werden. Die Formeln für die Dampfeintrittsgeschwindigkeit und Kondensationsrate in den Kondensator 2 (Gl. (3.31) und Gl. (3.39) in Kapitel 3.3.6.2) wurden in diesem Fall wegen des Stickstoffanteils erneut in folgenden Gleichungen definiert:

$$w_D = \frac{\dot{M}_{\text{Ges}}}{\rho_{\text{DG}} A_S} = \frac{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7 + \dot{M}_{20} + \dot{M}_{19}}{\rho_{\text{DG}} A_S}, \quad (3.61)$$

$$\rho_{\text{DG}} = x_{\text{N}_2} \cdot \rho_{\text{N}_2} + x_{\text{ISO}} \cdot \rho_{\text{D,ISO}}, \quad (3.62)$$

$$x_{\text{N}_2} = \frac{\dot{M}_{\text{N}_2}}{\dot{M}_{\text{Ges}}} = \frac{\dot{M}_{19}}{\dot{M}_{\text{Ges}}}, \quad x_{\text{ISO}} = \frac{\dot{M}_{\text{ISO}}}{\dot{M}_{\text{Ges}}} = \frac{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7 + \dot{M}_{20}}{\dot{M}_{\text{Ges}}} \quad (3.63)$$

$$X = \frac{\dot{M}_{\text{mit}}}{\dot{M}_{\text{ISO}}} = \frac{\dot{M}_5}{\dot{M}_5 + \dot{M}_6 + \dot{M}_7 + \dot{M}_{20}}. \quad (3.64)$$

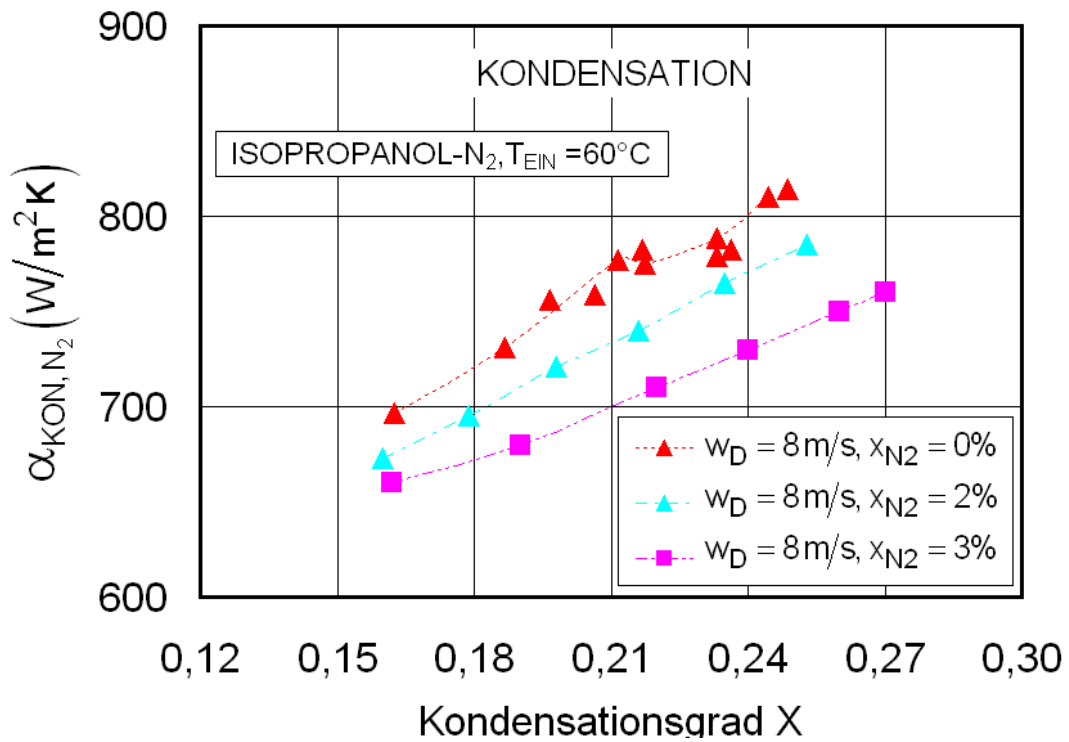


Bild 3.33: Wärmeübergangskoeffizienten als Funktion von Kondensationsgrad X für die Kondensationsexperimente mit Stickstoff

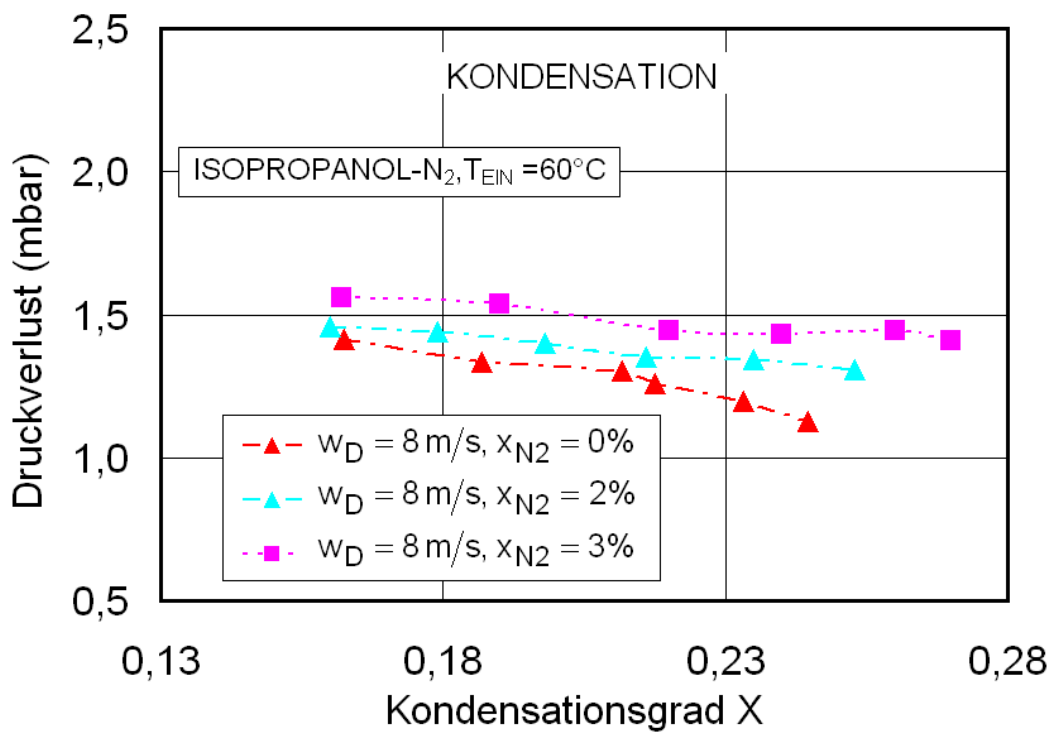


Bild 3.34: Druckabfall als Funktion von Kondensationsgrad X für die Kondensationsexperimente mit Stickstoff

Bild 3.33 und **Bild 3.34** zeigen den mit Iso-Propanol-Stickstoff als Versuchsstoff gewonnenen Wärmeübergangskoeffizienten und Druckverlust im Testkondensator. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Erhöhung der Stickstoffkonzentration bei der Kondensation den Wärmeübergang verschlechtert und gleichzeitig den Druckabfall erhöht. Bei einer Erhöhung von ca 2 % an dem Stickstoffmassenanteil können eine Erniedrigung des Wärmeübergangskoeffizienten von ca 10 % und eine Erhöhung des Druckabfalls bis auf ca. 30 % festgestellt werden.

Um eine zuverlässige Korrelation zur Berechnung des Wärmeübergangs und Druckverlustbeiwertes bei der Kondensation von Iso-Propanol-Stickstoff-Gemisch erstellen zu können, sind weitere Experimente notwendig.

4 MODELLVORSTELLUNG FÜR FILMKONDENSATION

Wie bereits in Kapitel 2.2 erläutert wurde, liegt in der Literatur keine genaue Vorstellung über die Strömungsmechanik bei Kondensationsprozessen an 3D-gewellter Oberfläche wie der Thermoplatte vor. Trotz der breiten Anwendung von Platten als Kondensatoren und Fallfilmverdampfer sind nur wenige theoretische Arbeiten bzw. experimentelle Untersuchungen ([87]-[95]) über die Filmströmung an gewellten Oberflächen in der Literatur zu finden.

Mit der Störungstheorie hat Wang [89] die Filmgeschwindigkeit und Filmdicke bei einer 2D-geneigten sinusförmigen Wand theoretisch ermittelt. Porzikidis [91] hat mit Grenzsicht-Integral-Analysis das Kriechverhalten eines Fluids an geneigten gewellten Oberflächen unter Vernachlässigung der Gravitationskraft untersucht. Die laminare Filmströmung unter Einfluss von Gravitationskraft an senkrechter gewellter Wand mit hoher Amplitude wurde von Bontozouglo [92] behandelt. Er hat mit der Spektral-Element-Methode die Filmoberflächenprofile und Stromlinien des Films in Abhängigkeit von Reynolds-Zahl und Plattenamplitude berechnet.

Trifonov [93] hat mit dem Navier-Stokes und Integral-Verfahren die Stromlinien und Filmdicke entlang einer gewellten Platte numerisch ermittelt. Er hat festgestellt, dass sich bei der Erhöhung der Reynolds-Zahl Rezirkulationszonen im Wellental bilden. Die Größe dieser Rezirkulationszone bzw. Wirbel hängt sehr stark von der Reynolds-Zahl und der Plattenamplitude ab. Bei einer bestimmten Plattenamplitude kann dieser Wirbel durch eine weitere Erhöhung der Reynolds-Zahl verschwinden. Ein Wiedererscheinen dieses Wirbels ist möglich bei einer weiteren Erhöhung der Reynolds-Zahl.

Die interessanten Fragen über die Stabilität solcher Filmströmung haben Wierschem & Aksel [94] und Trifonov [95] mit der Störungstheorie studiert.

Alle diese Arbeiten beschäftigen sich mit der Filmströmung an zweidimensional gewellten Platten ohne Phasenänderung (Kondensation oder Verdampfung), sodass

eine Übertragung der Ergebnisse auf Thermoplaten ohne Modifikationen nicht möglich ist.

In diesem Kapitel wird ein Modell zur Beschreibung der Filmströmung an einer 3D-Thermoplatte entwickelt und zur Berechnung der Kondensationsvorgänge herangezogen. Bei der Entwicklung dieses Modells wurden verschiedene Ansätze aus der Literatur modifiziert.

4.1 ISOTHERME FILMSTRÖMUNG AN GEWELLTEN OBERFLÄCHEN

Um den Kondensationsprozess an der Thermoplatte zu beschreiben, wird zunächst das Verhalten der isothermen Fallfilmströmung an 2D-sinusförmiger Platte in Betracht gezogen. Hier wurde die Filmdicke ohne die Schubspannung an der Phasengrenze mit der Variation der Plattenamplitude und Reynolds-Zahlen berechnet. Die Berechnung erfolgt mit der Störungstheorie und deren Lösungen von Wang [89].

Die Krümmung einer 2D-gewellten Platte (**Bild 4.1**) ist gegeben durch:

$$K = \frac{1}{r_{\min}} \cos(\hat{\lambda} \hat{s}) = \frac{\varepsilon}{\delta_{\text{Nu}}} \cos(\lambda s), \quad r_{\min} = \frac{\delta_{\text{Nu}}}{\varepsilon}, \quad (4.1)$$

$$k = K \cdot r_{\min}, \quad s = \frac{\hat{s}}{r_{\min}}, \quad \lambda = \hat{\lambda} \cdot r_{\min}, \quad (4.2)$$

worin r_{\min} der minimale Radius der Krümmung, δ_{Nu} die Filmdicke nach Nusselt, s die dimensionslose Bogenlänge, $\hat{\lambda}$ der Kehrwert der Periode der Plattenamplitude und ε das Verhältnis zwischen Nusselt-Filmdicke und dem minimalen Radius der Krümmung ist. Die dimensionslose Plattengeometrie $f(x)$ und der Krümmungsradius können danach folgendermaßen definiert werden:

$$r(x) = \frac{(f_x^2 + 1)^{3/2}}{f_{xx}}, \quad f(x) = \frac{1}{2}(1 - \cos x), \quad (4.3)$$

worin $f_x = df(x)/dx$ die erste und $f_{xx} = d^2f/dx^2$ die zweite Ableitung der Funktion $f(x)$ ist.

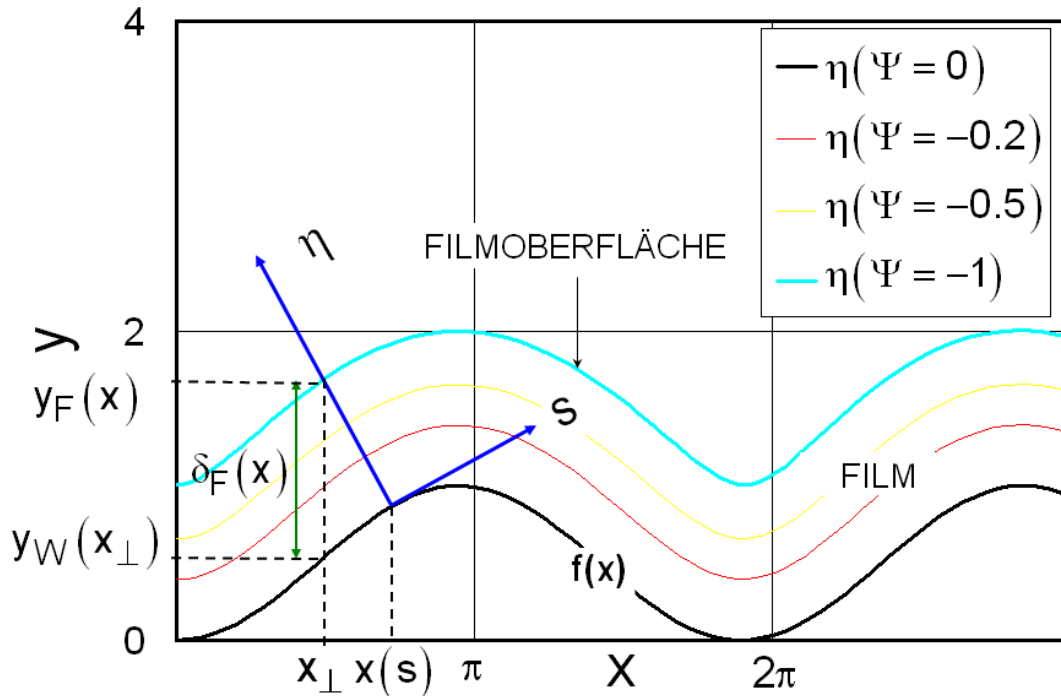


Bild 4.1: Die dimensionslose Koordinate der 2D-gewellten Platte

Um die Filmdicke an der Thermoplatte zu ermitteln, ist es notwendig, die von Wang definierte dimensionslose Koordinate, Stromfunktion und Plattengeometrie in der Dimensionsform im Bezug auf die Thermoplattengeometrie umzuwandeln. Die dimensionale mathematische Form des Thermoplattenprofils kann wie folgt beschrieben werden:

$$F(X,Z) = A \left(1 + \cos\left(\frac{Z}{s_T} \pi\right) \cos\left(2 \frac{X}{s_L} \pi\right) \right). \tag{4.4}$$

In Gl. (4.4) ist $A = D_p/4 = 1,25$ mm die Plattenamplitude, $s_T = 36$ mm die transversale und $s_L = 42$ mm die longitudinale Wellenlänge der Platte, **Bild 4.2**.

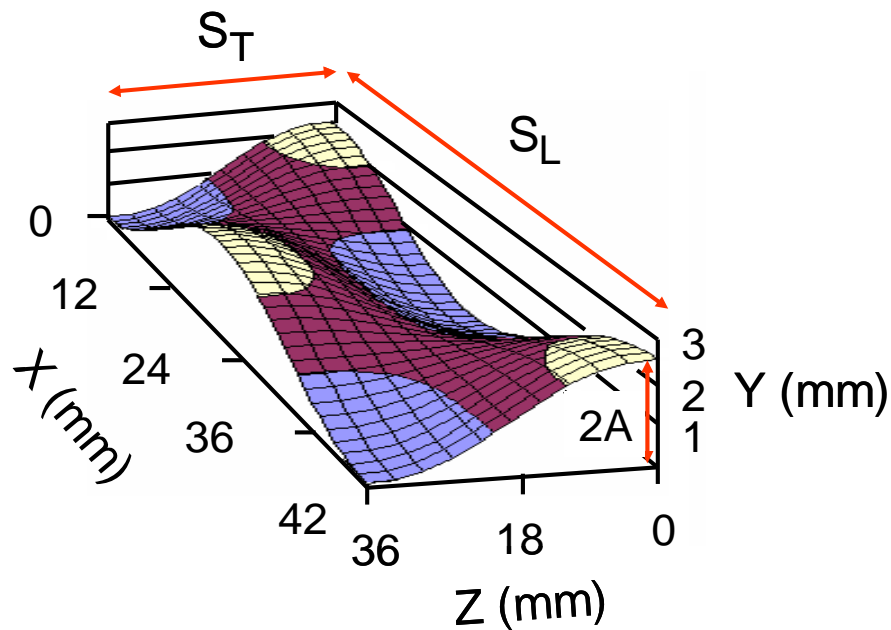


Bild 4.2: Geometrie und Dimension des Elements einer Thermoplatte

Bei der Kondensation an Thermoplaten ist die Filmdicke relativ klein im Vergleich mit der doppelten Plattenamplitude $2A$. Die Gravitation dominiert die Oberflächenspannung und die Viskosität, sodass die Filmströmung vereinfachend als zweidimensional betrachtet werden darf. In diesem Fall kann der Krümmungsradius der Platte r_{\min} mit folgender Beziehung gegeben werden:

$$r(X,Z) = \frac{(F_X^2 + 1)^{3/2}}{F_{XX}} = \frac{s_L^2}{A \cos\left(\frac{Z\pi}{s_T}\right) \cdot (2\pi)^2 \cos\left(\frac{2\pi X}{s_L}\right)}, \quad (4.5)$$

$$r_{\min}(Z) = \left. \frac{(F_X^2 + 1)^{3/2}}{F_{XX}} \right|_{\min, X=0} = \frac{s_L^2}{A \cos\left(\frac{Z\pi}{s_T}\right) 4\pi^2}. \quad (4.6)$$

Anschließend wird die lokale Filmdicke auf der X-Achse durch den Mittelwert der Filmdicke auf der Z-Achse ermittelt.

Die Gleichungen zur Ermittlung der Filmdicke mithilfe der Störungstheorie und die Lösung der Navier-Stokes-Gleichung für die Stromfunktion lauten:

$$\delta_F = b(x, z) \cdot \delta_{Nu} \quad (4.7)$$

$$b(x, z) = y_F(x) - y_W(x_\perp) = y(x) + \eta(\psi = -1) \cdot \sin \alpha - y_W(x_\perp) \quad (4.8)$$

$$y(x) = \frac{1}{2}(1 - \cos x), \quad y_W(x_\perp) = \frac{1}{2}(1 - \cos(x_\perp)) \quad (4.9)$$

$$x = 2s; \quad x_\perp = x(s) - \eta(\psi = -1) \cdot \cos \alpha \quad (4.10)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{1}{2} \cdot \sin x\right). \quad (4.11)$$

Die Lösung der Stromfunktion von Wang [89] lautet:

$$\Psi = \Psi_1 \cdot \varepsilon + \Psi_0, \quad (4.12)$$

$$\Psi_0 = -F \left(\frac{\eta^3}{6} - \frac{h_0 \eta^2}{2} \right), \quad F = -L \sin \left(\frac{\pi}{2} + \frac{1}{\lambda} \sin(\lambda s) \right), \quad (4.13)$$

$$h_0(s) = \left(\frac{3}{L \sin \left(\frac{\pi}{2} + \frac{1}{\lambda} \sin(\lambda s) \right)} \right)^{1/3}, \quad L = \frac{g \delta_{Nu}^3}{v_L \cdot v}, \quad \lambda = 2, \quad v = v_L \cdot Re_L \quad (4.14)$$

$$\Psi_1 = Re_L \cdot FGk \left(\frac{\eta^7}{2520} - \frac{h_0 \eta^6}{360} + \frac{h_0^2 \eta^5}{180} \right) - \frac{1}{12} k F \eta^4 + \left(2Fk h_0 + \frac{G^2 h_0 k}{3F} + \Lambda \lambda \sin(\lambda s) \right) \frac{\eta^3}{6} + \left(\frac{4}{105} Re_L G h_0^2 k - \frac{1}{2} k F h_0^2 - \frac{G^2 h_0^2 k}{9F} - \frac{1}{3} h_0 \Lambda \lambda \sin(\lambda s) \right) \eta^2, \quad (4.15)$$

$$G = -L \cos \left(\frac{\pi}{2} + \frac{1}{\lambda} \sin(\lambda s) \right), \quad (4.16)$$

$$\Lambda = \frac{\sigma \cdot \delta_{Nu}^2}{\rho_L \nu_L \cdot v \cdot r_{min}} \tag{4.17}$$

Hier ist Λ die modifizierte Weber-Zahl, v die Massenstromdichte, σ die Oberflächenspannung, ν_L die kinematische Viskosität des Fluids und Re_L die Reynolds-Zahl des Films. Die Position der freien Filmoberfläche befindet sich bei $\Psi = -1$ und der Wand bei $\Psi = 0$. Der Wert von $\eta(\psi = -1)$ in Gl. (4.8) und (4.10) ist iterativ durch Angabe von dem Wert $\Psi = -1$ in Gl. (4.12) gelöst.

