

Partielle Rücklaufkondensation von Reinstoffen und Gemischen in engen, geneigten Kanälen mit rundem und rechteckigem Querschnitt

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Thorsten Klahm
geb. in Berlin

Von der Fakultät III - Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. M. Kraume

Gutachter: Prof. Dr. F. Ziegler

Gutachter: Prof. em. H. Auracher

Gutachterin: Doz. Dr. S.Yildiz

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 18. Juli 2016

Berlin 2016

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	10
1.1. Anwendung der Rückflusskondensation	10
1.2. Zielsetzung und Lösungsansatz	12
1.3. Stand der Forschung	14
2. Filmkondensation	16
2.1. Wasserhauttheorie	16
2.2. Abweichungen von der Nusseltschen Wasserhauttheorie	19
2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten	20
2.3.1. Phänomenologische Betrachtung des Flutens	20
2.3.2. Theoretische Betrachtungen	27
3. Analytische Betrachtungen	36
3.1. Modellierung des Flutens	36
3.1.1. Empirisch ermittelte Berechnungsansätze	36
3.1.2. Stand der Modellierung und Ausblick	39
3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal	40
3.2.1. Seitenflächen	40
3.2.2. Kondensatbach und Deckfläche	44
3.2.3. Zusammensetzung der Einzelflächen	46
3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr	47
3.3.1. Bahnlinie des Kondensats	49
3.3.2. Länge der Bahnlinie	51
3.3.3. Abhängigkeit der Filmdicke von der Bahnlänge	52
3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen	53
3.4.1. Modellierungsmethoden	54
3.4.2. Verwendetes Modell	54
4. Experimentelle Untersuchungen	65
4.1. Versuchsanlage	65
4.1.1. Messtechnik	67
4.1.2. Versuchsfluide	67
4.1.3. Anpassung der Versuchsanlage	69
4.2. Messstrecken	70
4.2.1. Rechteckkanal	70
4.2.2. Rohrmessstrecke	74
4.3. Versuchsdurchführung	74
4.3.1. Gemischversuche	74
4.3.2. Wärmeübergangsmessungen mit Reinstoffen	75

4.3.3.	Druckverlustmessungen	76
4.3.4.	Flutversuche mit Reinstoffen	76
4.4.	Fehlerbetrachtung	78
4.4.1.	Berechnung des Messfehlers	78
4.4.2.	Fehlerfortpflanzung	80
4.5.	Datenauswertung	81
4.5.1.	Wärmeübergang beim Gemisch R134a/R123	81
4.5.2.	Wärmeübergang von Reinstoffen	83
4.5.3.	Auswertung der Flutpunktmessungen	84
5.	Wärmeübergang und Fluten bei Reinstoffen	86
5.1.	Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123	86
5.1.1.	Messergebnisse und Vergleich zwischen Rohr und Rechteckkanal . . .	86
5.1.2.	Variation der Stoffwerte	90
5.1.3.	Variation der Kanalgeometrie	92
5.2.	Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten	92
5.2.1.	Simulation des Wärmeübergangs im Rechteckkanal	92
5.2.2.	Simulation des Wärmeübergangs im Rohr	94
5.2.3.	Vergleich der Simulation mit den Experimenten im Rechteckkanal . .	97
5.2.4.	Vergleich der Simulation mit den Experimenten im Rohr	97
5.2.5.	Vergleich der Simulation von Rohr und Rechteckkanal	100
5.3.	Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen	102
5.4.	Schlussfolgerung zum Vergleich von Rohr- und Rechteckkanal im Hinblick auf Wärmeübergang und Fluten	106
6.	Wärmeübergang beim Gemisch R134a/R123	108
6.1.	Experimentelle Ergebnisse	108
6.2.	Simulationsergebnisse	111
6.3.	Vergleich zwischen Simulation und Experiment	117
7.	Zusammenfassung	121
7.1.	Zusammenfassung der Ergebnisse	121
8.	Ausblick	124
A.	Anhang	125
A.1.	Abschätzung der maximalen Temperaturdifferenz zwischen eingelötetem Ther- moelement und Wandinnenoberfläche	125
A.2.	Binärer Diffusionskoeffizient nach Reid und Prausnitz (Reid u. Prausnitz (1987))	125
A.3.	Maximale Ungenauigkeit bei der Ermittlung der Enthalpie des Gemischkon- densats	126
	Literaturverzeichnis	127