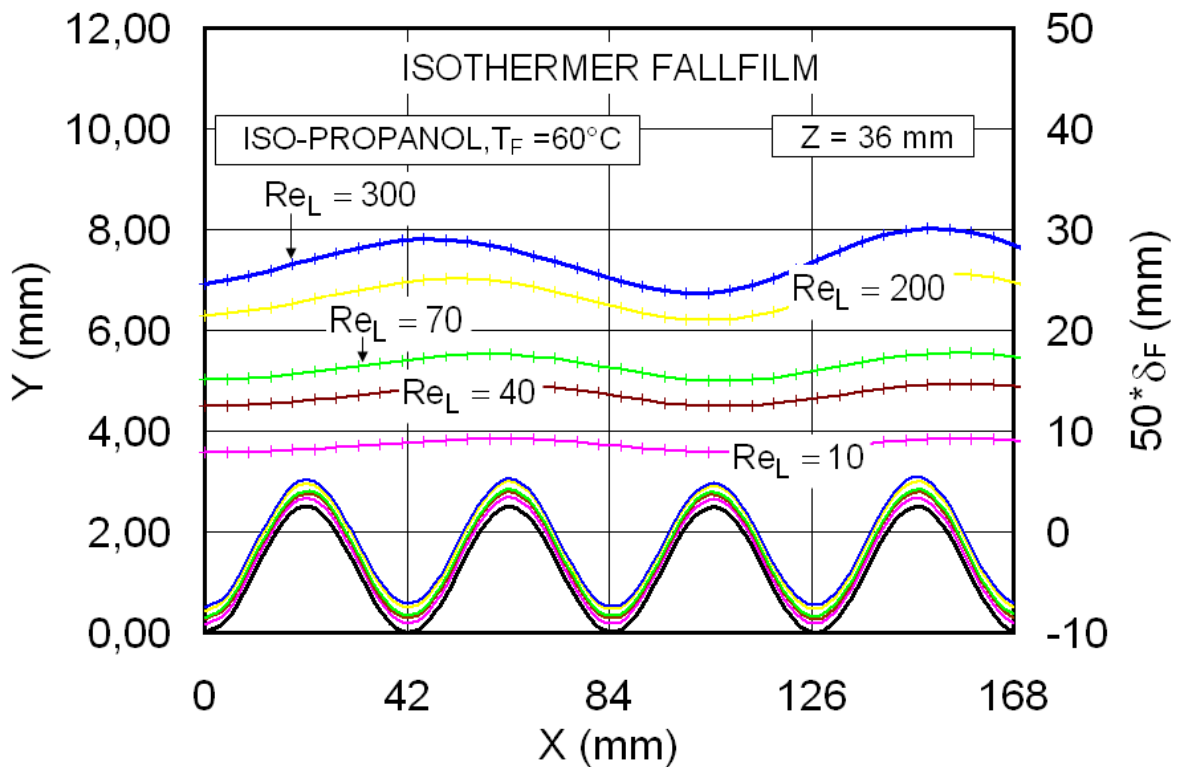


Bild 4.3: Lokale Filmdicke bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen an der Stelle $Z = 36$ mm

Bild 4.3 zeigt ein Beispiel der lokalen Filmdicke bei $Z = 36$ mm und der unterschiedlichen Reynolds-Zahl des Fluids. Bei der Berechnung wurden die Stoffwerte von Iso-Propanol bei 60 °C genommen.

Die Lösung der Gl. (4.7) bei unterschiedlichen $Z = 0 - 36$ mm und Reynolds-Zahlen liefert folgende Korrelation für die isotherme Filmdicke an der Thermoplatte:

$$\delta_{\text{THP}} = 1,495 \cdot \text{Re}_L^{0,335} \cdot \left(\frac{v_L^2}{g} \right)^{1/3} \quad (4.18)$$

$$\frac{\delta_{\text{THP}}}{\delta_{\text{Nu}}} = 1,037 \cdot \text{Re}_L^{0,002} \quad (4.19)$$

Die Gln. (4.18) und (4.19) sind für den isothermen Fallfilm im Bereich der Reynolds-Zahl von 10 bis 300 gültig.

4.2 DRUCKVERLUSTBEIWERT IM THERMOPLATTENKANAL

In diesem Kapitel wird der Druckverlustbeiwert im Thermoplattekanal in zwei Fällen behandelt. Hier wird die Durchströmung des Kanals mit reinem Dampf ohne Kondensation im Fall 1 und mit der Kondensation im Fall 2 behandelt. Die Strömung des Dampfes erfolgt in den beiden Fällen durch den aus zwei einander gegenüber senkrecht angeordneten identischen Thermoplatte gebildeten Kanal mit dem Abstand von maximal 12 mm.

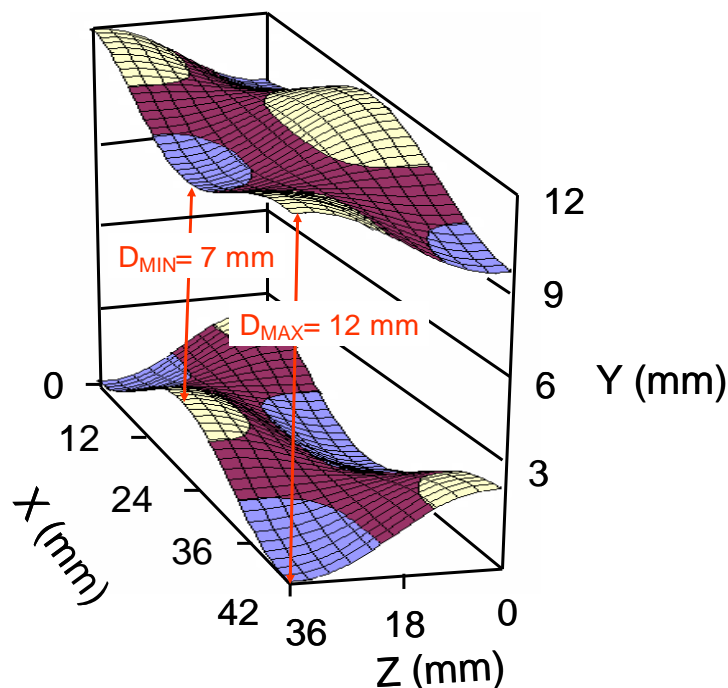


Bild 4.4: Dreidimensionaler Thermoplattekanal und die Kanalbreite

Für den im **Bild 4.4** dargestellten Thermoplattenkanal gilt:

$$D(X,Z) = D_{\text{MAX}} - 2A \left(1 + \cos\left(\frac{Z}{s_T} \pi\right) \cos\left(2 \frac{X}{s_L} \pi\right) \right). \quad (4.20)$$

4.2.1 Druckverlustbeiwert bei reinem Dampf ohne Kondensation

Wie bei der Bestimmung der isothermen Filmdicke wird bei der Ermittlung des Druckverlustbeiwertes das dreidimensionale zu einem zweidimensionalen Problem vereinfacht. Der mittlere Druckverlustbeiwert des Kanals $\bar{\zeta}_D$ wird durch die Integration der lokalen Druckverlustbeiwerte $\zeta_D(X,Z)$ bei einer bestimmten Reynolds-Zahl des Dampfes gebildet, Gl. (4.25) .

Zur Berechnung des lokalen Druckverlustbeiwertes $\zeta_D(X,Z)$ der Thermoplatte wird die Korrelation nach Gl. (4.21) von Lehman [90] adoptiert:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -1,94 \cdot \log \left[\left(\frac{k_s/d}{3,71} \right)^{1,03} + \left(\frac{4,26}{\text{Re}_L \sqrt{\xi}} \right) \right]. \quad (4.21)$$

Diese Korrelation von Lehman ist ursprünglich für die einphasige Strömung durch Rohre mit technischen Rauigkeiten entwickelt worden. Die Rauigkeitsgröße k_s und der hydraulische Durchmesser d des Rohrs in Gl. (4.21) wurden für die Thermoplatte erneut in Gl. (4.23) und Gl. (4.24) definiert. In diesem Fall kann die 3D-gewellte Struktur der Thermoplatte als Makrorauigkeit für die Dampfströmung betrachtet werden. Aus dieser Überlegung wurde danach die Gleichung von Lehman wie folgt modifiziert:

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta_D(X,Z)}} = -1,94 \cdot \log \left[\left(\frac{k_P}{3,71 \cdot D(X,Z)} \right)^{1,03} + \left(\frac{4,26}{\text{Re}_D \sqrt{\zeta_D(X,Z)}} \right) \right] \quad (4.22)$$

$$k_p = 0,1 \cdot A \quad (4.23)$$

$$Re_D = \frac{w_D \cdot D_h}{\nu_D}, \quad D_h = 2 \cdot \bar{D} = 19 \text{ mm}, \quad (4.24)$$

$$\bar{\zeta}_D = \frac{\int_0^{s_T} \int_0^{s_L} \zeta_D(X,Z) dX dZ}{s_T \cdot s_L}, \quad (4.25)$$

worin k_p die Makrorauigkeit der Plattenoberfläche, D_h der hydraulische Diameter und $\bar{\zeta}_D$ der mittlere Druckverlustbeiwert des reinen Dampfes im Thermoplattenkanal ist. Die berechneten Druckverlustbeiwerte unterschiedlicher Dampf-Reynolds-Zahlen des Thermoplattenkanals sind in **Bild 4.5** dargestellt. Das Bild zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

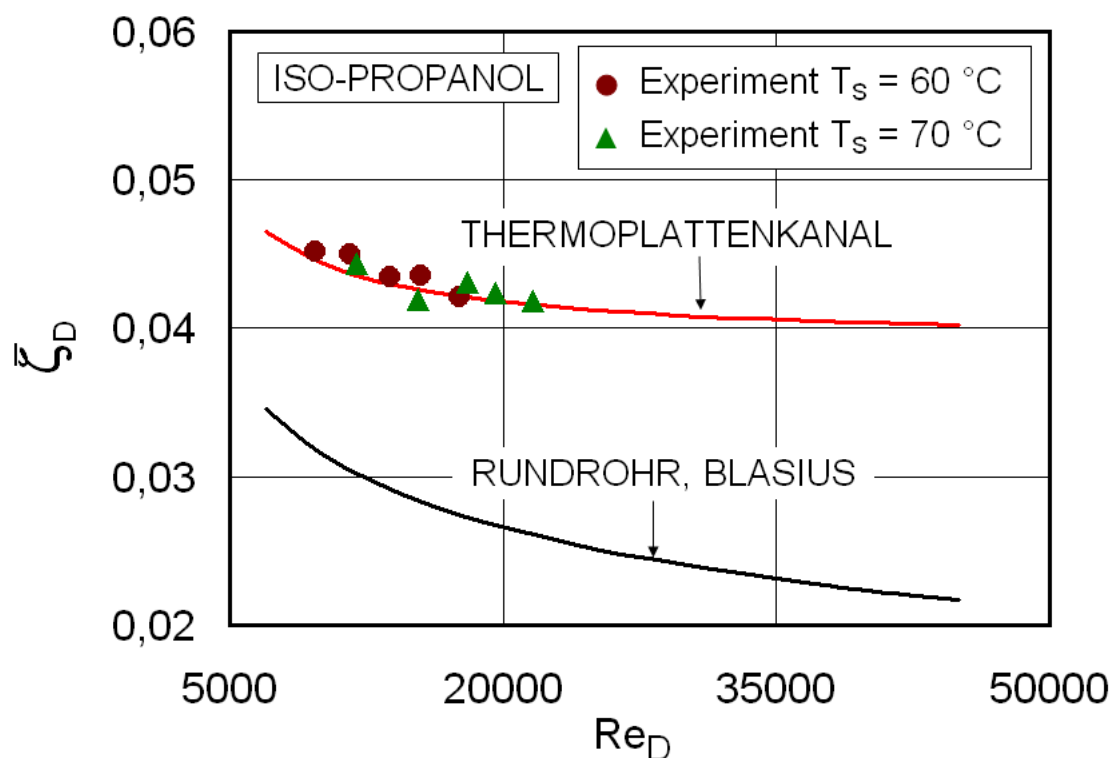


Bild 4.5: Einphasiger Druckverlustbeiwert bei der Durchströmung des Thermoplattenkanals bei unterschiedlicher Dampf-Reynolds-Zahl

4.2.2 Druckverlustbeiwert bei der Kondensation von reinem Dampf

Der Druckverlustbeiwert bei der Kondensation reiner Dämpfe in einem Kanal hängt generell von der Geschwindigkeit des Dampfes, den Viskositäten und Dichten beider Phasen, der Oberflächenspannung, der Schubspannungsgeschwindigkeit an der Filmoberfläche und vom Plattenabstand ab

$$\bar{\zeta}_{\text{KON}} = f(w_D, w_\tau, \eta_K, \eta_D, \rho_D, \rho_K, \sigma, D_h). \quad (4.26)$$

Bei der Entwicklung des Modells wurde die Überlegung von Mitrovic [15] herangezogen. Mitrovic betrachtet die Strömung während der Kondensation als eine reine einphasige Dampfströmung durch rauhen Kanal. In seiner Betrachtung hängen die Rauigkeitsparameter der Kanalwand von der Filmdicke und der Rauigkeit der Filmoberfläche ab. Ein weiterer wichtiger Einfluss auf den Druckverlust bei der Kondensation wäre Absaugung des Dampfes zur Wand. Hier wird der Druckverlust aufgrund der radialen Strömung erhöht. Für diese Überlegung wird danach bei der Modellentwicklung zur Berechnung des Druckverlustes im Thermoplattenkanal die Gleichung für raues Rohr nach Karman [41] adoptiert, Gl. (2.22).

Nakagawa und Hanratty [96] haben Gl. (2.22) zur Auswertung ihrer experimentellen Ergebnisse für rauhen sinusförmigen 2D-Kanal angewendet. Durch Einsetzen von $d = 2 \cdot D_h$ in Gl. (2.22) haben sie den Wert $k_s = 3,95 \cdot A$ bei der einphasigen turbulenten Strömung deduziert. Im Vergleich mit der Untersuchung von Nakagawa (zweidimensionale feste gewellte Wand) ist die Oberflächenstruktur der Thermoplatte während der Kondensation aufgrund des Kondensatfilms je nach Kondensationsbedingungen variabel. Das Plattenprofil und die Rauigkeit der Filmoberfläche überlagern sich in komplexer Weise, sodass die Rauigkeitswerte des Films bzw. der Platte örtlich unterschiedlich sind und diese sehr stark von den Stoffeigenschaften und der Dampfgeschwindigkeit des kondensierenden Fluids abhängen. In diesem Zusammenhang ist ein neuer Ansatz zur Berechnung des Druckverlustbeiwertes bei der Kondensation im Thermoplattenkanal entwickelt worden, die Modifikation der Gleichung (2.22) lautet danach:

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta_{\text{KON}}}} = 1,14 + 2 \cdot \log\left(2 \cdot D_h / \bar{k}_{P,F}\right) \quad (4.27)$$

$$\bar{k}_{P,F} = \left(\frac{1}{L} \int_0^L (k_{P,F}(X))^2 \cdot dX \right)^{1/2} \quad (4.28)$$

$$k_{P,F}(X) = 2 \cdot \delta_{\text{THP}} \cdot R \cdot \exp\left(M \frac{X}{\delta_{\text{THP}}}\right) \cdot \sin\left(H \frac{X}{\delta_{\text{THP}}}\right) \quad (4.29)$$

$$R = C_1 \left(\frac{\rho_D}{\rho_K} \right)^{n_1}, \quad M = C_2 \cdot \text{Bo}^{n_2} \cdot \text{Ka}^{n_3} \cdot \bar{\text{Re}}_D^{n_4}, \quad (4.30)$$

$$H = \text{Re}_K^{n_5} \text{Ka}^{n_6} \cdot \bar{\text{Re}}_D^{n_7}.$$

Die Symbole haben die gewöhnlichen Bedeutungen und die dimensionslosen Zahlen Bo und Ka bezeichnen die Siedekennzahl und die Kapitza-Zahl. Die Gl. (4.29) gilt für die lokale Filmrauigkeit und Gl. (4.28) für die mittlere Filmrauigkeit der zwei benachbarten Thermoplattenoberflächen.

In der Literatur existieren nur einige theoretische und experimentelle Untersuchungen [97]-[99] über die Oberflächenstruktur von Kondensatfilmen. Die meisten Arbeiten berichten über die Filmstruktur an der glatten vertikalen und horizontalen Platte oder dem Rundrohr. Die Ermittlung der Konstanten in Gl. (4.29) muss daher experimentell erfolgen. Die umfangreichen eigenen experimentellen Ergebnisse mit Wasser und Iso-Propanol ergaben folgende Werte für die Konstante in Gl. (4.29):

$$C_1 = 736,918; \quad n_1 = 0,4043; \quad C_2 = 0,0004855; \quad n_2 = 0,1635;$$

$$n_3 = -0,0884; \quad n_4 = 0,1363; \quad n_5 = 0,6973; \quad n_6 = -0,2391; \quad n_7 = -1,3922.$$

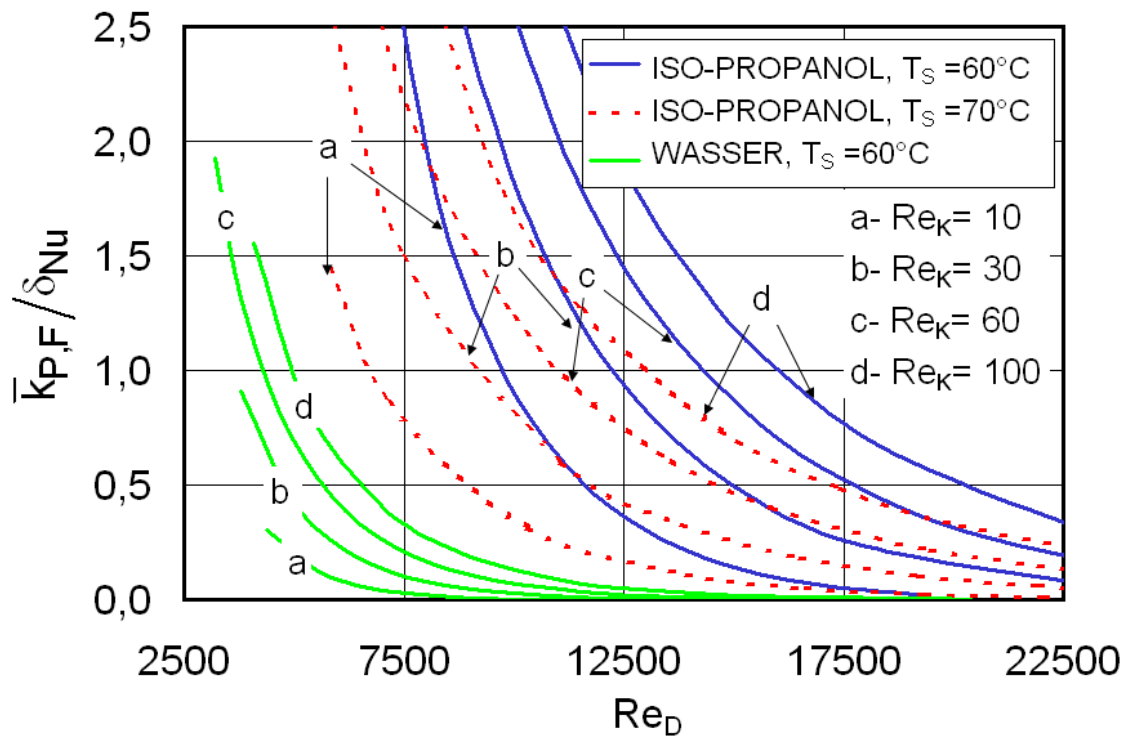


Bild 4.6: Dimensionslose mittlere Filmraugigkeit an der Thermoplatte während der Kondensation reinen Dampfes

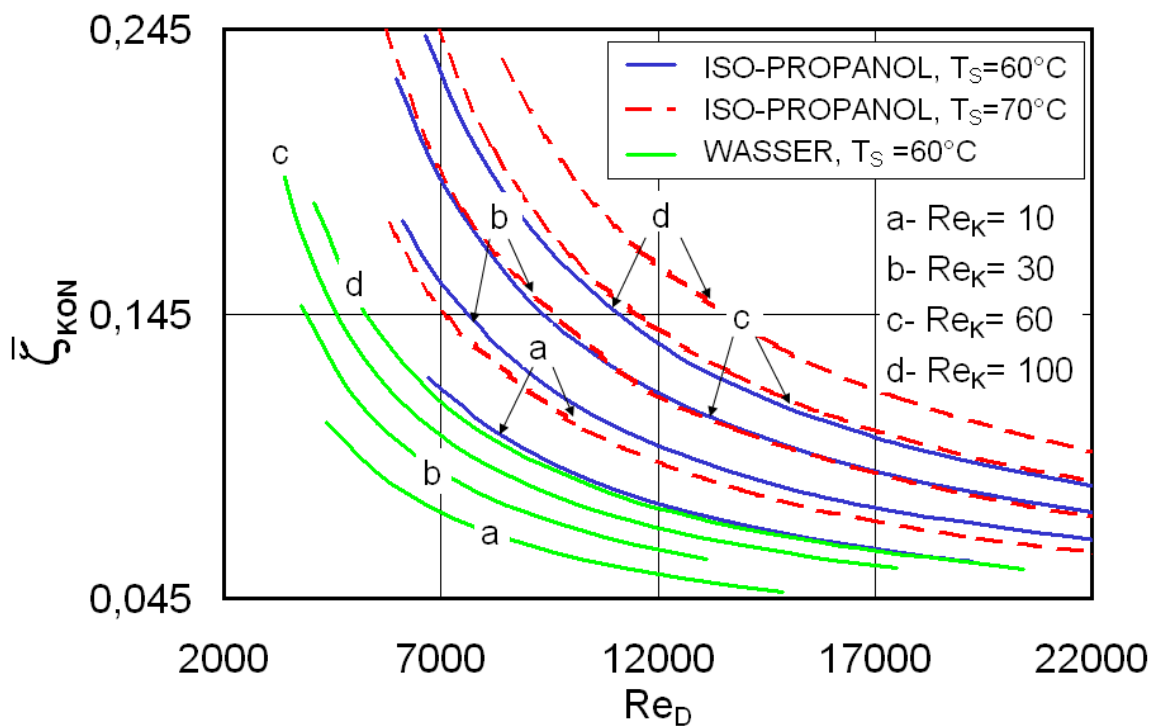


Bild 4.7: Mittlerer Druckverlustbeiwert im Thermoplattenkanal während der Kondensation als Funktion von Dampf-Reynolds-Zahl

Bild 4.6 und **Bild 4.7** demonstrieren den Einfluss der Dampf-Reynolds-Zahl auf die Flimrauigkeit und den Druckverlustbeiwert an der Thermoplatte während der Kondensation. Die Filmrauigkeit an der Wand sinkt mit der zunehmenden Dampf-Reynolds-Zahl. Dies ist bedingt durch eine „Glättung“ der Filmoberfläche bei höherer Dampfgeschwindigkeit, sodass der Druckverlustbeiwert abnimmt. Im Gegensatz zur Dampf-Reynolds-Zahl verursacht eine Zunahme der Kondensat-Reynolds-Zahl eine Erhöhung der Filmrauigkeit und des Druckverlustbeiwertes.

Die Größe R in Gl. (4.29) und die Siedekennzahl Bo (Dampfabsaugung aufgrund der Kondensation) haben einen signifikanten Einfluss auf die Filmrauigkeit; analog gilt dies auch für die Kapitza-Zahl. Die Summe der Wechselwirkungen führt zu einer niedrigen Filmrauigkeit bei Wasser als bei Iso-Propanol.

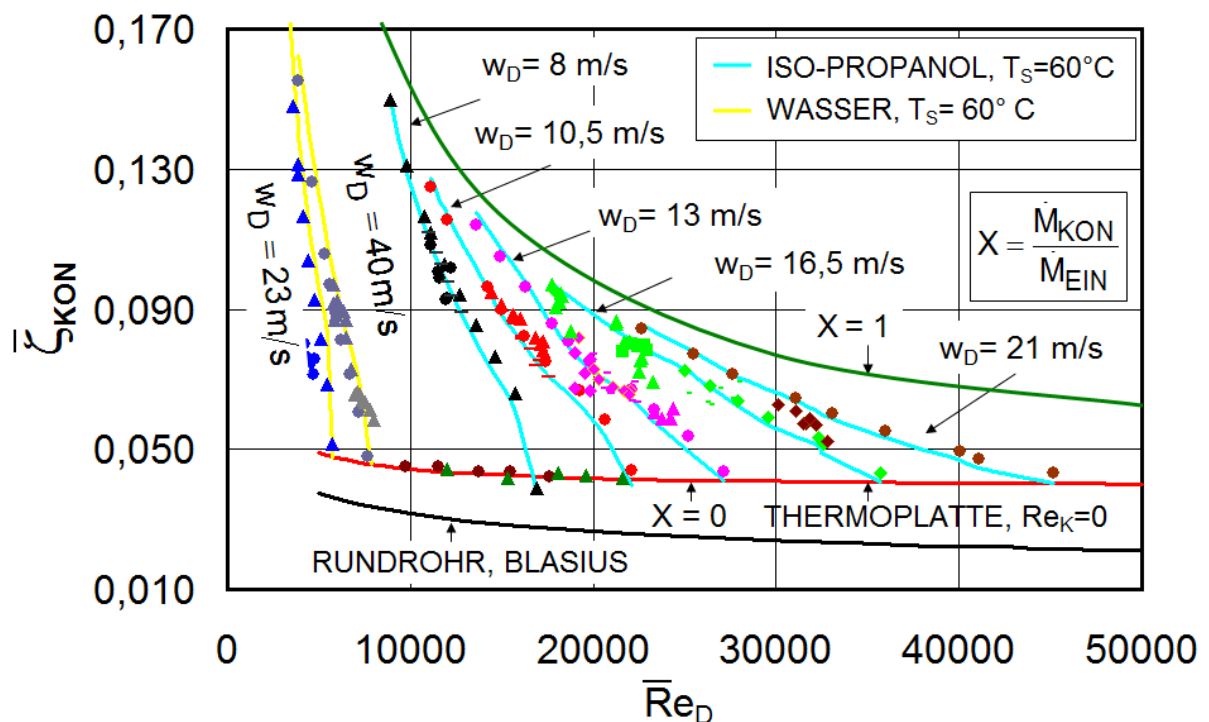


Bild 4.8: Berechnete und gemessene Druckverlustbeiwerte während der Kondensation als Funktion von Dampf-Reynolds-Zahl

Bild 4.8 zeigt einen Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Druckverlustbeiwerten während der Kondensation an Thermoplaten. Die mittlere

Dampf-Reynolds-Zahl \bar{Re}_D ist der linear gemittelte Wert zwischen Ein- und Austritt des Thermoplattenkanals. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Erhöhung des Kondensationsgrades X aufgrund der Zunahme der Filmrauigkeit eine Erhöhung des Druckverlustbeiwertes bewirkt. Die Funktion des Druckverlustbeiwertes bei kleinerer Dampfeintrittsgeschwindigkeit besitzt einen steilen Abfall im Vergleich mit dem bei höherer Dampfeintrittsgeschwindigkeit. Die Glättung der Filmoberfläche bei höheren mittleren Dampf-Reynolds-Zahlen ist deutlich zu erkennen.

4.3 WÄRMEÜBERGANGSKOEFFIZIENT BEI DER KONDENSATION

Um den Wärmeübergangskoeffizienten bei Kondensation an Thermoplatten vorhersagen zu können, sind grundsätzlich Informationen über die Eigenschaften des Films notwendig. Die Kenntnis über die Wechselwirkung zwischen dem Kondensatfilm und dem strömenden Dampf während der Kondensation spielten eine wichtige Rolle bei der Modellierung. Außerdem können die Filmwelligkeit und die Schubspannung aufgrund des Turbulenzballs an der Phasengrenze den Wärmeübergangskoeffizienten sehr stark beeinflussen.

In Kapitel 4.1 wurde die Dicke von Fallfilmen an der Thermoplatte in Gl. (4.18) und (4.19) berechnet. Diese gelten nur für die isotherme Filmströmung entlang der Thermoplatte, ohne die Schubspannung an der Phasengrenze.

4.3.1 Lokale Filmdicke bei der Kondensation von strömendem Dampf

Während des Kondensationsprozesses sind die Temperaturprofile zwischen der Wand und Filmoberfläche entlang der Platte je nach Kondensationsbedingungen sehr unterschiedlich. Die Stoffwerte des Kondensatfilms wie Viskosität und Dichte können aufgrund der hohen Temperaturdifferenz zwischen Platte und der Sättigungstemperatur die Strömungscharakteristik und die Filmdicke stark beeinflussen. Außerdem kann die hohe Schubspannung an der Phasengrenze aufgrund des strömenden Dampfes den Film beschleunigen und gleichzeitig die Dicke reduzieren.

Eine Korrelation für die Filmdicke bei der Kondensation von strömendem Dampf an senkrechtem Rohr wurde von Mitrovic [15] empfohlen:

$$\delta_{\text{KON}} = \delta_0 \cdot (1 + \beta^{-2})^{-0,5} \quad (4.31)$$

$$\beta = \left(\frac{g \delta_0^3}{\nu_K^2} \right)^{0,11} \cdot \bar{Re}_D^{-0,83} \cdot Ga^{0,326} \exp(0,647 \cdot Ka^{0,0425}) \quad (4.32)$$

$$Ga = \frac{g \cdot D_h^3}{\nu_K^2}, \quad (4.33)$$

worin $\delta_0 = \delta_{\text{THP}}$ die Filmdicke des isothermen Fallfilmes (ohne Dampfströmung) und Ga die Galilei-Zahl ist. Der Exponent von \bar{Re}_D in Gl. (4.32) wurde der Originalgleichung für das Rundrohr [15] entnommen und modifiziert (der Exponent für \bar{Re}_D in Gl. (4.32) ist -0,83 statt -0,9 in der Originalarbeit). Der Einfluss der Dampf-Reynolds-Zahl auf die Filmdicke an der Thermoplatte (der gewellten Struktur) ist nicht so stark wie an der glatten Fläche.

Die Korrelation entsprechend Gl. (4.32) berücksichtigt die Einflüsse der Dampfschubspannung und Temperaturdifferenzen im Kondensatfilm (Kondensatunterkühlung) auf die Filmdicke. Sie gibt die Werte für die mittlere Dicke, ohne die Welligkeit des Filmes zu beachten. In Wirklichkeit ist die Filmoberfläche wellig und die Welligkeit hat in der Regel einen starken Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten des Films.

Im Gegensatz zu den meisten Arbeiten [66]-[69] mit globalen Korrekturen zur Beschreibung des Welligkeitseinflusses auf die Erhöhung des Wärmeübergangs hat Miyara [100] zum ersten Mal analytisch die lokale Struktur des Films und deren Einfluss auf den Wärmeübergang untersucht. Er hat festgestellt, dass die Erhöhung der Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation auf zwei Effekte zurückzuführen ist: erstens die lokale Verringerung der Filmdicke wegen der Schubspannung und zweitens die Konvektion im Film (Änderung der Wellenform von

sinusähnlichen Wellen zu solitären Wellen entlang der Platte bei der Erhöhung des Kondensatmassenstroms). Weiterhin hat er festgestellt, dass der Erhöhungsfaktor bei den Wärmeübergangskoeffizienten des welligen Films stark von der Prandtl-Zahl des zu kondensierenden Dampfes abhängig ist. Anschließend haben seine Simulationsergebnisse über lokale Filmdicke und Wärmeübergangskoeffizienten gezeigt, dass die Nusselt-Zahl des Films nicht allmählich, sondern sprunghaft ansteigt, wenn die Filmoberfläche eine starke Welligkeit aufweist, **Bild 4.9**. Dieser sprunghafte Anstieg der Nusselt-Zahl verschiebt sich zu kleinerer Kondensat-Reynolds-Zahl bei der Erhöhung der Prandtl-Zahl.

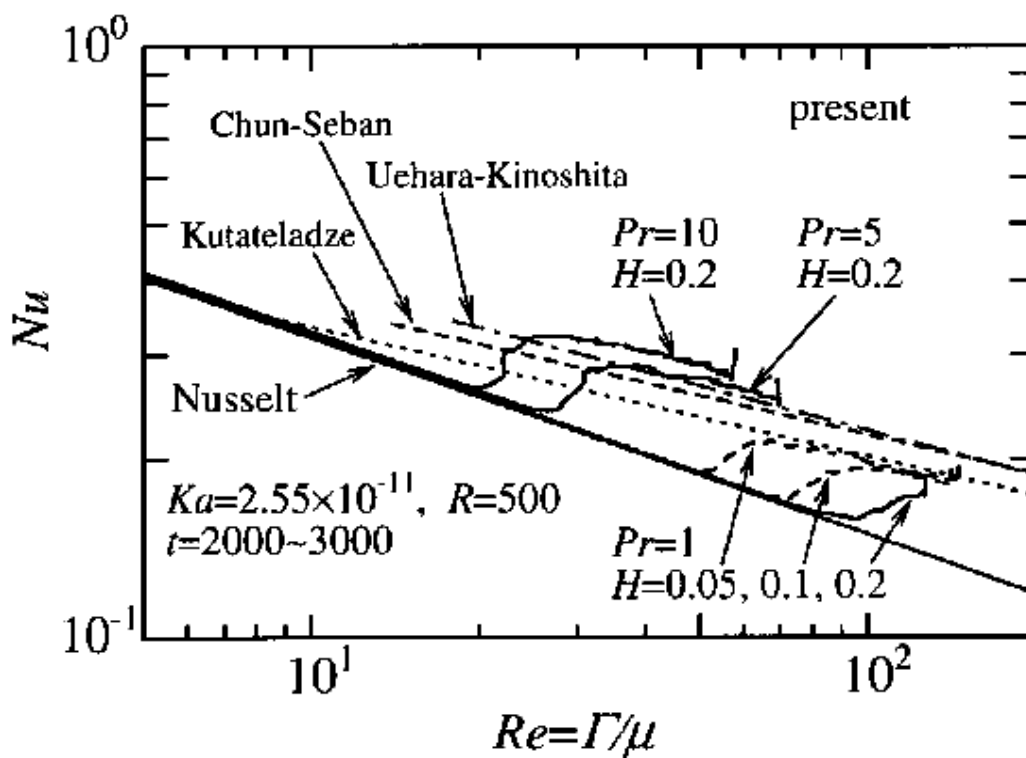


Bild 4.9: Nusselt-Zahl bei der Kondensation im Rohr mit Berücksichtigung der Welligkeit der Kondensatoberfläche nach Miyara [100], $t = x/\delta$

Ein weiterer Parameter der Filmstruktur ist die Störung des Films. Miyara [97] und Nosoko [101] haben die Dicke des gestörten Fallfilms untersucht. Sie haben den Zulaufstrom mithilfe eines Hochfrequenzlautsprechers gestört. Der Einfluss der erzeugten Vibrationen konnte bei unterschiedlichen Frequenzen direkt durch die Filmdickenänderung optisch beobachtet werden. Im Gegensatz zu Nosoko und Miyara, die durch Vibrationen die Filmströmung beeinflusst haben, betrachtet Drahos [102] die

Welligkeit einer Platte als den Störungsparameter für den Fallfilm. Trotz unterschiedlicher Betrachtungsweisen wurde festgestellt, dass die Erhöhung der Störungsfrequenz (durch Erhöhung der Vibrationsfrequenz oder Amplitude und Wellenlänge der Platte) den Abstand zwischen zwei Wellen reduziert.

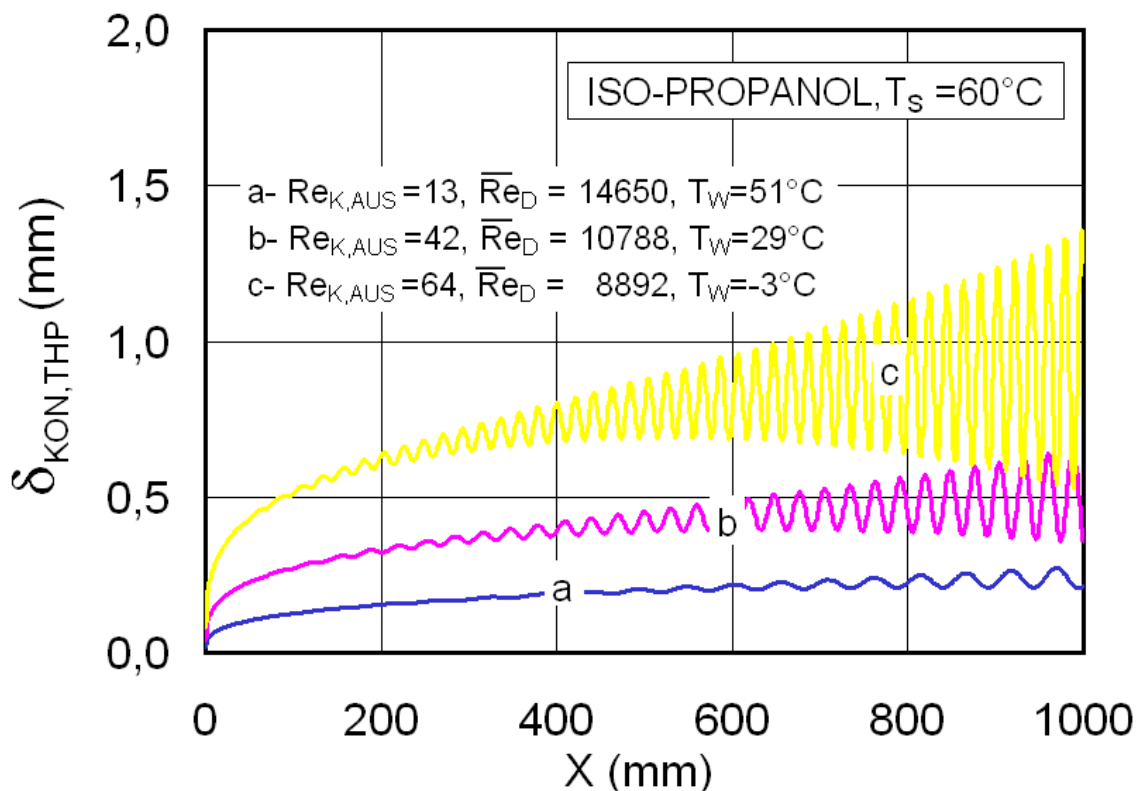


Bild 4.10: Lokale Kondensationsfilmdicke bei unterschiedlichen Dampf-, Kondensat-Reynolds-Zahlen und Wandtemperaturen der Thermoplatte

Aufgrund der 3D-Struktur der Thermoplatte wird folgender Ansatz zur Berechnung der Filmdicke bei der Kondensation an der Thermoplatte gewählt:

$$\delta_{KON,THP}(X) = \delta_{KON} + \frac{k_{P,F}}{2} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{Welle}} X\right) \cdot \frac{\delta_{Nu}}{4A} \quad (4.34)$$

$$\lambda_{Welle} = 1,46 \cdot \delta_{Nu} \cdot Re_K^{-0,28} \cdot Ka^{-0,087} \cdot f^{-1,45} \quad (4.35)$$

$$f = \frac{2 \cdot \delta_{Nu}}{S_L} \quad (4.36)$$

Die Gl. (4.34) wurde der Arbeit von Miyara [97] zur Berechnung des Abstandes zwischen zwei Wellen bei bestimmter Störungsfrequenz entnommen. Die Weber-Zahl in der Originalarbeit [97] ist in die Kapitza- und Reynolds-Zahl konvertiert.

Bild 4.10 zeigt das Profil der Filmoberfläche bei der Kondensation an der Thermoplatte bei unterschiedlichen Dampf-, Kondensat-Reynolds-Zahlen und Wandtemperaturen. Der Unterschied zwischen der maximalen und minimalen Filmdicke während der Kondensation an gewellter Thermoplatte ist relativ größer im Vergleich zu der glatten Wand. Diese Welligkeitsstruktur wird stärker durch die Erhöhung der Film-Reynolds-Zahl und Reduzierung der Dampf-Reynolds-Zahl. Die sinusähnliche Wellenstruktur, Kurve (a) geht mit zunehmender Film-Reynolds-Zahl in eine solitäre Welle entlang der Platte (Kurve c) über.

4.3.2 Lokale und mittlere Wärmeübergangskoeffizienten

Eigene experimentelle Untersuchungen (**Bild 3.25**, Kap. 3.3.6) haben gezeigt, dass die Thermoplatte bessere Wärmeübergangskoeffizienten als das Rundrohr oder die gerade Platte besitzt. Diese Erhöhung des Wärmeübergangs kann durch zwei Effekte verursacht werden. Erstens die hohe induzierte Schubspannung (aufgrund der Welligkeit der Platte) verursacht eine höhere Turbulenz an der Filmoberfläche und reduziert somit die Grundfilmdicke. Zweitens die 3D-gewellte Platte kann eine starke Rezirkulation im Grundfilm erzeugen, die den Wärmeübergang- und Stofftransport des Films verbessert, Negny [103].

Um die Wärmeübergangskoeffizienten der Thermoplatte bei der Kondensation unter unterschiedlichen Kondensationsbedingungen zu berechnen, wird der Film in zwei Zonen unterteilt, Grund- und Welliger-Filmbereich, **Bild 4.11**.