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	Fläche (m^2)
A_k	Term in Korrelation
Bo	Bond Zahl
C	empirische Konstante
C_F	Modellierungsparameter
D	Diffusionskoeffizient (m^2/s)
D_e	äquivalenter Durchmesser (m)
E_g	Modellierungsparameter
F_{taper}	Modellierungsparameter
Fr	Froude-Zahl
$\dot{H}$	Enthalpiestrom (kJ/s)
H	Kanalhöhe (m)
K_F	Kapitza-Zahl
Ku	Kutateladze Zahl
L	Länge (m)
$\dot{M}$	Massenstrom (kg/s)
$\tilde{M}$	mittlere Molmasse (kg/mol)
$\dot{N}$	Molenstrom (mol/s)
N	Gesamtanzahl der Messwerte, Kapitel Fehlerrechnung
Nu	Nusselt Zahl
Oh	Ohnesorg Zahl
P	Druck (bar)

Pr	Prandtl Zahl
$\dot{Q}$	Wärmestrom (W)
R	Radius des Rohres (m)
Re	Reynoldszahl
E_T	Ackermann Korrektur
U	Gesamtfehler, Kapitel Fehlerrechnung
U	Umfang (m)
$\dot{V}$	Volumenstrom (m^3/s)
X	Messgröße, Kapitel Fehlerrechnung
Y	Zielgröße, Kapitel Fehlerrechnung
Z	dimensionslose Koordinate z
b	Breite des Kondensatfilms (m)
c	molare Konzentration (mol/m^3)
cp	spezifische Wärmekapazität (kJ/kgK)
d	Durchmesser (m)
d^*	dimensionsloser Durchmesser
f	systematischer Fehler, Kapitel Fehlerrechnung
f_s	Intervall systematischer Fehler, Kapitel Fehlerrechnung
g	Erdbeschleunigung ($9,81m/s^2$)
g_c	Faktor zur Einheitenumwandlung
h	Spezifische Enthalpie (J/kg)
j	Diffusionsmolenstromdichte ($mol/(m^2s)$)
k	Wärmedurchgangskoeffizient (W/m^2K)
k'	Wärmedurchgangskoeffizient Kühlwasser bis Filmoberfläche (W/m^2K)
$\dot{n}$	Molenstromdichte ($mol/(m^2s)$)
$\dot{q}$	Wärmestromdichte (W/m^2)
r	radiale Koordinatenrichtung

s	Bahnlänge (m)
s	Standardabweichung, Kapitel Fehlerrechnung
s_m	mittlere Abweichung vom Mittelwert, Kapitel Fehlerrechnung
s	Ablauflänge im Rechteckkanal (m)
t	Zeit (s)
u	relativer Fehler, Kapitel Fehlerrechnung
w	Geschwindigkeit (m/s)
w^+	dimensionslose scheinbare Geschwindigkeit
w'	Scheinbare Geschwindigkeit (m/s)
$\bar{x}$	arithmetischer Mittelwert der Messgröße, Kapitel Fehlerrechnung
Δx_s	Standardabweichung des systematischen Fehlers, Kapitel Fehlerrechnung
$\tilde{x}$	Molanteil in der Flüssigkeit
x	Koordinatenrichtung
$\tilde{y}$	Molanteil in der Gasphase
y	Koordinatenrichtung
z	Koordinatenrichtung