Die Beziehung für die lokalen Wärmeübergangskoeffizienten lautet:

$$\frac{1}{\alpha_{\text{KON,THP}}} = \frac{1}{\alpha_{\text{GF}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{WF}}}. \quad (4.37)$$

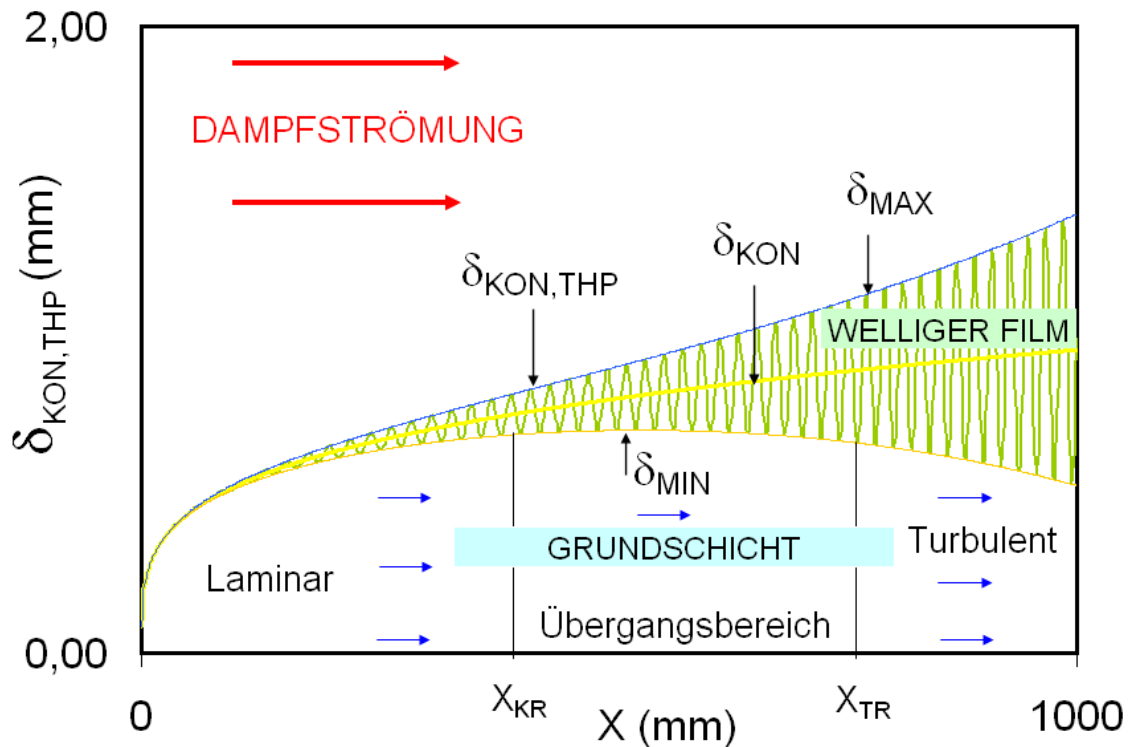


Bild 4.11: Filmmodell und Grenzschichten im Kondensatfilm zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten bei der Thermoplatte

In dem welligen Filmbereich herrscht aufgrund der Schubspannung in der Regel turbulente Strömung und im Grundfilm je nach Kondensationsbedingungen laminare, intermittierende und turbulente Strömung. Der Zustand im Grundfilm hängt in diesem Fall von der Reynolds-, Prandtl-, Kapitza-Zahl und der Schubspannung an der Wand ab. Zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im welligen Filmbereich wird die Gleichung von Xian [105] (vier Schichten bei turbulentem Kondensationsfilm) adoptiert:

$$\alpha_{WF} = 2 \cdot \sqrt{\frac{\Delta\delta_{Welle} \cdot w_{K,\tau}}{\nu_{K,\tau}}} \cdot \frac{\lambda_{K,\tau}}{\Delta\delta_{Welle}}, \quad (4.38)$$

$$\Delta\delta_{Welle} = \delta_{KON,THP} - \delta_{MIN} = \frac{k_{P,F} \cdot \delta_{Nu}}{2 \cdot (4A)} \cdot \left\{ \cos\left(\frac{2\pi X}{\lambda_{Welle}}\right) + 1 \right\}, \quad (4.39)$$

$$w_{K,\tau} = \sqrt{\frac{\tau_{\tau}}{\rho_{K,\tau}}}, \quad \tau_{\tau} = \zeta_{KON,THP} \frac{\rho_{K,\tau} \cdot \bar{w}_D^2}{4}, \quad (4.40)$$

worin τ_τ die Schubspannung an der Kondensatfilmoberfläche, $w_{K,\tau}$ die Schubspannungsgeschwindigkeit an der Phasengrenze, $\lambda_{K,\tau}$ die Temperaturleitfähigkeit des Kondensats an der Phasengrenze bezeichnen; die anderen Symbole haben die gewöhnliche Bedeutung.

Im Grundfilmbereich fließt das Kondensat zunächst laminar ab. Wenn der Film dicker wird, ändert er seinen Charakter zuerst zur stabilen Übergangsströmung und anschließend in turbulente Strömung. Ishigai [106] hat beobachtet, dass die Änderung des Filmcharakters von laminar zu turbulent nicht schlagartig erfolgt, sondern allmählich in einem langen Zwischenbereich. Um danach den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von der Thermoplatte zu berechnen, ist die Position der Änderung der Filmströmung (X_{KR} , X_{TR}) notwendig, **Bild 4.11**.

Die Stabilität der Filmströmung an 2D-gewellten Platten haben Trifonov [93], [95] und Wierschem [94] untersucht. Trifonov hat durch seine Simulationsrechnung festgestellt, dass die Welligkeit oder die Erhöhung der Plattenamplitude die Filmströmung stabilisieren, gleichzeitig aber auch destabilisieren kann. Er fand bei dem Film mit höherer Kapitza-Zahl (flüssiger Stickstoff), dass die Welligkeit der Platte die Strömung im kleineren Reynolds-Zahl-Bereich stabilisiert. Im höheren Reynolds-Zahl-Bereich hingegen ist die Instabilität des Films früher zu erkennen im Vergleich zu einer ebenen Platte. Im Gegensatz zu dem Fluid mit höherer Kapitza-Zahl verursacht die Welligkeit bei Fluiden mit kleinerer Kapitza-Zahl (water-glycerin) eine frühere Instabilität (im Vergleich zu der ebenen Platte) im gesamten Bereich der Reynolds-Zahl.

In der Literatur existiert keine Korrelation zur Berechnung der kritischen oder turbulenten Reynolds-Zahl bei Filmströmungen an 3D-gewellter Platten, wie Thermoplaten. Durch eigene Wärmeübergangsexperimente mit Iso-Propanol bei 60 °C und 70 °C konnte diese Grenze der Reynolds-Zahl ermittelt werden. Die kritische Reynolds-Zahl Re_{KR} (Übergang vom laminaren zum Übergangströmungsbereich) und turbulente Reynolds-Zahl Re_{TR} (Übergang vom Übergangströmungsbereich zur turbulenten Strömung) können danach mit folgenden Korrelationen angegeben werden:

$$\text{Re}_{\text{KR}} = 1,545 \cdot \text{Ka}^{0,852} \cdot \text{Pr}_L^{-0,869} \cdot \text{Ku}^{0,166}, \quad (4.41)$$

$$\text{Re}_{\text{TR}} = 2,5 \cdot \text{Ka}^{0,849} \cdot \text{Pr}_L^{-0,85} \cdot \text{Ku}^{0,17}, \quad (4.42)$$

$$\text{Ku} = \frac{c_{pL}(T_S - T_W)}{\Delta h_V}, \quad (4.43)$$

worin Ku die Kutatelaze-Zahl ist. Sie berücksichtigt die Dämpfung der Turbulenzentwicklung aufgrund der Unterkühlung des Kondensatfilms während der Kondensation.

Diese Überlegung für das Filmmodell (**Bild 4.11**) gibt folgende Beziehung für den Wärmeübergangskoeffizienten des Grundfilms:

$$\alpha_{\text{GF}} = \{\alpha_{\text{LAM}} \cdot J\} \cdot \Psi + \alpha_{\text{TUR}} \cdot \Theta \quad (4.44)$$

$$J = 1 + \frac{\alpha_{\text{ÜB}}/\alpha_{\text{LAM}}}{1 + \phi \cdot \exp[\omega(X_{\text{KR}} - X)]}; \quad X_{\text{KR}} = L \cdot \frac{\text{Re}_{\text{KR}}}{\text{Re}_{\text{K,AUS}}} \quad (4.45)$$

$$\Psi = \frac{1}{1 + \exp[-0,02(X_{\text{TR}} - X)]}; \quad X_{\text{TR}} = L \cdot \frac{\text{Re}_{\text{TR}}}{\text{Re}_{\text{K,AUS}}} \quad (4.46)$$

$$\Theta = \frac{1}{1 + \exp\langle 0,02(X_{\text{TR}} - X) \rangle}. \quad (4.47)$$

Die Funktion J beachtet die Position des Umschlags des laminaren Films. Die Parameter Ψ und Θ beschreiben die Anteile der Wärmeübergangskoeffizienten.

Die Parameter ϕ und ω bestimmen die Position, wann die laminare Strömung ihren Charakter verliert, und X_{KR} die Stelle, an der die Strömung vollständig ihre Übergangseigenschaften besitzt. Die Parameter ϕ , ω hängen von der Oberflächenspannung des Kondensates σ , der mittleren Schubspannung zwischen Wand- und Kondensatoberfläche und der Kondensatfilmdicke ab,

$$\phi = \left(\frac{(\tau_\tau + \tau_W) \cdot \bar{\delta}_{\text{KON}}}{2 \cdot \sigma} \right)^{0,55} \quad (4.48)$$

$$\omega = \frac{0,019 \cdot \left(\frac{(\tau_\tau + \tau_W) \cdot \bar{\delta}_{\text{KON}}}{2 \cdot \sigma} \right)^{0,78}}{\bar{\delta}_{\text{MIN}}} \quad (4.49)$$

$$\tau_W = \frac{1}{L} \int_0^L \tau_W \, dX; \quad \tau_W = \tau_\tau + g(\rho_K - \rho_D) \cdot \delta_{\text{KON,THP}} \quad (4.50)$$

$$w_{K,W} = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho_K}}. \quad (4.51)$$

Zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im laminaren Bereich α_{LAM} gilt die Gleichung von Nusselt [7] :

$$\alpha_{\text{LAM}} = \frac{\bar{\lambda}_K}{\bar{\delta}_{\text{KON}}}. \quad (4.52)$$

Im Übergangsbereich und im turbulenten Bereich wurde das Mehrschichtenmodell von Xian [105] übernommen:

$$\alpha_{\text{ÜB,TUR}}(X) = \frac{\alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \alpha_3}{\alpha_1 \cdot \alpha_2 + \alpha_3 \cdot (\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (4.53)$$

$$\alpha_1 = \frac{w_{K,W} \cdot \bar{\lambda}_K}{5 \cdot \bar{v}_K} \quad (4.54)$$

$$\alpha_2 = \frac{\bar{\lambda}_K \cdot \text{Pr}_K \cdot w_{K,W}}{5 \cdot \bar{v}_K \cdot \ln(1 + 5 \text{Pr}_K)} \quad (4.55)$$

$$\alpha_3 = \frac{\bar{\lambda}_K \cdot \text{Pr}_K \cdot w_{K,W}}{2,5 \cdot \bar{v}_K \cdot \ln \left(\frac{1 - \text{Pr}_K + 72000 \cdot \Delta \delta^+ \cdot \text{Pr}_K}{1 + 11 \cdot \text{Pr}_K} \right)} \quad (4.56)$$

$$\Delta\delta^+ = \frac{\delta_{\text{MIN}} \cdot w_{\text{K,W}}}{\nu_{\text{K}}} \quad (4.57)$$

Die vierte Schicht mit α_4 stellt den welligen Filmbereich dar, Gl. (4.38). Bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Übergangsbereich wurden alle Stoffgrößen wie in Gl. (4.52) bis Gl. (4.56) bei der mittleren Temperatur zwischen Thermoplattenwand und Sättigungstemperatur gebildet, während in der turbulenten Schicht aufgrund turbulenter Schwankungsbewegung und einer besseren Durchmischung des Kondensates die Stoffwerte bei der Kondensationstemperatur berechnet wurden.

Die Gln. (4.31) bis (4.57) wurden iterativ gelöst. Die Stoffgrößen wie ν_{K} , λ_{K} sowie die lokalen und die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}_{\text{KON}}$ wurden durch Variation der Wandtemperatur T_{W} so ermittelt, dass Gl. (4.58) erfüllt wird,

$$\Delta Q = \left\{ \dot{M}_{\text{KON}} \cdot \Delta h_{\text{V}} + 0,68 \cdot c_{\text{pL}} \cdot (T_{\text{S}} - T_{\text{W}}) \right\} - \bar{\alpha}_{\text{KON}} \cdot A_{\text{P}} \cdot (T_{\text{S}} - T_{\text{W}}) = 0 \quad (4.58)$$

$$A_{\text{P}} = 2 \cdot b \cdot L = 2 \cdot 0,3 \text{ m} \cdot 1 \text{ m} = 0,6 \text{ m}^2 \quad (4.59)$$

Bild 4.12 zeigt ein Beispiel für die Sprungfunktion J bei verschiedenen Dampf-, Film-Reynolds-Zahlen und Wandtemperaturen. Bei der kleineren Reynolds-Zahl (a) ist der Kondensatfilm laminar entlang der gesamten Plattenlänge. Die Funktion J verschiebt sich zu den höheren Werten durch die Erhöhung der Kondensat-Reynolds-Zahl und Wandtemperatur. Im Allgemeinen hängt diese Funktion stark von der Filmrauigkeit, Dampf-Reynolds-Zahl und der Schubspannung ab, Gl. (4.45).

Die Profile für den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und die Filmdicke bei der Kondensation von Iso-Propanol (60 °C) sind im **Bild 4.13** dargestellt. Die Kondensat-Reynolds-Zahl beträgt $Re_{\text{K}} = 64$, die Dampf-Reynolds-Zahl $\bar{Re}_{\text{D}} = 8892$ und die Wandtemperatur $T_{\text{W}} = -3 \text{ °C}$.

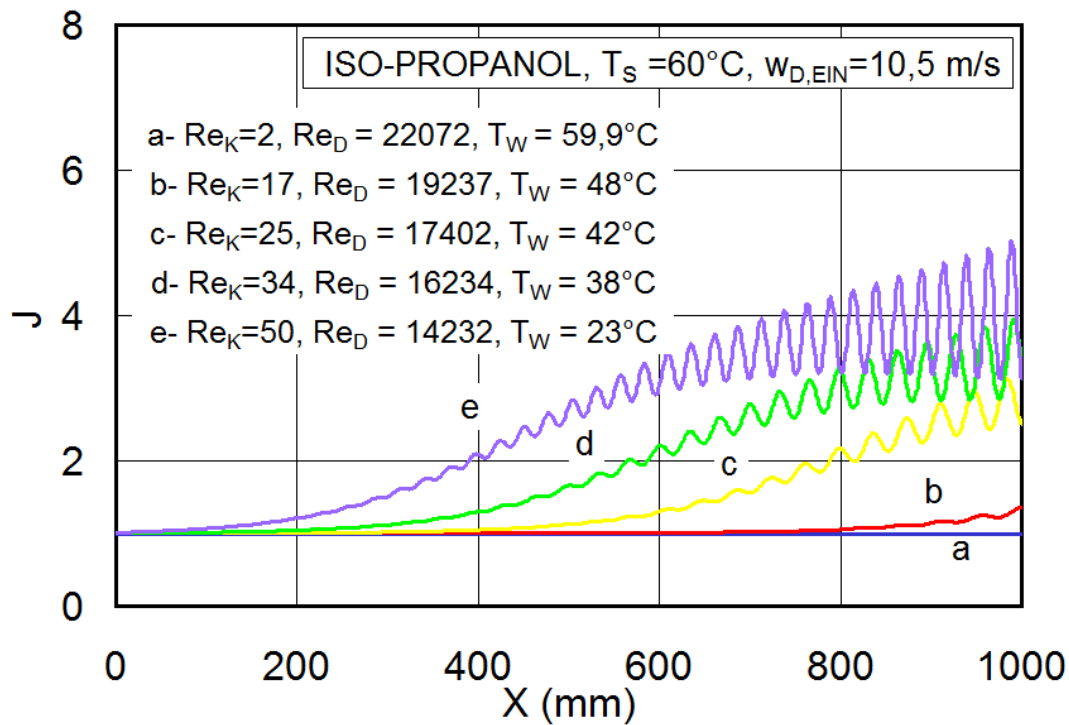


Bild 4.12: Sprungfunktion J bei unterschiedlichen Kondensationsbedingungen entlang der Thermoplatte

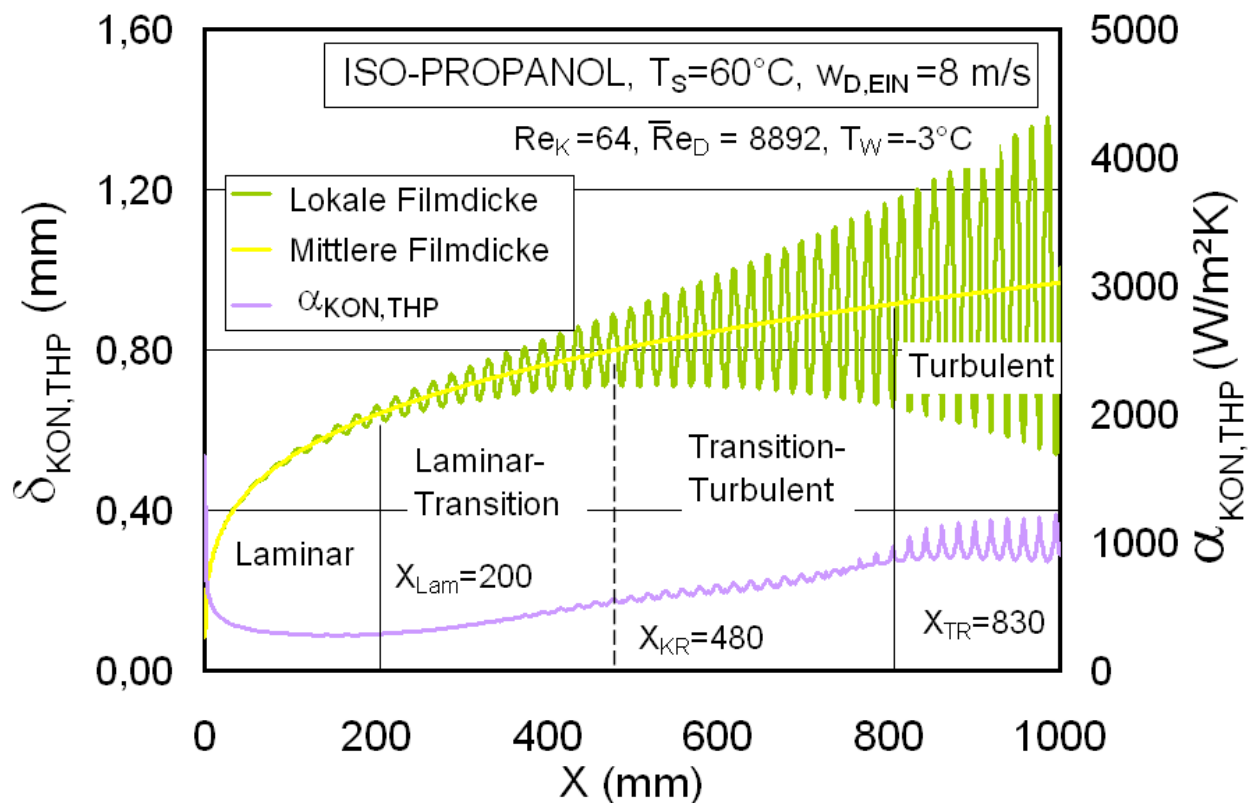


Bild 4.13: Lokale Kondensatfilmdicke und Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Thermoplatte

Wie hieraus folgt, weisen der Film und der Wärmeübergang in den ersten 200 mm der Plattenlänge laminares Verhalten auf. Ab Plattenlänge von $X = 200$ mm beginnt der Film wellig zu werden. Die Änderung der Filmeigenschaften von laminar zu turbulent erfolgt hier aufgrund der komplexen Struktur der Thermoplatte sehr langsam.

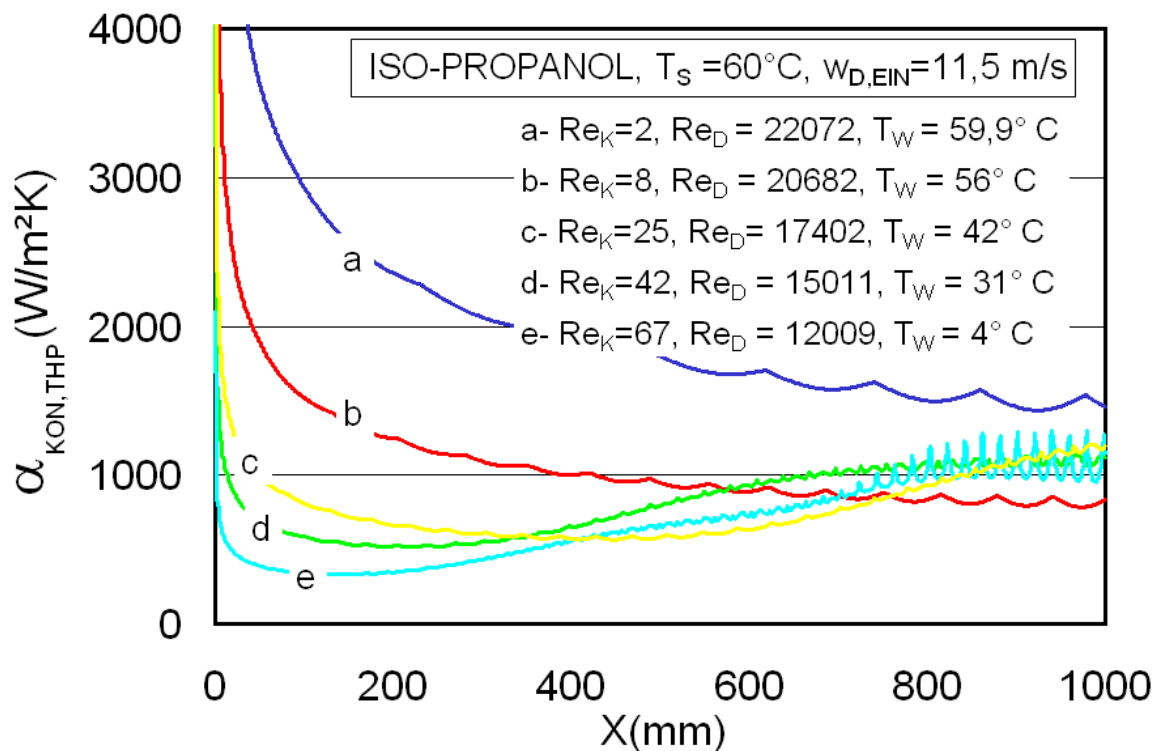


Bild 4.14: Die Entwicklung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten entlang der Thermoplatte bei unterschiedlichen Kondensationsbedingungen

Die Entwicklung des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten im Kondensatfilm entlang der Platte bei unterschiedlichen Film- und Dampf-Reynolds-Zahlen ist im **Bild 4.14** dargestellt. Die Kurve (a) besitzt aufgrund kleinster Filmdicke (Kondensat-Reynolds-Zahl) den höchsten laminaren Wärmeübergangskoeffizienten. Kurve (b) besitzt laminare Eigenschaften auf der Plattenlänge kleiner als 800 mm und geht danach in den Übergangsbereich über. Anschließend zeigt Kurve (e) bei der laminaren Strömung ($X < 200-400$ mm) aufgrund der starken Kondensatunterkühlung den kleinsten Wärmeübergangskoeffizienten.

In **Bild 4.15** sind die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von den Dampfeintrittsgeschwindigkeiten und Temperaturdifferenzen dargestellt. Wie dem Bild

entnommen werden kann, nimmt der Wärmeübergangskoeffizient mit der Dampfgeschwindigkeit zu.

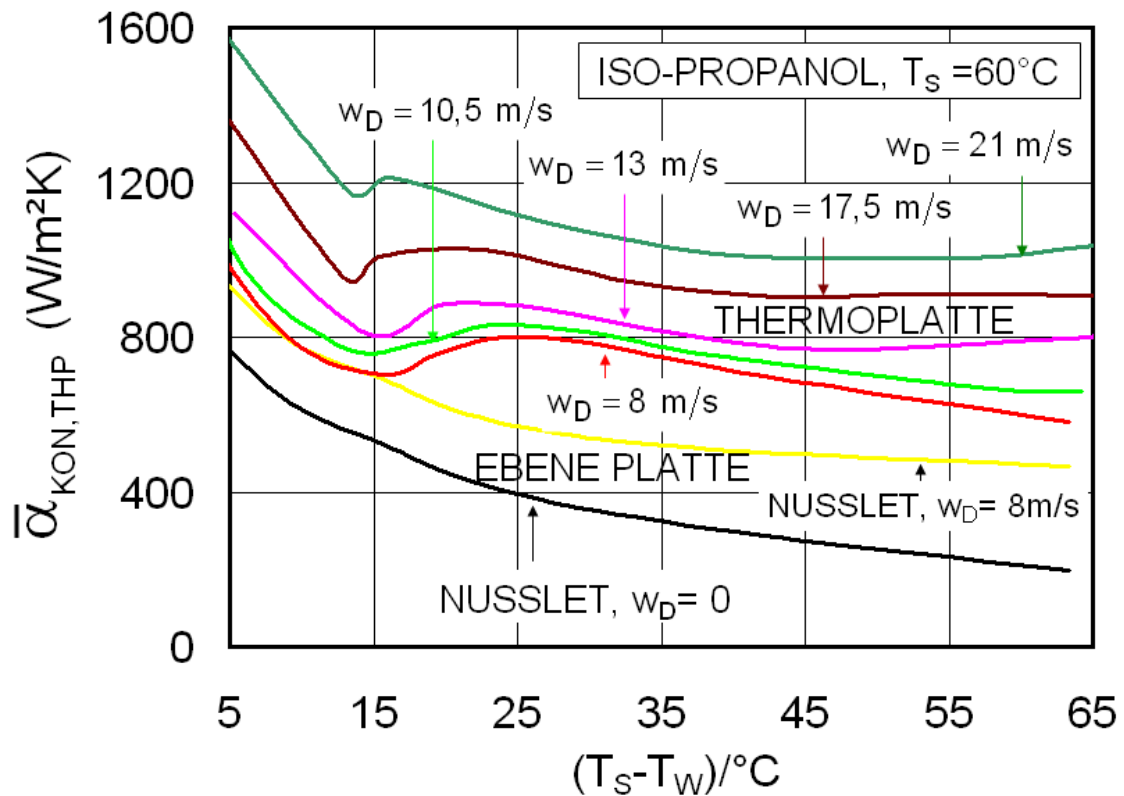


Bild 4.15: Mittlere Wärmeübergangskoeffizienten bei unterschiedlicher Dampfeintrittsgeschwindigkeit und Temperaturdifferenz

Bei Temperaturdifferenzen zwischen 5 °C und 10 °C nimmt der Wärmeübergangskoeffizient ab. Die Zunahme der Temperaturdifferenz führt zu einem dickeren Kondensatfilm, was die Wärmeleitung im Film beeinflusst. Bei Temperaturdifferenzen oberhalb ca. 15 °C ist der Film dicker mit einer stärkeren Konvektion in Querrichtung.

Bei Dampfeintrittsgeschwindigkeit von 8 m/s nimmt der Wärmeübergangskoeffizient zunächst zu, **Bild 4.15**, und erreicht das Maximum $\bar{\alpha}_{\text{KON,THP}} = 800 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ bei $\Delta T = 25 \text{ }^\circ\text{C}$. Eine weitere Erhöhung der Temperaturdifferenz bedeutet gleichzeitig eine Erhöhung der Kondensatfilmdicke, folglich nimmt der Wärmeübergangskoeffizient ab. Im Gegensatz zu $w_D = 8 \text{ m/s}$ sinkt der mittlere Wärmeübergangskoeffizient bei $w_D = 13 \text{ m/s}$ zwar bei weiterer Erhöhung der Temperaturdifferenz, steigt jedoch ab

$\Delta T = 45\text{ °C}$ durch Turbulenz im Film wieder an. Das Minimum des Wärmeübergangskoeffizienten bewegt sich zu kleinerer Temperaturdifferenz mit Zunahme der Dampfeintrittsgeschwindigkeit.

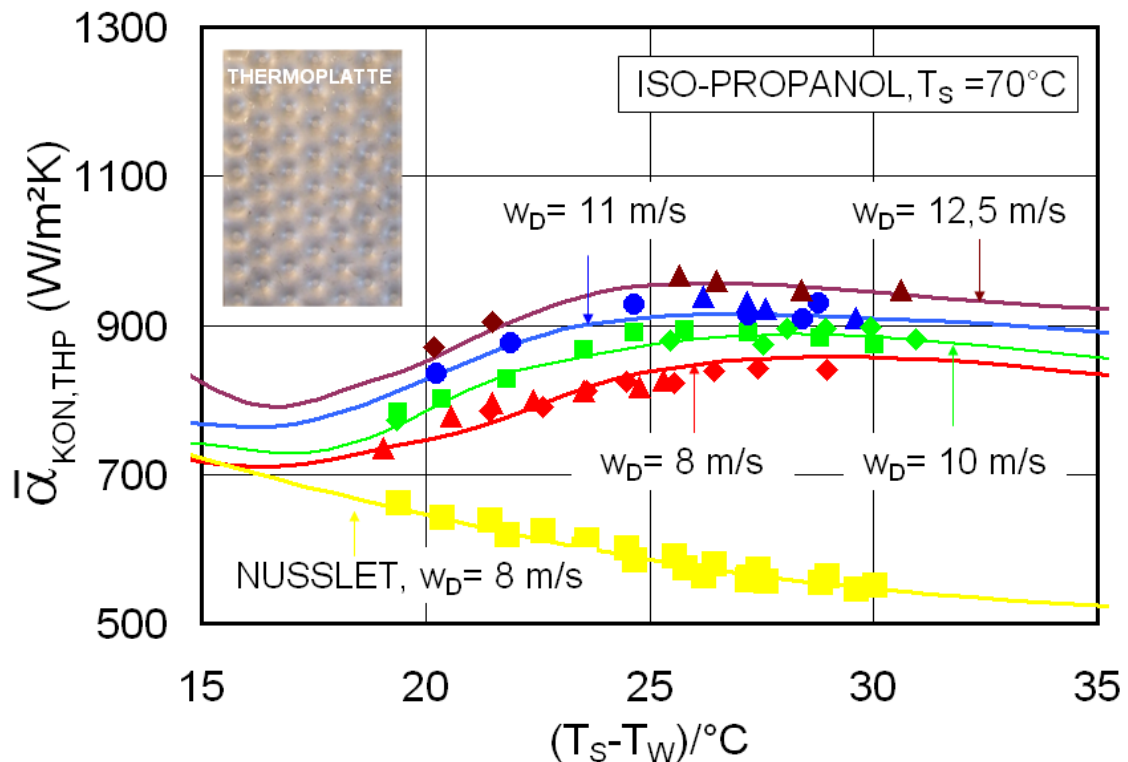


Bild 4.16: Berechnete mittlere Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Iso-Propanol (70 °C) bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten im Vergleich mit den experimentellen Werten

Bild 4.16 und **Bild 4.17** stellen einen Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Wärmeübergangskoeffizienten dar. Die Wärmeübergangskoeffizienten wurden bei unterschiedlichen Dampfgeschwindigkeiten und Sättigungstemperaturen (60 und 70 °C) verglichen. Mit dem entwickelten theoretischen Modell ist es gelungen, die experimentellen Werte mit einer Abweichung kleiner als $\pm 10\%$ wiederzugeben.

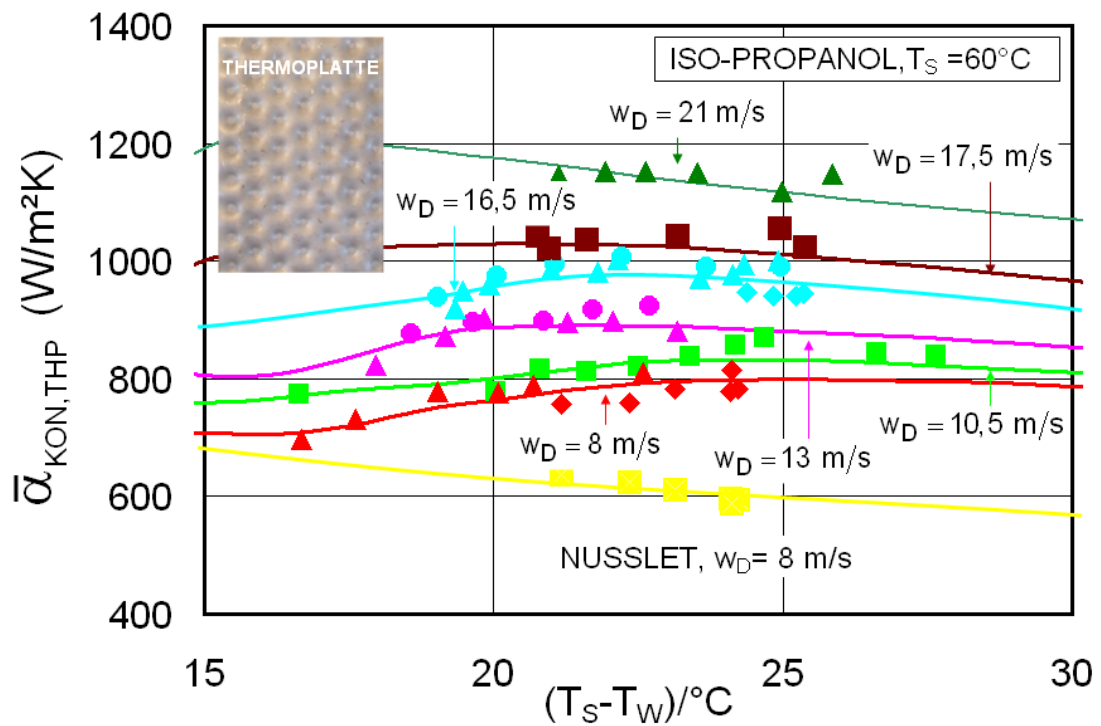


Bild 4.17: Berechnete mittlere Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von Iso-Propanol (60 °C) bei unterschiedlichen Dampfeintrittsgeschwindigkeiten im Vergleich mit den experimentellen Werten

5 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die vorliegende Arbeit widmet sich der Kondensation von Dämpfen in Thermoplattenkanälen. Dabei wurden die Vorgänge auf der Seite des kondensierenden Dampfes als auch des Kühlfluids experimentell untersucht. Der Wärmeübergang und der Druckabfall stellen in den beiden Fällen die primären Größen dar.

Für die experimentellen Untersuchungen wurden zwei Versuchsanlagen aufgebaut. An einer dieser Anlagen wurden der kühlfluidseitige Wärmeübergang und Druckabfall untersucht, während an der anderen die Experimente zur Kondensation vorgenommen wurden.

In den Untersuchungen auf der Seite des Kühlfluids wurde zunächst die Plattentemperatur in Abhängigkeit vom elektrischen Plattenwiderstand ermittelt. Anschließend wurden der innenseitige Wärmeübergangskoeffizient und der Druckabfall bei unterschiedlichen Temperaturen und Strömungsgeschwindigkeiten des Versuchsfuids bestimmt. Für diese Untersuchungen wurden ein Wärmeträgeröl und Wasser verwendet. Mit den gewonnenen Messdaten wurden Korrelationen für den Wärmeübergang und Druckabfall aufgestellt. Wie sich zeigte, beeinflussen die Schweißstellen über das Strömungsfeld insbesondere den Wärmeübergang in einer komplexen Weise, sodass im vorliegenden Fall keine Analogie zu den Transportprozessen bei Strömungen in Flachkanälen (äquidistante ebene Platten) oder Rohren besteht.

In den Untersuchungen auf der Kondensationsseite wurden zunächst Experimente am einphasigen Testfluid (Iso-Propanol, Dampf) vorgenommen. Anschließend folgten die Messungen unter Kondensationsbedingungen mit Iso-Propanol und Wasser. Variiert wurden der Massenstrom des umlaufenden Versuchstoffes, der Kondensationsgrad und die treibende Temperaturdifferenz. Die Experimente wurden im Unterdruckbereich ausgeführt. Die anhand der experimentellen Ergebnisse aufgestellten Korrelationen für den Wärmeübergang und Druckabfall beachten die Schubspannung an der Oberfläche des Kondensationsfilmes, die Oberflächenspannung und die Absaugung des kon-

densierenden Dampfes. Diese Korrelationen konnten die experimentellen Ergebnisse mit einer Abweichung kleiner $\pm 10\%$ wiedergeben.

Wie die Ergebnisse zeigen, weicht das wärmetechnisch-hydraulische Verhalten der untersuchten Thermoplatte bei der Kondensation deutlich vom Verhalten konventioneller Kanäle mit ebenen Wänden ab. Im Bereich kleiner Reynolds-Zahl ($Re < 70$) ergaben sich bis zu 40 % höhere Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich zur Kondensation in senkrechten Rohren [26], [63].

Die Struktur der Kühlfläche, die Abmessungen der Strömungskanäle und die Prozessparameter (Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur, Stoffeigenschaften, Gemischzusammensetzung) beeinflussen das thermische Verhalten der Thermoplaten in einer komplexen Weise, sodass sich vielfältige Möglichkeiten für eine effiziente Gestaltung der Thermoplattenkondensatoren bieten.

Ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Modell bietet die Möglichkeit, Optimierungen vorzunehmen und das Potenzial von Thermoplaten besser als bisher in der Praxis umzusetzen. Nach diesem Modell können die Filmrauigkeit und -dicke, der Druckabfall und der Wärmeübergangskoeffizient ermittelt werden.

6 FORMELZEICHEN

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	–	Konstante Gl. (2.56)
A	m	Plattenamplitude
A	m ²	Wärmeübertragungsfläche
b	m	Plattenbreite
b	–	Konstante Gl. (3.54)
B	–	Konstante Gl. (2.56)
c	–	Konstante Gl. (3.54)
c _p	J/(kgK)	spez. Wärmekapazität
d	m	Plattenabstand, Rohrdurchmesser
D	m	Rohrdurchmesser, Plattenabstand
E	–	Absaugekorrektur
f	–	Welligkeitskorrektur
f	–	Konstante Gl. (3.54)
g	–	Konstante Gl. (3.54)
g	m/s ²	Erdbeschleunigung
h	m	Abstand zwischen zwei Platten
h	m	Spiralamplitude des gewellten Rohrs
Δh	kJ/kg	Kondensationsenthalpie
H	–	Konstante Gl. (4.30)
I	A	elektrischer Strom
k(∞)	–	Korrekturterm für den Druck
k	W/(m ² K)	Wärmedurchgangskoeffizient
k	m	Rauigkeit
K	m	Krümmung 2D-gewellte Platte Gl. (4.1)
K	–	Konstante Gl. (2.3)

\mathcal{L}	m	charakteristische Länge Gl. (2.41)
l	m	charakteristische Länge Gl. (2.52)
M	–	Konstante Gl. (4.30)
\dot{m}	$\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$	Massenstromdichte
\dot{M}	kg/h	Massenstrom
$N(\infty)$	–	Korrekturterm für die Nusselt-Zahl
N	–	Konstante für die Nusselt-Zahl Gl. (2.4)
p	m	Abstand zwischen den Spiralen
p	bar	Druck
P	–	Konstante Gl. (3.60)
Q	–	Konstante Gl. (3.60)
R	–	Konstante Gl. (3.60), Gl. (4.30)
S	–	Konstante Gl. (3.60)
\dot{q}	kW/m^2	Wärmestromdichte
\dot{Q}	W	Wärmestrom, termische Leistung
R	Ω	elektrischer Widerstand
t	s	Zeit
T	K, °C	Temperatur
T	–	Konstante Gl. (3.60)
u	m/s	Fluidgeschwindigkeit
U	V	Spannung
U	m	Umfang
v	m^2/s	Massenstromdichte Gl. (4.14)
V	m^3	Volumen
w	m/s	Geschwindigkeit
X	m	Raumkoordinate
x	–	Dampfanteil
y	m	Wandabstand

Z	–	Konstante Gl. (3.43),
Z	m	Raumkoordinate
α	–	Winkel Gl. (4.11)
α	$W/(m^2K)$	Wärmeübergangskoeffizient
β	°	Prägungswinkel der PHE
β	K^{-1}	Wärmeausdehnungskoeffizient
δ	m	Filmdicke, Blechdicke
ε	–	Filmdickeverhältniss Gl. (4.1)
Δ	m	Länge Gl. (3.56)
η	Ns/m^2	dynamische Viskosität
λ	$W/(mK)$	Wärmeleitfähigkeit
λ	m	Periode der Plattenamplitude
$\hat{\lambda}$	m^{-1}	Kehrwert von der Periode der Plattenamplitude
ν	m^2/s	kinematische Viskosität
σ	N/m^2	Oberflächenspannung
ρ	kg/m^3	Dichte
τ	N/m^2	Schubspannung
θ	m	die Hälfte der Thermoplattendicke
ζ	–	zweiphasiger Druckverlustbeiwert
ξ	–	innenseitiger einphasiger Druckverlustbeiwert
φ	–	Korrekturterm für die Absaugwirkung

Indizes

a	außen
Alu	Aluminium
AUS	Austritt

i	innen, Summierindex, innen, Komponente
C	kritische
EQ	Equivalent
EIN	Eintritt
EK	erzwungene Konvektion
D	Dampf
DG	Dampf-Gas
F	Film, Fluid
ges	gesamt
GF	Grundfilm
h	hydraulisch
HF	Heizfluid
ISO	Iso-Propanol
K	Kondensat
KR	kritische Grenze (Laminar-Übergang)
KF	Kühlfluid
KON	Kondensation
Kor	Korrelation
L	Flüssigkeit
Lam	laminar
min	Minimalwert
max	Maximalwert
MIN	Minimum
MAX	Maximum
m	Mittelwert
mit	mittlere Platte
n	Anzahl
N	modifizierte Filmdicke Gl. (3.54)
N2	Stickstoff
Nu	Nusselldicke
P	Platte

PHE	Plate Heat Exchanger (Plattenwärmeübertrager)
Pt100	Temperatursensorart
Q	innerer Strömungsquerschnitt der Thermoplatte
Rel	relativ
R	Reibung
s	Sandrauigkeit
S	Querschnitt, Sättigungszustand
seit	seitliche Platte
th	thermische
tot	Totalkondensator
Turb	turbulent
TR	turbulente Grenze
THP	Thermoplatte
ÜB	Übergangsbereich
V	Verlust, Verdampfung
W	Wand, Welligkeit, Welle
WF	welliger Film
x	lokale Werte
x	erste Ableitung
xx	zweite Ableitung
δ	Film Dicke, an der Phasengrenze
τ	Schubspannung
∞	Endzustand ($t \rightarrow \infty$)
*	dimensionslose Länge ($L/(d_h \cdot Re)$)
+	dimensionslose Länge ($L/(d_h \cdot Pr \cdot Re)$)
•	strömender Dampf

Kennzahlen

$$Bo = \frac{\dot{q}}{\dot{m} \cdot \Delta h_V} \quad \text{Siedekenn-Zahl}$$

$$Ga = \frac{g \cdot D_h^3}{\nu_K^2} \quad \text{Galilei-Zahl}$$

$$Ku = \frac{c_{pL}(T_S - T_W)}{\Delta h_V} \quad \text{Kutatelaze-Zahl}$$

$$Ka = \frac{\sigma}{\rho_F g^{1/3} \nu^{4/3}} \quad \text{Kapitza-Zahl}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d_h}{\lambda_L} \quad \text{Nusselt-Zahl}$$

$$Ra = \frac{g\beta}{\nu a} \cdot \frac{\dot{q} \cdot d^4}{\lambda} = Gr \cdot Pr \quad \text{Rayleigh-Zahl}$$

$$Re = \frac{\bar{w} \cdot d}{\nu_L} \quad \text{Reynolds-Zahl}$$

$$Pr = \frac{\nu_L}{a} = \frac{\eta_L c_p}{\lambda_L} \quad \text{Prandtl-Zahl}$$

$$\Lambda = \frac{\sigma \cdot \delta_{Nu}^2}{\rho_L \nu_L Q \cdot r_{\min}} \quad \text{modifizierte Weber-Zahl}$$

$$Wr = \frac{\sigma_L}{\eta_L \cdot w_F} \quad \text{Wirbel-Zahl}$$

7 LITERATUR UND QUELLENVERZEICHNIS

- [1] Ernst, A.: *James Watt und die Grundlage des modernen Dampfmaschinenbaues*, Zeitschrift VDI 40 (1986) Nr.35, 973–983.
- [2] Robinson, E., Musson A. E.: *James Watt and the steam Revolution*, Adams & Dart, London 1969.
- [3] Silver, R. S.: *Some Aspects of the Development of the Condenser from the time of James Watt*, Proceedings of Two-Day Symposium, September 1st and 2nd 1969, University of Glasgow.
- [4] Sebald, J. F.: *A History of Steam Surface Condensers for the Electric Utility Industry*, Heat Transfer Engineering 1(1980), Nr. 3, 80–87.
- [5] Anonymus: *Joule's Surface Condensers*, Patent Dated 7th September, 1859. The Engineer 9 (1860), 253.
- [6] Joule, J. P.: *On the Surface Condensation of Steam*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London 151 (1861), 133–160.
- [7] Nusselt, W.: *Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes*, VDIZ. 60 (1916), 541–546, 569–575.
- [8] Carpenter, E. F.: Colburn R. P., *The Effect of Vapour Velocity on Condensation inside Tubes*, Proc. Inst. Mech. Eng., ASME General Discussion on Heat Transfer (1951–7).
- [9] Roshenow, W.: *Heat transfer and temperature distribution in laminar film condensation*, ASME Journal of Heat Transfer 78 (1956), 1645–1648.
- [10] Grigull, U.: *Wärmeübergang bei der Kondensation mit turbulenter Wasserhaut*, Zeitschrift VDI 86 (1942).
- [11] Labuntsov, D. A.: *Heat transfer with condensation of pure vapours on vertical surfaces and horizontal tubes* (in Russian), Thermal Engineering 4 (1957), No 7, 72–79.
- [12] Chun, K. R., Seban R. A.: *Heat Transfer to Evaporating Liquid Films*, J. of Heat Transfer 93 (1971), 391–396.
- [13] Mills, A. F., Chung D. K.: *Heat transfer across turbulent falling films*, Int. J. Heat Mass Transfer 16 (1973), 694–696.
- [14] Blangetti, F.: *Lokaler Wärmeübergang bei der Kondensation mit überlagerter Konvektion im vertikalen Rohr*, Dissertation Technische Universität Karlsruhe (1992).