Griechische Buchstaben

Δ	Differenz
α	Wärmeübergangskoeffizient ($W/(m^2K)$)
β	Stoffübergangskoeffizient (m/s)
δ	Filmdicke (m)
ε_T	Exponentfunktion in Ackermann Korrektur
η	Dynamische Viskosität (Pas)
γ	Faktor Übergangsbereich
θ	Neigungswinkel zur Horizontalen ($^\circ$)
ϑ	Temperatur ($^\circ C$)
λ	Wärmeleitfähigkeit ($W/(mK)$)

$\mathcal{L}$	charakteristische Länge (m)
ν	kinematische Viskosität (m^2/s)
ξ	Widerstandsbeiwert
ρ	Dichte (kg/m^3)
σ	Oberflächenspannung der Flüssigkeit (N/m)
τ	Schubspannung (N/m^2)
ϕ	Umfangswinkel ($^\circ$)
ψ	Stromfunktion

Indizes oben

*	dimensionslos
-	Mittelwert
m	Exponent
n	Exponent, Modellierungsparameter

Indizes unten

A	Teilfläche A
B	Teilfläche B
D	Deckfläche
F	am Kondensatfilm
G	Gas, Dampf
$G0$	Gasströmung im glatten, trockenen Rohr
Gw	Gasströmung bei aufgerautem Film
H_2O	Wasser
HG	Gasphase mit Kanalhöhe gebildet
KW	Kühlwasser
L	Flüssigkeit
LV	Phasenübergang Flüssigkeit-Dampf
<i>Rechteck</i>	Rechteck

<i>Rohr</i>	Rohr
<i>SL</i>	Seitenfläche entlang Länge L
<i>Start</i>	Startwert
<i>S</i>	Seitenfläche
<i>Thel</i>	Thermoelement
<i>UmS</i>	Umschlagpunkt
<i>W</i>	Wand
<i>Y</i>	Zielgröße, Kapitel Fehlerrechnung
0	Bezugswert, nähere Angaben im Text
1	Leichtsieder R134a
2	Schwersieder R123
<i>aus</i>	Austritt
<i>c</i>	Kondensat
<i>ein</i>	Eintritt
<i>eq</i>	äquivalent, siehe Text
<i>ges</i>	Gesamt
<i>h</i>	hydraulisch
<i>i</i>	innen
<i>k</i>	Index Messwert, Kapitel Fehlerrechnung
<i>KB</i>	Kondensatbach
<i>kond</i>	Kondensation
<i>l</i>	laminare Strömung
<i>l2300</i>	bei Re= 2300
<i>log</i>	Logarithmisch
<i>lt</i>	laminar bis turbulent
<i>lat</i>	fiktiver Wärmeübergangskoeff.
<i>m</i>	Mittelwert

q	bezogen auf den Querschnitt
t	turbulente Strömung
$t10000$	bei $Re=10000$
vD	Modellierungsparameter
vW	Modellierungsparameter
w	an der Wand
x	in x-Richtung
y	in y-Richtung
z	in z-Richtung
δ	an der Filmoberfläche

1. Einleitung

Ungefähr in 60% aller Wärmeübertrager in der Industrie finden Phasenumwandlungen statt (Bakke (1997)). Davon nehmen Kondensations- und Verdampfungsprozesse den größten Anteil ein. Bei den Kondensationsprozessen ist die Rückflusskondensation eine Sonderform. Dampf und Kondensat werden im Gegenstrom geführt. Diese ist nicht so weit verbreitet, wie die Führung im Gleichstrom. Dies liegt daran, daß eine Aufrechterhaltung des Gegenstroms nur in engen Grenzen des Dampf- und Kondensatmassenstroms gelingt. Ist die Strömung des Kondensats nicht mehr nur schwerkraftkontrolliert, sondern beginnen Scherkräfte an der Filmoberfläche an Bedeutung zu gewinnen, so kommt es zum so genannten Fluten, also der teilweisen oder völligen Zerstörung des Gegenstrom zu Gunsten eines Gleichstroms von Dampf und Flüssigkeit.