-
- [15] Mitrovic, J.: *Wärmeübergang bei der Filmkondensation reiner gesättigter Dämpfe an senkrechten Kühlflächen*, Fortschrittberichte VDI 1987, Reihe (19) Nr. 22.
- [16] Numrich, R.: *Die partielle Kondensation eines Wasserdampf/Luftgemisches im senkrechten Rohr bei Drücken bis 21 bar*, Dissertation Universität Gesamthochschule – Paderborn (1987).
- [17] Claus, N.: *Kondensation strömender reiner Dämpfe im senkrechten Rohr bei Drücken bis 15 bar*, Dissertation Universität Gesamthochschule – Paderborn (1996).
- [18] Gregorig, R.: *Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen*, Zeitschrift für Angewandte Math. und Physik 5 (1954) , 36–49.
- [19] Christ, A.: *Dampfturbinen-Vorwärmerrohre mit gerillter Oberfläche*, Escher Wyss Mitteilungen 33 (1960), 1–2–3, 94–96.
- [20] Webb, R. L.: *A Generalized Procedure for the Design and Optimization of Fluted Gregorig Condensing Surfaces*, J. of Heat Transfer 101 (1979), 335–339.
- [21] Mori, Y., Hijikata, K., Hirasawa, S., Nakayama, W., *Optimized Performance of Condensers with outside Condensing Surface*, Condensation Heat Transfer ASME 18th Nat. Heat Transfer Conference San Diego (1979) 55–62.
- [22] Michael, J. W., Murphy, R. W.: *Enhanced Condensation Heat Transfer*, American Institute of Chem. Engn. (1980), 183–191.
- [23] Marto, P. J.: Reilly, D. J., Fenner, J. H.: *An Experimental Comparison of Enhanced Heat Transfer Condenser Tubing*, Advances in Enhanced Heat Transfer ASME 18th Nat. Heat Transfer Conference San Diego (1979) 1–9.
- [24] N N: *Hohe Wärmeübergang-Zahlen garantiert*, cav 1994 Mai, 229-232.
- [25] Mitrovic, J., Maletic, B.: *Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in thermoplates*, Proc.13th Int. Heat Transfer Conference, Sydney, HEX – 10, (2006).
- [26] Mitrovic, J., Peterson, R.: *Vapor condensation heat transfer in a Thermoplate Heat Exchanger*, Chem. Ing. Technol. 30 (2007),No. 7, (907–919).
- [27] Merker, P. G., Grigull, U.: *Konvektive Wärmeübertragung*, Springer Verlag (1987).
- [28] Baehr, H. D., Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*, 4. Auflage 2004, Springer Verlag Berlin, Heidelberg, New York.

- [29] Graetz, L.: *Über die Wärmeleitungsfähigkeit von Flüssigkeiten*, Ann. Phys. Chem., Teil 1 in 18 (1883), 79-84, Teil 2 in 25 (1885), 337–357.
- [30] Nusselt, W.: *Die Abhängigkeit der Wärmeübergangs-Zahl von der Rohrlänge*, VDI-Z. 54 (1910), 1154–1158.
- [31] Brown, G. M.: *Heat or mass transfer in a fluid in laminar flow in a circular duct or flat conduit*, Amer. Inst. Chem. Ing. J. 6 (1960), 179–183.
- [32] Stephan, K.: Thermodynamik. In: Dubbel, Taschenbuch für den Maschinenbau. 20. Aufl., Berlin: Springer 2001.
- [33] Stephan, K.: *Wärmeübergang und Druckabfall bei nicht ausgebildeter Laminarströmung in Rohren und ebenen Spalten*, Chem.-Ing.-Tech. 31 (1959), 773-778.
- [34] Kakac, S., Sha, R.K., Aung, W.: *Handbook of Singel-Phase Convective Heat Transfer*, New York, John Wiley & Sons (1987).
- [35] Dittus, P. W., Boelter, M. K.: *Heat transfer in automobile radiators of the tubular type*, Univ. California Pub. Eng., Vol. 2, Oct. 17(1930), No.13, 443–461, reprinted in Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 12 (1985), 3–22.
- [36] Sieder, E. N., Tate, G. E.: *Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes*, Ind. Eng. Chem., Vol. 28 (1936), 1429–1436.
- [37] Gnielinski, V.: *New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow*, Int. Chem. Eng. 16 (1976), 359–368.
- [38] Petukhov, B.S., Kirilov, V.V.: The Problem of heat exchange in the turbulent flow of liquids in tubes, Teploenergetika 4 (1968), 63–68.
- [39] Notter, R. H., Sleicher, C. A.: *A Solution to the turbulent Graetz problem III. Fully developed and entry region heat transfer rates*, Chem. Eng. Sci. 27 (1972), 2073–2093.
- [40] Blasius, H.: *Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten*. Forsch. Ingenieurwiss. 134 (1913), 1–40.
- [41] Karman, Th.: *Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz*, Göttingen: Nachr. Ges. Wiss. Math.-Phys. Klasse 30 (1930), 58–76.
- [42] Vicente, P. G., Garcia, A., Viedma, A.: *Experimental investigation on heat transfer and frictional characteristics of spirally corrugated tubes in turbulent flow at different Prandtl numbers*, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004), 671–681.
- [43] Vicente, P. G., Garcia, A., Viedma, A.: *Mixed convection heat transfer and isothermal pressure drop in corrugated tubes for laminar and transition flow*, Int. Comm. Heat Mass Transfer 31, No. 5 (2004), 651–662.

-
- [44] Russ, G., Beer, H.: *Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface – II. Experimental investigation*, Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 40, No. 5 (1997), 1071–1081.
- [45] Russ, G., Beer, H.: *Heat transfer and flow field in a pipe with sinusoidal wavy surface – I. Numerical investigation*, Int. J. Heat Mass Transfer 40, No. 5 (1997), 1061–1070.
- [46] Shohel, M., Islam, S. A. K. M., Feroz, C. M.: *Flow and heat transfer characteristics inside a wavy tube*, Heat and Mass Transfer 39 (2003), 387–393.
- [47] Gschwind, P.: *Strömungs- und Transportsvorgänge in gewellten Kanälen mit ineinanderliegender Anordnung der Wände*, Dissertation Universität Stuttgart, (2000).
- [48] Wang, C. C., Chen, C. K.: *Forced convection in a wavy-wall channel*, International Journal of Heat and Mass transfer 45 (2002), 2587–2595.
- [49] Gradeck, M., Hoareau, B., Lebouche, M.: *Local analysis of Heat transfer inside corrugated channel*, International Journal of Heat and Mass transfer 48 (2005), 1909–1915.
- [50] Nishimura, T., Matsune, S.: *Vortices and wall shear stresses in asymmetric and symmetric channels with sinusoidal wavy walls for pulsate flow at low Reynolds numbers*, International Journal of Heat and Fluid Flow 19 (1998), 583–593.
- [51] Nishimura, T., Murakami, S., Arakawa, S., Kawamura, Y.: *Flow observations and mass transfer characteristics in symmetrical wavy-walled channels at moderate Reynolds number at steady flow*, Int. J. Heat Mass Transfer 33 (1990), 835–845.
- [52] Hossain, Z. H., Islam, S. A. K. M.: *Fully developed flow structures and heat transfer in sine-shaped wavy channels*, Int. Communications in Heat and Mass Transfer 31 (2004), 887–896.
- [53] Rush, T. A., Newell, T. A., Jacobi, A. M.: *An experimental study of flow and heat transfer in sinusoidal wavy passages*, International Journal of Heat and Mass Transfer 42 (1999), 1541–1553.
- [54] Wang, G., Vanka, S. P.: *Convective heat transfers in periodic wavy passages*, Int. J. Heat Mass Transfer 38 (1995), 3219–3230.
- [55] Metwally, H. M., Manglik, R. M.: *Enhanced heat transfer due to curvature-induced lateral vortices in laminar flows in sinusoidal corrugated-plate channels*, International Journal of Heat and Mass Transfer 47 (2004) 2283–2292.

- [56] Manglik, R. M., Zhang, J. and Muley, A.: *Low Reynolds number forced convection in three-dimensional wavy-plate-fin compact channels: fin density effects*, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 No. 8 (2005), 1439–1449.
- [57] Wilson, E. E.: *A basis for traditional design of heat transfer apparatus*, Trans. ASME 37 (1915), 47–70.
- [58] Yan, Y. Y., Lio, H. C., Lin, T. F.: *Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-134a in a plate heat exchanger*, International Journal of Heat and Mass transfer 42 (1999), 993–1006.
- [59] Han, D. H., Lee, K. J. and Kim, Y. H.: *The characteristics of condensation in brazed plate heat exchangers with different chevron Angels*, Journal of the Korean Physical Society 43 (2003), 66–73.
- [60] Hsieh, Y. Y., Lin, T. F.: *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 (2002), 1033–1044.
- [61] Martin, H.: *A theoretical approach to predict the performance of chevron-type plate heat exchanger*, Chem. Eng. Process. 35 (1996), 301–310.
- [62] Focke, W. W., Zachariades, J., Oliver, I.: *The effect of the corrugation angle on the thermohydraulic performance of plate heat exchangers*, Int. J. Heat Mass Transfer 28 (1985), 1469–1479.
- [63] Mitrovic, J., Peterson, R.: Abschlussbericht zum AiF Forschungsvorhaben Nr. 13736N (*Experimentelle Untersuchungen und Modellierung von Kondensationsvorgängen in Thermoblechapparaten*), TIB UB Hannover, Signatur: F 06 B 3194.
- [64] Peterson, R. and Mitrovic, J., *Part I: Study of single phase convection in Thermoplate Exchanger*, International Conference on Heat Transfer, HEFAT 2007, 1–4 July 2007 Sun City, South Africa.
- [65] Peterson, R. and Mitrovic, J., *Part II: Study of Condensation in Thermoplate Exchanger*, International Conference on Heat transfer, HEFAT 2007, 1–4 July 2007 Sun City, South Africa.
- [66] Kapica, P. L.: *Wellenströmung dünner, viskoser Flüssigkeitsfilme (russ.)*, Zurnal Eksperimentalnoj i Teoreticeskoj Fiziki 18 Nr. 1 (1948), 3–28.
- [67] Chun, K. R.: *Evaporation from Thin Liquid Films*, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley (1969).
- [68] Kutateladze, S. S.: Gogonin, I. I.: *Heat transfer in film condensation of slowly moving vapor*, Int. J. Heat Mass Transfer 22 (1979), 1593–1599.

- [69] Müller, J.: *Wärmeübergang bei der Filmkondensation und seine Einordnung in Wärme- und Stoffübertragungsvorgänge bei Filmströmungen*. Dissertation Technische Universität Karlsruhe (1992).
- [70] Liu, P. J. P.: *The Evaporative Falling Film on Horizontal Tubes*, Ph. D. Thesis, Univ. of Wisconsin, Madison (1975).
- [71] Nakayama, A., Kayama, H.: *An Integral Treatment of Laminar and Turbulent Film Condensation on Bodies of Arbitrary Geometrical Configuration*, Trans. ASME, Journal of Heat Transfer 107 (1985), 142–423.
- [72] VDI-Wärmeatlas 9. Auflage 2002: *Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*, VDI-Verlag.
- [73] Shah, M. M.: *A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes*, Int. J. Heat Mass Transfer 22 (1979), 547–556.
- [74] Andreussi, P.: *The Onset of Droplet Entrainment in Annular Downward Flows*, Can. J. Chem. Eng. 58 No. 4 (1980), 267–270.
- [75] Hadley, M.: *Kondensation binärer Dampfgemische unter dem Einfluß der turbulenten Gasströmung bei Drücken bis 15 bar*. Dissertation, Universität GH Paderborn (1996).
- [76] Gross, U.: *Shear Stress Effects on Counter Current Film Condensation inside Tubes: a Review of Recent Developments 90 Years after Nusselt*, Proceedings, Invited lecture at International Heat Transfer Conference 2006, Sydney, Australia
- [77] Gross, U., Philipp C.: *Conjugated Shear Stress and Prandtl Number Effects on Reflux Condensation Heat Transfer inside a Vertical Tube*, Int. J. Heat and Mass Transfer 49 (2006), 144–153.
- [78] Kuo, W. S., Lie, A. M., Hsieh, Y. Y., Lin, T. F.: *Condensation heat transfer and pressure drop of refrigerant R-410A flow in a vertical plate heat exchanger*, International Journal of Heat and Mass transfer 48 (2005), 5205–5220.
- [79] Würfel, R., Ostrowski, N.: *Experimental investigations of heat transfer and pressure drop during the process within plate heat exchangers of the herringbone-type*, International Journal of Thermal Sciences 43 (2004), 59–68.
- [80] Wojs, K., Tietze, T.: *Effects of the temperature interference on the results obtained using the Wilson plot technique*, Heat and Mass Transfer 33 (1997), 241–245.
- [81] Brauer, H., Sucker, D.: *Umströmung von Platten, Zylindern und Kugeln*, Chem.-Ing.-Tech. 48(1976), 665–736.
- [82] Mitrovic, J., Maletic, B.: *Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in thermoplates*, Int. J. of Heat Exchanger 2007, in Press.

-
- [83] Mitrovic, J.: *Experimentelle Untersuchungen und Modellierung von Kondensationsvorgängen in Thermoblechapparaten*, Aif-Forschungsantrag (2000), Nr. 13736N
- [84] Collier, J. G.: *Convective Boiling and Condensation*, 2nd ed., McGraw-Hill (1982).
- [85] Brauer, H.: *Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilm*, VDI-Forschungsh. (1956), 457.
- [86] Mitrovic, J.: *Einfache Methode zur Bestimmung von Fluidströmen*, Chem.–Ing. Tech. 78 (2006), 569–570.
- [87] Shetty, S., Cerro, L.: *Flow of a thin film over a periodic surface*, Int. J. Multiphase Flow 19 No. 6 (1993), 1013–1027.
- [88] Zhao, L., Cerro, R. L.: *Experimental characterization of viscous film flows over complex surfaces*, Int. J. Multiphase Flow 18 No. 4 (1992), 495–516.
- [89] Wang, C.Y.: *Thin film flowing down a curved surface*, Journal of Appl. Math. & Phys. 35 (1984), 532–544.
- [90] Lehmann, J.: *Widerstandsgesetze der turbulenten Strömung in geraden Strahlrohren*, Gesund.-Ing. 82 (1961), 276–286.
- [91] Porzikidis, C.: *The flow of a liquid film along a periodic wall*, J. Fluid Mech. 188 (1988), 275–300.
- [92] Bontozoglou, V.: *Laminar film flow along a periodic wall*, Computer modeling in engineering sciences 1 No. 2 (2000), 133–142.
- [93] Trifonov, Y. Y.: *Stability of a viscous liquid film flowing down a periodic surface*, Int. Journal of Multiphase Flow 33 (2007), 1186–1204.
- [94] Scholle, M., Wierschem A.: *Aksel N., Creeping films with vortices over strongly undulated bottoms*, Acta Mechanica 168 (2004), 167–193.
- [95] Trifonov, Y.Y.: *Stability and nonlinear wavy regimes in downward film flows on a corrugated surface*, Journal of Applied Mechanics and Technical Physics 48 No. 1 (2007), 91–100.
- [96] Nakagawa, S., Na, Y., Hanratty, T. J.: *Influence of a wavy boundary on turbulence. I. Highly rough surface*, Experiments in Fluids 35 (2003), 422–436.
- [97] Miyara, A.: *Numerical simulation of wavy liquid film flowing down on a vertical wall and an inclined wall*, Int. J. Therm. Sci. 39 (2000), 1015–1027.
- [98] Hanratty, T. J., Engen, J.M.: *Interaction Between a Turbulent Air Stream and a Moving Water Surface*, Journal A. I. Ch. E. 3 No. 3 (1957), 299–304.

-
- [99] Cohen, L.S., and Hanratty, T. J.: *Measurements of Interfacial Structure for Co-current Air-Water Flow*, Journal of Fluid Mechanics 31 No. 3 (1968), 467–479.
- [100] Miyara, A.: *Flow Dynamics and Heat Transfer of Wavy Condensate Film*, ASME 123 (2001), 492–500.
- [101] Nosoko, T.; Yoshimura P. N., Nagata T., Oyakawa K.: *Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film*, Chemical Engineering Science 51 No. 5 (1996), 725–732.
- [102] Drahos, J., Tihon, J., Sobolik, V., Hasal, P., Schreiber, I., Marek, M.: *Analysis of wave modes in liquid film falling down a vertical oscillating plate*, Chemical Engineering Science 52 No. 7 (1997), 1163–1176.
- [103] Negny, S., Meyer, M., Prevost, M.: *Study of a laminar falling film flowing over a wavy wall column: Part I. Numerical investigation of the flow pattern and the coupled heat and mass transfer*, Int. J. Heat and Mass Transfer 44 (2001), 2137–2146.
- [104] Negny, S., Meyer, M., Prevost, M.: *Study of a laminar falling film flowing over a wavy wall column: Part II. Experimental validation of hydrodynamic model*, Int. J. Heat and Mass Transfer 44 (2001), 2147–2154.
- [105] Yu, M. Z., Xian, China VR.: *Modellvorstellung zur turbulenten Filmkondensation strömenden Dampfes*, Wärme- und Stoffübertragung 21 (1987), 367–372.
- [106] Ishigai, S., Nakanisi, S.: Koizumi, T., Oyabu, Z., *Hydrodynamics and Heat Transfer of Vertical Falling Liquid Films*, Bulletin of the JSME 15 No. 83 (1972), 594–602.
- [107] Poiseuille, J. : *Récherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très petits diamètres*, C. R. Acad. Sci. 11 (1840), 961–967 & 1041–1048 ; 12 (1841), 112–115.
- [108] Spang, B.: *Flexibilität beim Design*, Chemie-Anlagen + Verfahren 11 (1999), 68–69.
- [109] Schlünder, E. U.: *Einführung in die Stoffübertragung*, Vieweg Verlag (1984).
- [110] Stephan, K., Grigull, U.: *Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden*, Springer Verlag (1988).
- [111] Chin, Y. S., Ormiston, S. J., Soliman, H. M.: *A two-phase boundary layer model for laminar mixed convection condensation with noncondensable gas on inclined plates*, Heat Mass Transfer 34 (1998), 271–277.
- [112] Siow, E. C., Ormiston, S. J., Soliman, H. M.: *A two-phase model for laminar film condensation from steam-air mixtures in vertical parallel-plate channels*, Heat and Mass Transfer 40 (2004), 365–375.