Der Gegenstrom der Phasen bietet jedoch auch Vorteile, wie in Abschnitt 1.1 dargestellt wird.

Genauso wie in der Gleichstromkondensation und den einphasigen Anwendungen lässt sich auch bei der Rückflusskondensation die verstärkte Verwendung von kompakten Plattenwärmeübertragern erkennen, in denen die Strömungskanäle stark von der Rohrform abweichen. Diese Arbeit soll deswegen nicht nur einen allgemeinen Beitrag zur verlässlicheren Auslegung von Rückflusskondensatoren leisten, sondern durch die Untersuchung von Rechteckkanälen Erkenntnisse zum Einfluss der Geometrie schaffen. Messungen in einem Apparat mit vielen Kanälen sind für diese Art von grundlegenden Untersuchungen nicht geeignet, denn die grundlegenden Phänomene werden durch Verteilungseffekte überlagert. Alle Messungen in dieser Arbeit finden deswegen in einem Einzelkanal statt. Das Verständnis der grundlegenden Phänomene in einem Einzelkanal ist die Voraussetzung für das Verständnis eines Apparats mit vielen Strömungskanälen.

1.1. Anwendung der Rückflusskondensation

Die Rückflusskondensation wird gerade dann eingesetzt, wenn die besonderen Vorteile einer Gegenstromführung gegenüber den Nachteilen überwiegen.

In vielen Aufsätzen über Rückflusskondensation wird die Anwendung in Destillationskolonnen erwähnt, z.B. Thonon (1998). Der Kondensator am Kopf der Kolonne wird dabei nicht als externer Apparat ausgeführt, sondern in den Kopf integriert. Neben den gesparten Materialkosten wirkt sich der schwach unterkühlte Kondensatrücklauf und die zusätzliche Trennwirkung positiv auf die Kosten der Kolonne aus.

In der Tieftemperaturtechnik werden Kühlmedien sehr geringer Temperatur benötigt. Zur Kälteerzeugung muss technische Arbeit aufgewendet werden. Eine höhere Kondensatrücklauf-temperatur bedeutet eine Reduktion der aufzuwendenden technischen Arbeit. Rückflusskondensatoren werden nicht nur in Destillationskolonnen integriert, sondern als Vorbehandlung

1.1. Anwendung der Rückflusskondensation

oder Nachbehandlung des zu trennenden Gemisches genutzt Lucadamo u. a. (1987). Bakke (1997) stellte eine Übersicht einiger Patente aus der Tieftemperaturtechnik zusammen. Insbesondere bei der Deethanisierung und Demethanisierung in der petrochemischen Industrie und der Vor- und Nachbehandlung bei der Herstellung von flüssigem Erdgas (NLG) wird die Rückflusskondensation eingesetzt. Ein Patent aus dem Jahre 2002 der Linde AG Howard u. a. (2002) listet als Anwendungen die Abtrennung von Stickstoff und Helium aus Erdgas, die Produktion von flüssigem Methan, die Reinigung von Synthesegas, die Abtrennung von Olefinen aus Raffinerieabgasen und die Trennung von Kohlenwasserstoffgemischen auf.

In industriellen Anwendungen der Tieftemperaturtechnik hat sich die Anwendung von Plattenwärmeübertragern als Rückflusskondensatoren durchgesetzt (Fürst (1989)). Kompakte Lamellenwärmeübertrager kombinieren die Vorteile der Gegenstromführung, wie sie auch bei Rohrbündelwärmeübertragern bestehen, mit dem Vorteil einer höheren Flächendichte. Der Begriff Lamellenwärmeübertrager soll hier synonym für die englische Bezeichnung "plate-fin heat exchanger" gebraucht werden. Die Strömungskanäle eines plate-fin Plattenwärmeübertragers werden aus Platten gebildet, die durch Längsrippen miteinander verbunden sind. Die wellenförmigen Rippenstrukturen stabilisieren den Strömungskanal und tragen zur Wärmeübertragung bei. Die Strömungskanäle haben einen rechteckigen Querschnitt oder besitzen eine je nach Rippentyp geschwungene Form, sie weichen jedenfalls stark vom kreisförmigen Querschnitt eines Rohres ab.