- [113] Panday, P. K.: *Two-dimensional turbulent film condensation of vapours flowing inside a vertical tube and between parallel plates: a numerical approach*. Int. Journal of Refrigeration 26 (2003), 492–503.
- [114] Park, S. K., Kim, M. H., Yoo, K. J.: *Effects of a wavy interface on steam air condensation on vertical surface*, Int. J. Multiphase Flow 23 No.6. (1997), 103–1042.
- [115] Mitrovic, J.: *Effects of vapour superheat and condensate sub cooling on laminar film condensation*, ASME Journal of Heat Transfer 122 (2000), 192–196.
- [116] Dukler, H. E., Bergelin, O.P.: *Characteristics of flow in falling liquid films*, Chem. Eng. Progr. 48 (1952), 557–563.
- [117] Wang, L. K., Sunden, B., Yang, Q. S.: *Pressure drop analysis of steam condensation in a plate heat exchanger*. Heat Transfer Engineering 20 No. 1 (1999), 71–77.
- [118] Wang, Z. Z., Zhao, Z. N.: *Analysis of performance of steam condensation heat transfer and pressure drop in plate condensers*. Heat Transfer Engineering 14 No. 4 (1993), 32–41.
- [119] Kellenbenz, J.: *Wärmeübergang bei der Kondensation von strömenden Dämpfen reiner Stoffe und binärer Gemische*. Diss. Uni. Stuttgart (1994).
- [120] Yüksel, M. L.: *Wärme- und Stoffübergang bei der nichtisothermen Absorption am Rieselfilm*. Dissertation Universität Karlsruhe (1987).
- [121] Jakob, M., Erk, S., Eck, H.: *Verbesserte Messungen und Berechnungen des Wärmeübergangs beim Kondensieren strömenden Dampfes in einem vertikalen Rohr*. Physikalische Zeitschrift 36 (1935), 73–78.
- [122] Jisha, M.: *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg-Verlag, Braunschweig (1982).
- [123] Markus, H.: *Kondensation binärer Dampfgemische unter dem Einfluss der vollturbulenten Gasströmung bei Drücken bis 13 bar*. Dissertation Gesamthochschule Paderborn (1996).
- [124] Bejan, A.: *Heat Transfer*, John Wiley & sons, Inc. (1993).
- [125] Datenbank DIPPR: *Design Institute for Physical Property Data*, Pennsylvania State University (1993).
- [126] Vetere, A.: *New Generalized Correlations for Enthalpy of Vaporization of pure Compounds*, Laboratore Ricerche Chimica Industriale, SNAM PROGETTI, San Donato, Milanese (1973).
- [127] Rihani, D. N., Doraiswamy L. K.: *Estimation of Heat Capacity of Organic Compounds from Group Contributions*, Ing. Eng. Chem. Fundam. 4 (1965), 17.

-
- [128] Bondi, A.: *Estimation of the Heat Capacities of Liquids*, Ind. Eng. Chem. Fundam. 5 (1966), 443.
- [129] Reid, R. C., Prausnitz, J. M., Poling, B. E.: *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw Hill (1987).
- [130] Bromley, L. A.: *Thermal Conductivity of Gases at Moderate Pressure*. Univ. California Rad. Lab. UCRL-1852, Berkeley, Calif. June (1952).
- [131] Robbins, L. A., Kingrea, U. C. L.: Hydrocarbon Proc. Pet. Ref. 41 (1962), 133.
- [132] Hakim, D. I., Steinberg, D., Stiel, L. I.: *Generalized Relationship for the Surface Tension of Polar Fluids*, Ind. Eng. Chem. Fund. 10 (1971), 174.

8 ANHANG

8.1 KONSTRUKTIVE REALISIERUNG DER ANLAGENKOMPONENTEN

Aufgrund spezifischer Anforderungen an die Versuche wurden mehrere Anlagenkomponenten, wie z.B. der Verdampfer, beide Kondensatoren und Durchflussmesser, am Lehrstuhl entwickelt, konstruiert und gefertigt.

8.1.1 Die Kondensatoren

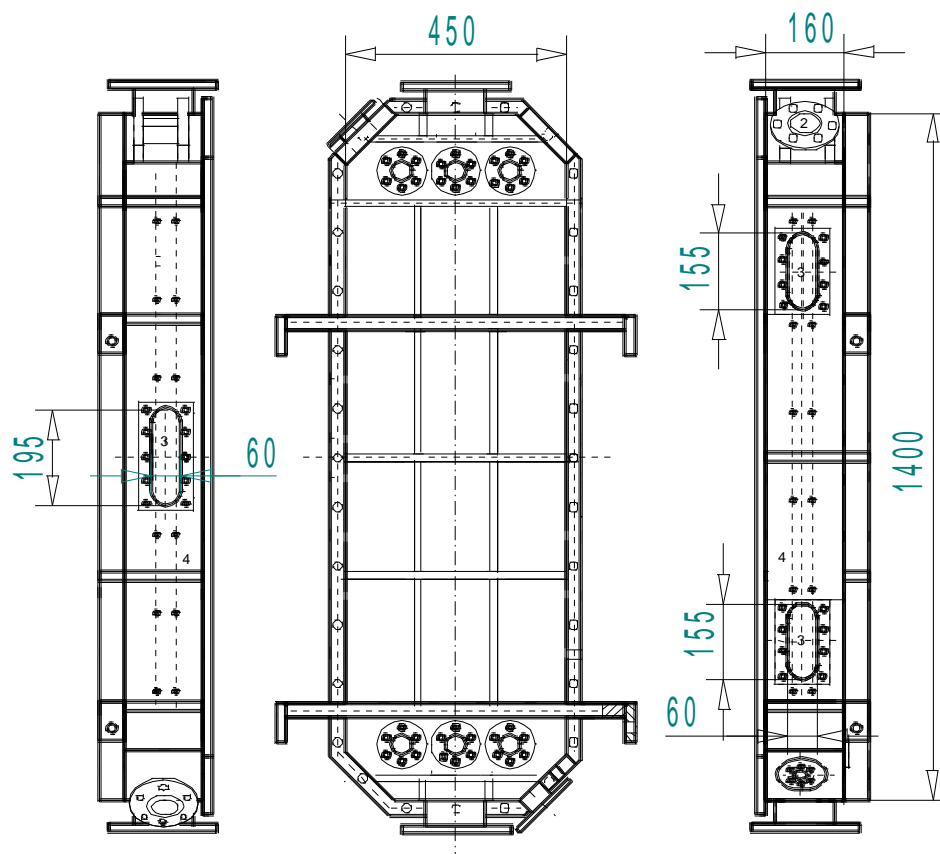


Bild 8.1: Konstruktion und die Abmessungen der Kondensatoren

Die zwei Kondensatoren (1,4 x 0,45 x 0,16 m) der Anlage sind aus 8 mm dicken Edelstahlblechen identisch aufgebaut, dessen Außenfläche mit Verstärkungsrippen (20 x 50 mm) versehen sind, **Bild 8.1**. An den Seiten des Kondensators befinden sich je drei Schaugläser (zwei 135 x 40 mm und ein 180 x 40 mm). Zwei Anschlüsse DN 100 an der Ober- und Unterseite sind für Eintritt und Austritt des Testfluids vorgesehen, **Bild. 8.2**.

Auf der vorderen Seite des Kondensators, **Bild 8.1**, tritt das Kühlwasser durch sechs Anschlüsse (DN 15) ein und aus. Im Gegensatz zu dem Totalkondensator, wo das Kondensat vollständig durch den unteren Flansch abfließt, wird bei dem Testkondensator das Kondensat durch zwei seitliche Anschlüsse abgeleitet (DN 20 für den Kondensatstrom mittlere Platte und DN 32 für das Kondensat aus den zwei seitlichen Platten).

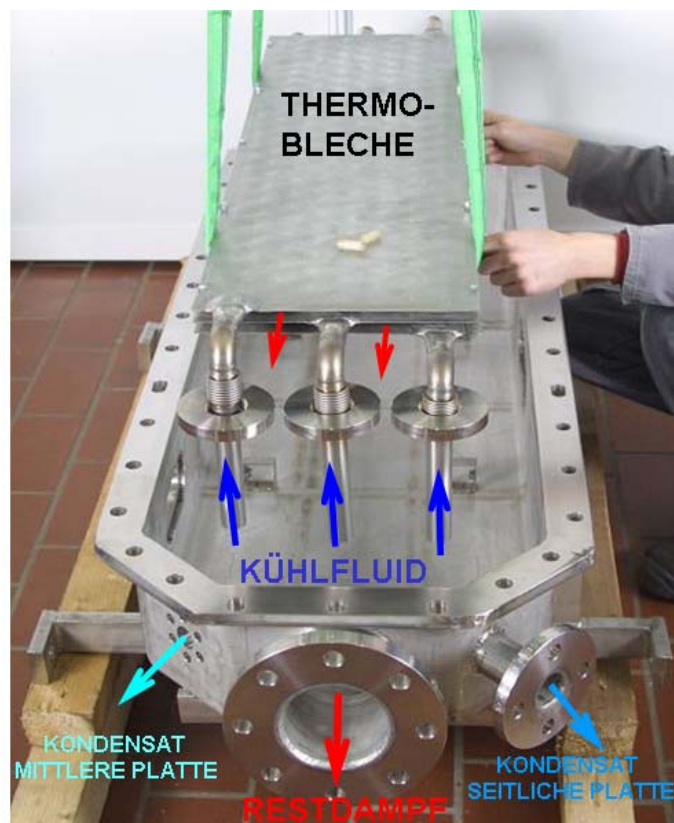


Bild 8.2: Thermoblechpaket im Kondensator mit Thermoelementlagen

In jedem dieser Kondensatoren sind jeweils drei Thermoplatten (Höhe 1 m, Breite 0,32 m) senkrecht nebeneinander angebracht (siehe **Bild 8.3**). Die Plattenabstände sind variierbar. Die Platten sind mit Seitenblechen zu einem Strömungskanal verbunden und im Kondensator als Plattenpaket montiert. Der mittlere Abstand der Platten beträgt zunächst 10 mm.

Zur Ermittlung der Dampftemperaturen zwischen den Platten werden jeweils auf jeder Seite des Kondensators zehn Thermoelemente angebracht. Sie werden mit M8x1 Durchführungen nach außen abgedichtet, **Bild 8.3**.

Während das Kondensat des Totkondensators vollständig über den unteren Flansch DN 100 abfließt, werden für die Kondensatabtrennung im Testkondensator drei Auffangwannen unterhalb der Thermobleche angebracht, **Bild 8.5**. Diese Auffangwannen leiten das Kondensat in die entsprechenden Anschlüsse ab, **Bild 8.4**. Aus Platzgründen kann nur die mittlere Wanne direkt unter dem Thermoblech angeordnet werden. Die zwei weiteren Wannen sind unterhalb der Kühlfluidrohre montiert.

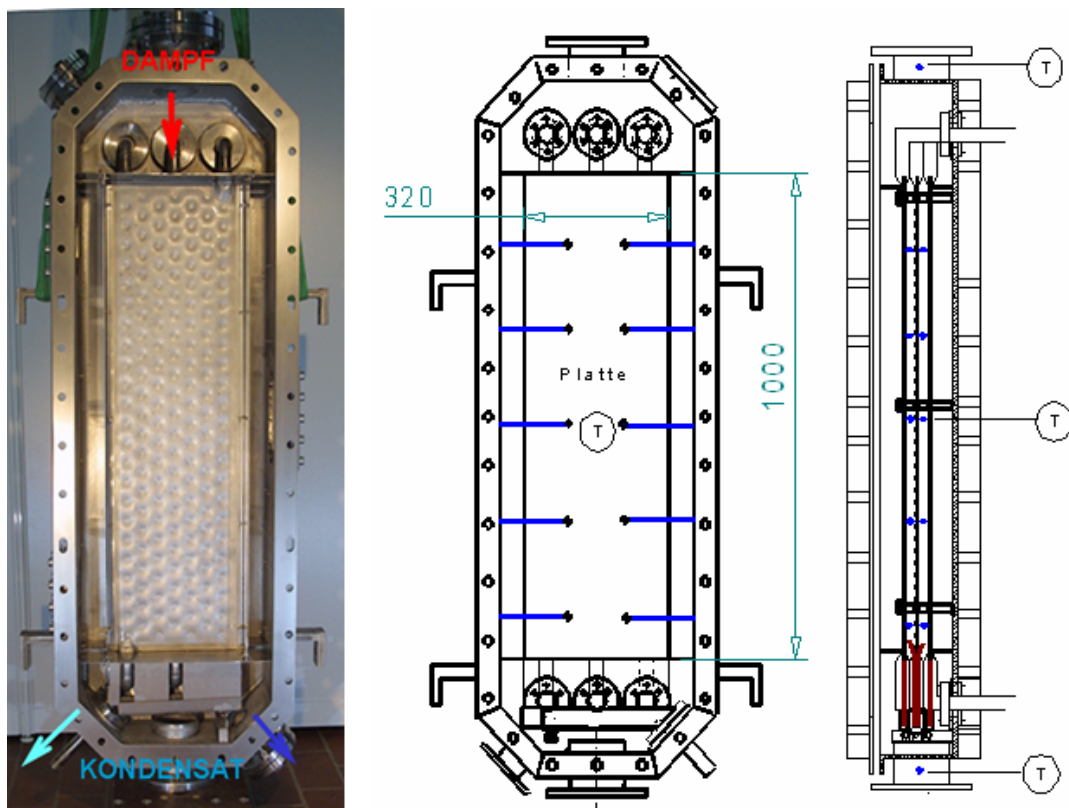


Bild 8.3: Thermoblechpaket im Kondensator mit Thermoelementlagen

In den Kondensationsversuchen wird das Kondensat der mittleren Platte direkt in der mittleren Wanne aufgefangen und durch das mit der Wanne verschweißte Rohr nach außen geleitet, während das Kondensat bei den seitlichen Platten erst durch die Leitbleche fließt, bevor es in die Wannen gelangt. Aus den Wannen wird das seitliche Kondensat auf den Kondensatorboden geleitet. Damit das Kondensat nicht in den für den Restdampf vorgesehenen DN100-Flansch gelangt, wurde etwa 35 mm in den Kondensator hineinragend ein Staurohr (Dampfausgang) realisiert. Das Kondensat auf dem Kondensatorboden wird durch den DN40-Flansch nach außen abgeführt, **Bild 8.4**, links unten.

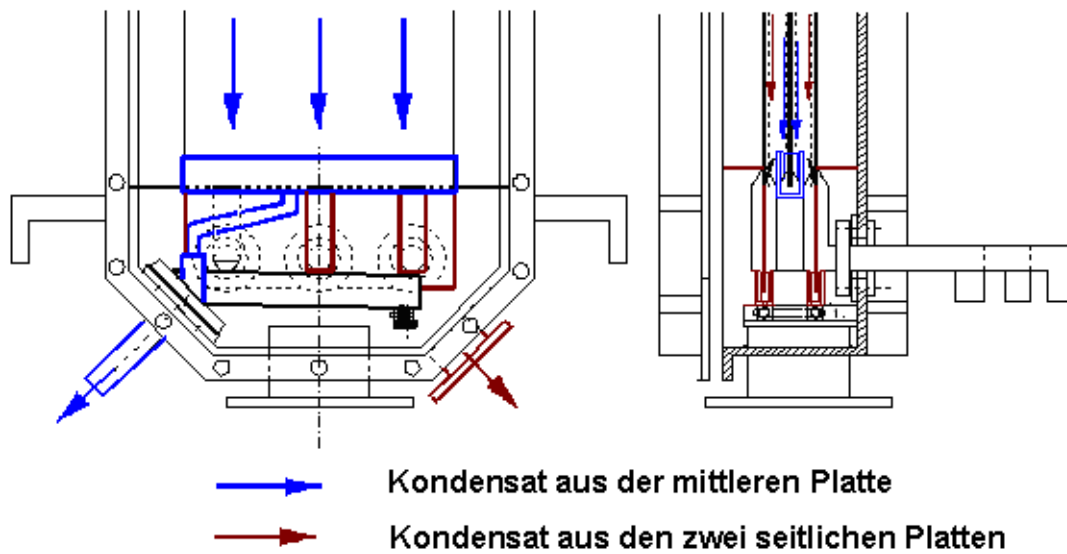


Bild 8.4: Kondensatablauf beim Testkondensator

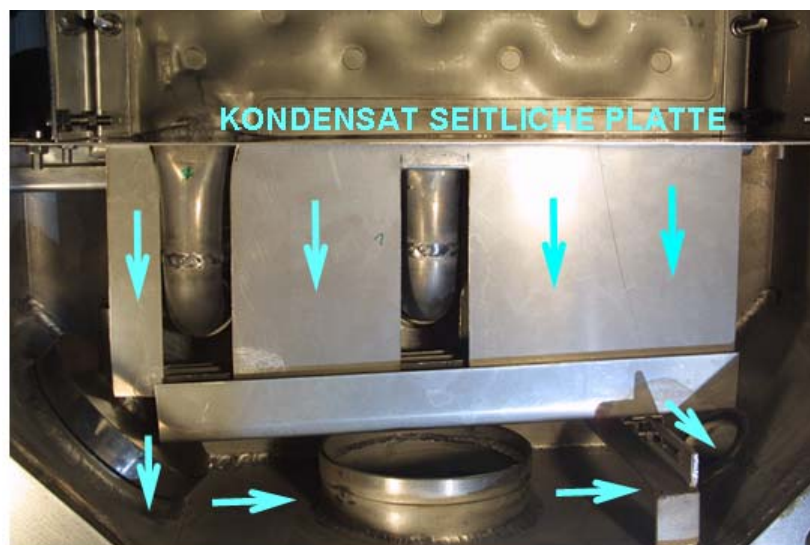


Bild 8.5: Kondensatablauf bei der seitlichen Platte an dem Testkondensator

8.1.2 Kondensat-Massenstromdurchflussmesser

Der Kondensatmassenstrom wird mittels einer eigens entwickelten und bisher gut bewährten Messvorrichtung ermittelt, **Bild 8.6**. Die Messung erfolgt in einem Präzisionsrohr, das durch ein Ventil zeitweise verschlossen werden kann. In der Anlage sind drei dieser Messrohre für die beiden Kondensatoren vorgesehen. Die im Rohr aufgefangene Masse hängt von der Zeit t ab und berechnet sich aus

$$M(t) = A \rho_L h(t), \tag{8.1}$$

worin ρ_L die Fluiddichte, A der Querschnitt des Rohres und $h(t)$ die Lage des Flüssigkeitsspiegels im Rohr bezeichnen.

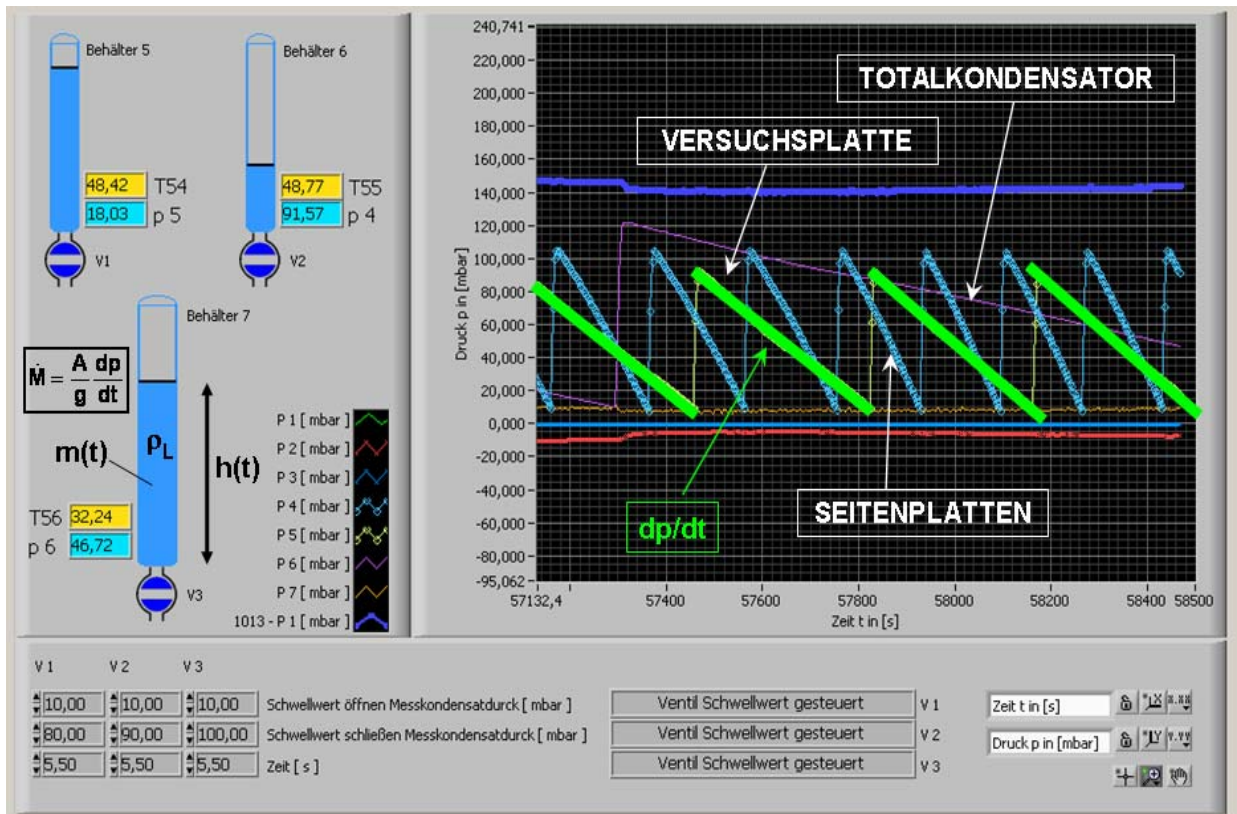


Bild 8.6: Prinzip der Kondensat-Massenstrommessung

Mit dem Druck $p(t)$,

$$p(t) = p_0 + \rho_L g h(t), \tag{8.2}$$

worin p_0 einen Referenzdruck bezeichnet, ergibt sich schließlich der Massenstrom \dot{M} zu

$$\dot{M} = \frac{A}{g} \frac{dp}{dt}, \tag{8.3}$$

sodass man lediglich die zeitliche Änderung des Druckes zu bestimmen hat.