Patente aus den Jahren 2000, Matsuo u. a. (2000) und 2008 Hecht u. Schuhbeck (2008), zeigen, dass weiterhin an Neuentwicklungen von Rückflusskondensatoren gearbeitet wird. In Matsuo u. a. (2000) wird eine Neuentwicklung der Strömungsführung innerhalb des Lamellenwärmeübertragers dargestellt, die eine gleichmäßiger verteilte Rückflusskondensation und eine bessere Ausnutzung der sensiblen Wärme des Kühlmediums ermöglicht. Patent Hecht u. Schuhbeck (2008) zeigt die Verwendung eines gelöteten Plattenwärmeübertragers, der in einem Druckbehälter eingebaut ist. Die Erfindung betrifft eine Führungseinrichtung für Dampf und Kondensat am Boden des Wärmeübertragers, die Fluteffekte vermindern helfen soll.

Trotz dieser Anwendungen der Rückflusskondensation auch in engen rechteckigen Strömungskanälen sind jedoch nur wenige veröffentlichte Forschungsergebnisse insbesondere über Lamellenwärmeübertrager als Rückflusskondensatoren zu finden (Souidi u. Bontemps (2003), Usyukin u. Aleksandrov (1975), Urban u. a. (1997)), was darauf schließen lässt, dass viel Wissen in den Firmen verbleibt (siehe 1.3).

Weitere Anwendungsgebiete der Rückflusskondensation umfassen die Temperierung von Gas Tanks durch die Totalkondensation der aufsteigenden Dämpfe (Knock-back Condenser), die Abtrennung von leicht flüchtigen Komponenten aus Abgasströmungen zur Einhaltung der jeweils gültigen Emissionsgrenzwerte (VOC recovery) und die Abtrennung von Inertgas (Vent Condenser).

In der Kernenergie ist die Rückflusskondensation wichtig für Sicherheitsanalysen und Störfallscenarien. In Druckwasserreaktoren muss gewährleistet sein, dass nach einer Abschaltung die abklingende Reaktorleistung im Dampferzeuger abgeführt werden kann. Insbesondere bei einem Leck im Druckwassersystem (loss-of-coolant accident, LOCA) wird einzig durch Rückflusskondensation im Dampferzeuger die Restenergie des Reaktors abgeführt.

Die Vorteile der Rückflusskondensation lassen sich wie folgt zusammenfassen (ESDU (1989)):

- zusätzlicher Rektifiziereffekt

1.2. Zielsetzung und Lösungsansatz

- sehr geringe Kondensatunterkühlung und damit Einsparung von Energiekosten
- unerwünschte Komponenten mit niedrigem Siedepunkt bleiben im Dampf oder werden dem Kondensat entzogen und können oben am Austritt entfernt werden.
- Inertgase werden vom Dampf getrennt, nach oben gespült und können dadurch besser entfernt werden (self-venting).
- Material und Montagekosten werden eingespart, da in der Destillationstechnik ein solcher Kondensator in den Kopf einer Kolonne integriert und nicht als separater Apparat betrieben wird.

Nachteile ergeben sich durch...

- ... die Notwendigkeit der Unterschreitung der Flutgrenze
- ... die durch das Fluten notwendige größere Anzahl an Kondensatorrohren
- ... das frühere Erreichen des Flutens bei großen Inertgasanteilen (Flutgrenze bezogen auf den reinen Dampfmassenstrom)
- ... die Möglichkeit einer Massenstrom-Ungleichverteilung zwischen einzelnen Kondensatorrohren, teilweise bedingt durch den geringen Druckverlust in den Rohren
- ... zusätzlich nötige Einrichtungen, die der thermischen Ausdehnung der Rohre Rechnung tragen

1.2. Zielsetzung und Lösungsansatz

In Rückflusskondensatoren muss das Fluten vermieden werden, deswegen muss dem eintretenden Dampf eine große Querschnittsfläche zur Verfügung stehen. Im Fall der Rohrbündelkondensatoren, bei denen der Dampf und das Kondensat im Inneren der Rohre strömt, ist also ein Betrieb von vielen parallelen Rohren notwendig und entsprechend groß sind die Apparate und kostenintensiv die Herstellung.