In den Experimenten werden alle drei Ventile gleichzeitig pneumatisch geschlossen, wodurch der Flüssigkeitsspiegel und dementsprechend der statische Druck in den Messrohren ansteigt. Der Druck wird über einen Differenzdruckmesser erfasst. Wenn die Querschnittfläche vom Messrohr bekannt ist, kann aus der Änderung des statischen Drucks und der Gravitationskonstante der Massenstrom nach Gl. (8.3) bestimmt werden.

8.1.3 Messgrößen und Messpositionen

Für die Temperaturmessung werden Thermoelemente (Durchmesser 2 mm, Länge 350 mm, Typ K, Klasse 1) eingesetzt. Eine Temperaturmessstelle befindet sich direkt im Verdampfer. In den beiden Kondensatoren werden an 48 Stellen die Temperaturen des Dampfes ermittelt. Diese Thermoelemente werden von beiden Seiten in der Mitte des Strömungskanals positioniert, **Bild 8.7**. Außerdem werden die Ein- und Austrittstemperaturen des Dampfstromes an den Kondensatoren bestimmt. Zur Aufstellung der Energiebilanz und zur Ermittlung der Wärmeverluste in den Kondensatoren werden jeweils zwei weitere Temperaturmessstellen an Eintritt und Austritt des Kühlfluids angebracht. Ferner gibt es drei weitere Thermoelemente in den Kondensatormessrohren, vergl. Kapitel 8.1.2.

Einer der Differenzdruckaufnehmer (Fa. Rosemount 1151, $\Delta p_{\max} = 370$ mbar) befindet sich direkt am Verdampfer. Zur Ermittlung des Druckabfalls in dem Plattenpaket wird jeweils ein Differenzdruckaufnehmer (Rosemount 3051, $\Delta p_{\max} = 600$ mbar) je Kondensator verwendet. Für die Kondensatormessungen werden drei weitere identische Differenzdruckaufnehmer eingesetzt.

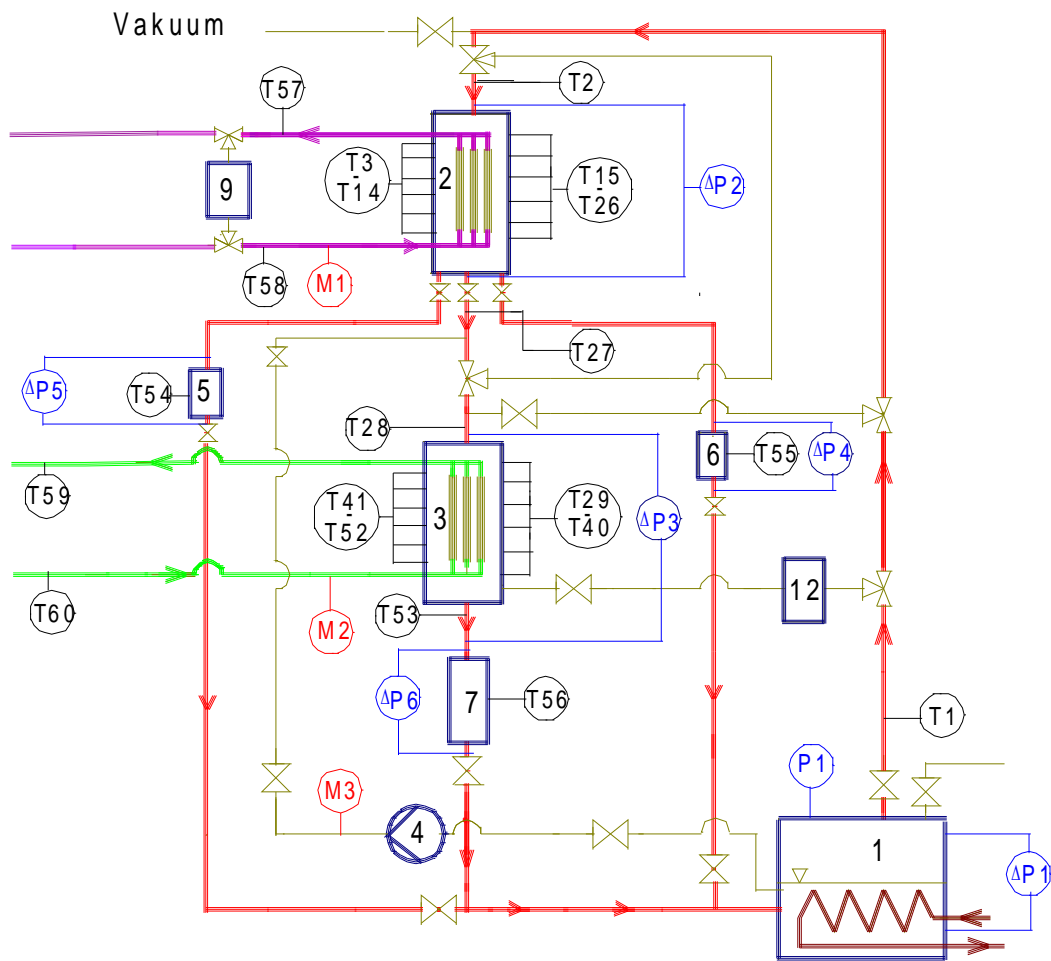


Bild 8.7: Positionen der Sensoren in der Kondensationsanlage

Um den Wärmestrom \dot{Q} auf der Kühlfluidseite zu ermitteln, muss der Kühlwasserstrom gemessen werden. Für diese Messung wird ein Coriolis-Massendruckflussmesser (Fa. Micro Motion, Elite CMF 050) verwendet. Dieses Gerät weist eine Genauigkeit von 0,15 % in einem Messbereich von 1000 kg/h bis 4000 kg/h auf. Insgesamt werden drei dieser Geräte in der Kondensationsanlage eingesetzt, jeweils zwei an den Kondensatoren und eins am Austritt der Drehschieberpumpe.

8.1.4 Die Gesamtanlage

Bild 8.8: Kondensationsanlage

1. Verdampfer
2. Testkondensator
3. Totalkondensator
4. Pumpe
5. Durchflussmesser
6. Durchflussmesser
7. Durchflussmesser
8. Kältemaschine
9. Thermostat
10. Wärmeübertrager
11. Kühlwasserpumpe
12. Durchflussmesser
13. Wärmeübertrager



8.2 SICHERHEITSTECHNIK

8.2.1 Technische Schutzmaßnahmen

Die Gesamtanlage wurde eingehaust und mit dem Temperaturbegrenzer, Fa. Jumo und der Gaswarnanlage, Fa. Winter, Dortmund, ausgerüstet. Das realisierte Sicherheitskonzept ist im **Bild 8.9** veranschaulicht.

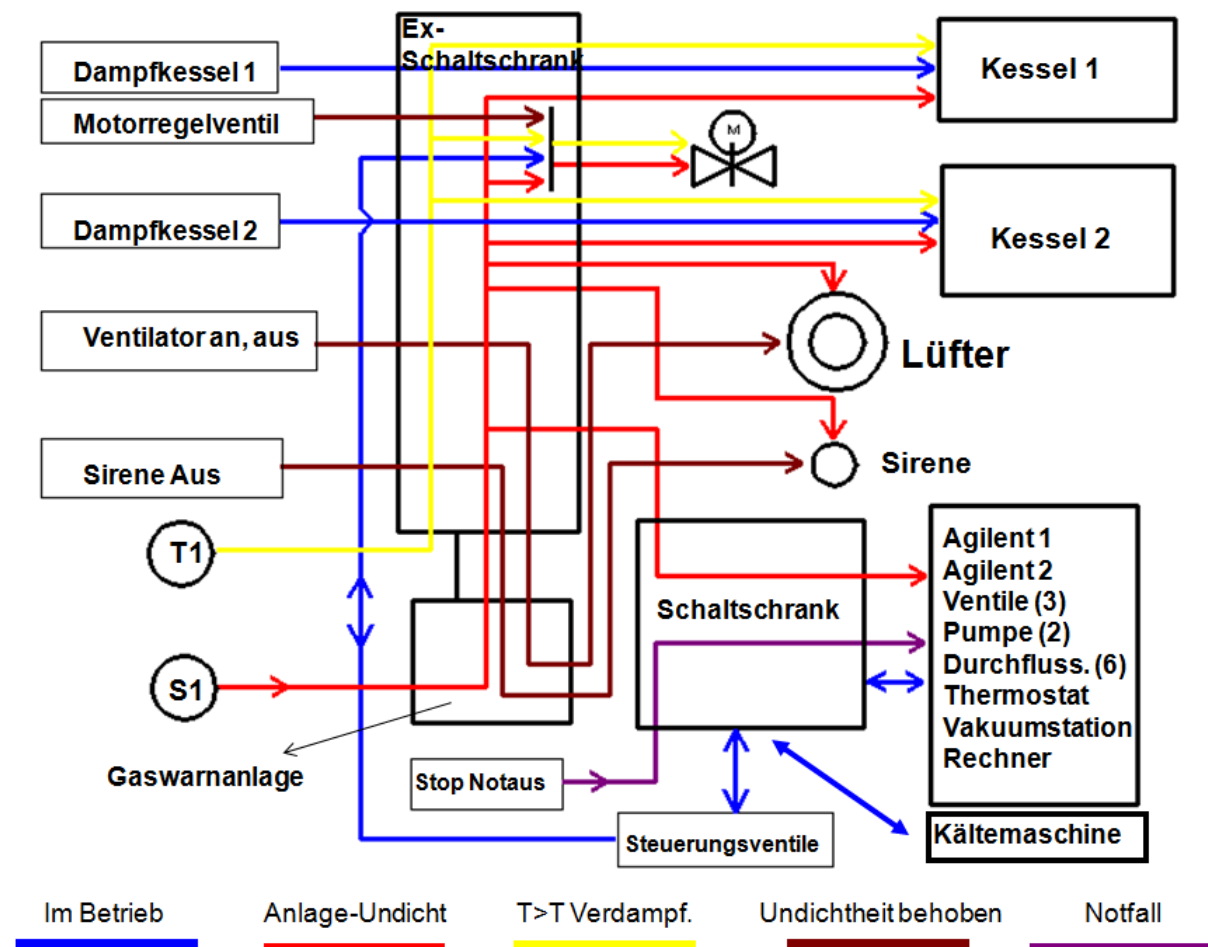


Bild 8.9: Sicherheitskonzept der Kondensationsanlage

Sämtliche Geräte (wie Ventile, Pumpen, Thermostat und die Messtechnik) werden von dem Hauptschaltschrank aus mit Energie versorgt. Falls Undichtigkeit auftritt, wird nach Erreichen von 20 % UEG an Iso-Propanoldampf in der Luft mittels Gaswarnanlage eine Belüftung aktiviert und bei 40 % UEG werden die Dampfkessel sowie alle Geräte abgeschaltet.

Wenn die Kühlung ausfallen würde, wird nach Überschreitung des Anlagedrucks mittels Temperaturbegrenzer die Leistungszugabe in der Anlage automatisch abgeschaltet.

8.2.2 Organisatorische Maßnahmen

- Regelmäßige Prüfung die Dichtheit der Kondensationsanlagen und Gaswarnanlage (halbjährlich)
- Vorbehalten von Sicherheitsinfo und Sicherheitsdatenblättern
- Zutrittsverbote für Unbefugte, Verbot des Mitführens von nicht explosionsgeschützten Geräten (z.B. Handys)
- Betriebsanweisung

8.3 DRUCKABFALL IM KONDENSATIONSKANAL

Die Beziehung zwischen dem Druckabfall und die Schubspannung an der Plattenwand bei der Kondensation können von der Impulsgleichung hergeleitet werden.

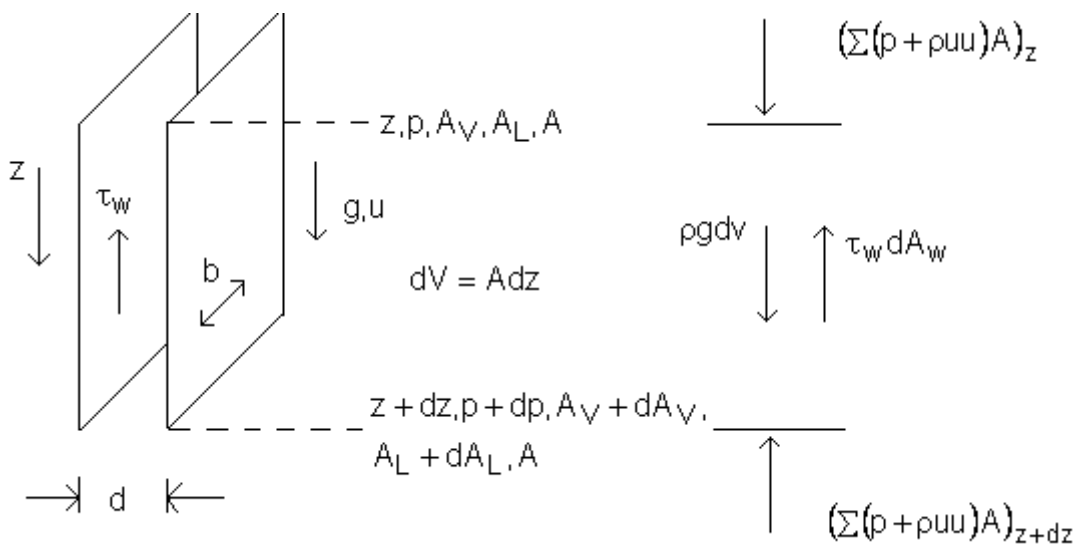
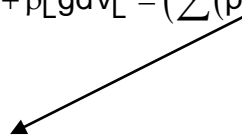


Bild 8.10: Skizze zu der Impulsbilanz im Plattenkanal

Impulsbilanz:

$$\cancel{(\sum(p + \rho u u)A)_z} + \rho_V g dV_V + \rho_L g dV_L = (\sum(p + \rho u u)A)_{z+dz} + \tau_w dA_w$$



$$\left(\sum (p + \rho uu)A\right)_{z+dz} = \left(\sum (p + \rho uu)A\right)_z + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum (p + \rho uu)A\right) dz$$

$$\rho_v g dV_v + \rho_L g dV_L = \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum (p + \rho uu)A\right) dz + \tau_w dA_w$$

$$\sum (p + \rho uu)A = (\rho_L + \rho_L u_L u_L)A_L + (\rho_v + \rho_v u_v u_v)A_v$$

$$dV_v = A_v dz; \quad dV_L = A_L dz; \quad dV = Adz$$

$$\frac{dV_v}{dV} = \frac{A_v dz}{Adz} = \frac{A_v}{A} = \varepsilon; \quad \rho_L = \rho_v = \rho \quad \frac{dV_L}{dV} = \frac{A_L}{A} = 1 - \varepsilon; \quad dA_w = 2bdz$$

$$\sum (p + \rho uu)A = pA_L + pA_v + \rho_L u_L^2 A_L + \rho_v u_v^2 A_v = pA + \frac{1}{\rho_L} (\rho_L u_L)^2 A_L + \frac{1}{\rho_v} (\rho_v u_v)^2 A_v$$

$$\dot{M}_v = \rho_v u_v A_v = \rho_v u_v \varepsilon A$$

$$\rho_v u_v = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\dot{M}_v}{A} = \frac{x}{\varepsilon} \dot{m}$$

$$\text{mit } \dot{M}_v = x\dot{M}; \quad \dot{m} = \frac{\dot{M}}{A} (\text{gesamt})$$

$$\rho_L u_L = \frac{1-x}{1-\varepsilon} \dot{m}$$

$$\sum (p + \rho uu)A = pA + \frac{1}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{1-\varepsilon} \dot{m}\right)^2 (1-\varepsilon)A + \frac{1}{\rho_v} \left(\frac{x}{\varepsilon} \dot{m}\right)^2 \varepsilon A = \left(p + \left(\frac{1}{\rho_L} \frac{(1-x)^2}{1-\varepsilon} + \frac{1}{\rho_v} \frac{x^2}{\varepsilon} \right) \dot{m}^2 \right) A$$

$$\rho_v g dV_v + \rho_L g dV_L = (\rho_v g \varepsilon + \rho_L g (1-\varepsilon)) dV = \rho g dV$$

$$\rho = \rho_v \varepsilon + \rho_L (1-\varepsilon)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\sum (p + \rho uu)A\right) = \frac{\partial p}{\partial z} A + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{(1-x)^2}{1-\varepsilon} \frac{1}{\rho_L} + \frac{x^2}{\varepsilon} \frac{1}{\rho_v} \right) \dot{m}^2 A$$

$$\text{mit } \Omega = \frac{(1-x)^2}{1-\varepsilon} \frac{1}{\rho_L} + \frac{x^2}{\varepsilon} \frac{1}{\rho_V}$$

$$\rho g dV = \frac{\partial p}{\partial z} Adz + \frac{\partial \Omega}{\partial z} dz A \dot{m} + \tau_w dA_w$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g - \dot{m}^2 \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \tau_w \frac{dA_w}{Adz}$$

$$\frac{dA_w}{Adz} = \frac{2bdz}{Adz} = \frac{2b}{A} = \frac{2b}{b \cdot d} = \frac{2}{d}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g - \frac{\partial \Omega}{\partial z} \dot{m}^2 - \tau_w \frac{2}{d}$$

$\rho g \rightarrow$ geodätischer Druck

$\frac{\partial \Omega}{\partial z} \dot{m}^2 \rightarrow$ Impulsstrom wegen Kondensation

$\tau_w \frac{2}{d} \rightarrow$ Wandreibung

Integration: Ein \rightarrow Aus

$$\int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \frac{\partial p}{\partial z} dz = g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz - \dot{m}^2 \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \frac{\partial \Omega}{\partial z} dz - \frac{2}{d} \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \tau_w dz$$

$$\int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} dp = g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz - \dot{m}^2 \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} d\Omega - \frac{2}{d} \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \tau_w dz$$

$$P_{\text{Aus}} - P_{\text{Ein}} = g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz - \dot{m}^2 (\Omega_{\text{Aus}} - \Omega_{\text{Ein}}) - \frac{2}{d} \bar{\tau}_w \Delta z$$

$\bar{\tau}_w$ – Mittelwert

Sonderfall :

- Kein geodätischer Druckabfall, $\Delta P_{\text{GEO}} = 0$
- Kein Impulsstrom, $\Delta P_B = 0$

Nur Reibung :

$$(p_{\text{Aus}} - p_{\text{Ein}})_{\text{R}} = -\frac{2}{d} \bar{\tau}_{\text{w}} \Delta z = -2 \bar{\tau}_{\text{w}} \frac{L}{d} \quad L = \Delta z \text{ (Plattenhöhe)}$$

$$p_{\text{Aus}} - p_{\text{Ein}} = g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz - (\Omega_{\text{Aus}} - \Omega_{\text{Ein}}) \dot{m}^2 + (p_{\text{Aus}} - p_{\text{Ein}})_{\text{R}}$$

Praxis:

$$p_{\text{Ein}} - p_{\text{Aus}} = -g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz - (\Omega_{\text{Ein}} - \Omega_{\text{Aus}}) \dot{m}^2 + (p_{\text{Ein}} - p_{\text{Aus}})_{\text{R}}$$

$$\text{Mit } \Delta p_{\text{g}} = -g \int_{\text{Ein}}^{\text{Aus}} \rho dz, \Delta p_{\text{KON}} = (\Omega_{\text{Ein}} - \Omega_{\text{Aus}}) \dot{m}^2, \Delta p_{\text{R}} = (p_{\text{Ein}} - p_{\text{Aus}})_{\text{R}} = 2 \bar{\tau}_{\text{w}} \frac{L}{d}$$

Kondensation:

$$\begin{aligned} \chi &= 1, \varepsilon = 1 \\ \text{Ein: } \dot{M}_{\text{L}} &= 0; \rho_{\text{L}} u_{\text{L}}^2 = 0 \\ \chi &\rightarrow 1, \varepsilon \rightarrow 1: \varepsilon \rightarrow \chi \end{aligned}$$

$$\Omega_{\text{Ein}} = \frac{(1-\chi)^2}{1-\chi} \frac{1}{\rho_{\text{L}}} + \frac{\chi^2}{\chi} \frac{1}{\rho_{\text{V}}} \rightarrow \rho_{\text{V}} \quad \Omega_{\text{Aus}} = \frac{(1-\chi)^2}{1-\varepsilon} \frac{1}{\rho_{\text{L}}} + \frac{\chi^2}{\varepsilon} \frac{1}{\rho_{\text{V}}}$$

$$\Omega_{\text{Ein}} - \Omega_{\text{Aus}} = \frac{1}{\rho_{\text{V}}} - \left(\frac{(1-\chi)^2}{1-\varepsilon} \frac{1}{\rho_{\text{L}}} + \frac{\chi^2}{\varepsilon} \frac{1}{\rho_{\text{V}}} \right)$$

$$\Delta p_{\text{KON}} = (\Omega_{\text{Ein}} - \Omega_{\text{Aus}}) \dot{m}^2 = \left(1 - \left(\frac{\chi^2}{\varepsilon} + \frac{(1-\chi)^2}{1-\varepsilon} \frac{\rho_{\text{V}}}{\rho_{\text{L}}} \right) \right) \frac{\dot{m}^2}{\rho_{\text{V}}}$$