Der Wärmeübergang bei der Rückflusskondensation in Rohren kann durch die richtige Rohrneigung verbessert werden. Dies wurde bereits von Fiedler anhand von Experimenten mit dem Kältemittel R134a im Rohr nachgewiesen (Fiedler u. Auracher (2004a)). Dabei verschiebt sich zusätzlich die Flutgrenze zu höheren Dampfgeschwindigkeiten. Es kann also bereits eine Verkleinerung des Kondensators erreicht werden, wenn dessen Rohre zwischen 30° und 45° zur Horizontalen geneigt werden.

Kompakte Plattenapparate sind in Anwendungen mit flüssigen Medien bei gleicher Leistungsfähigkeit meist kleiner und kostengünstiger als Rohrbündel. Es liegt also nahe, das Potential dieser Apparate bei der Rückflusskondensation zu erforschen. Die Strömungskanäle in kompakten Wärmeübertragern weichen aber oft von der Rohrform ab.

Die Untersuchungen von Fiedler werden deswegen in dieser Arbeit auf die Rechteckgeometrie erweitert. Insbesondere die Verbesserung des Wärmeübergangs durch Schrägstellen des rechteckigen Kanals wird experimentell untersucht und modelliert. Ziel ist es, zu einer physikalisch logischen Deutung der Messungen zu gelangen und zu verstehen, welche physikalischen Mechanismen den Wärmeübergang bei der Rückflusskondensation dominieren. Es ist dann

1.2. Zielsetzung und Lösungsansatz

nämlich möglich, die geometrischen Gegebenheiten so zu gestalten, dass der Wärmeübergang gegenüber dem Rohr weiter verbessert wird.

Auch das Fluten wird in dieser Arbeit im Rechteckkanal experimentell untersucht. Eine Verschiebung des Flutpunkts zu höheren Dampfgeschwindigkeiten wirkt sich direkt auf die notwendige Querschnittsfläche am Eintritt des Kondensators aus und ermöglicht den Bau kompakterer Apparate. Zusammen mit den Ergebnissen zum Wärmeübergang entstehen Grundlagen für die Auslegung und den Betrieb von kompakten Rückflusskondensatoren.

Zur Erweiterung der Ergebnisse auf andere Stoffeigenschaften werden auch Versuche mit dem Kältemittel R123 und mit Wasser durchgeführt.

Wie in den Anwendungsbeispielen deutlich geworden ist, wird die Rückflusskondensation oft für Gemischkondensation und die Auftrennung von Gemischen verwendet. In dieser Arbeit wird eine Mischung aus R134a und R123 untersucht und das Kondensationsverhalten in Rohr und Rechteckkanal gegenübergestellt. Auf Grund des zusätzlichen Stofftransportwiderstands in der Gasphase ergibt sich hier ein völlig anderes Verhalten als bei der Reinstoffkondensation.

Für den Wärmeübergang von Reinstoffen im Rohr und im Rechteckkanal und von Gemischen werden mathematische Modelle formuliert, um die theoretischen Grundlagen mit den experimentellen Ergebnisse vergleichen zu können. Die Interpretation der experimentellen und theoretischen Ergebnissen liefert dann Hinweise auf die physikalischen Mechanismen bei der Rückflusskondensation in engen Kanälen.

Im folgenden Abschnitt wird der Stand der Forschung kurz dargestellt. Danach werden zunächst die Grundlagen zu den mathematischen Modellen erläutert. Dabei wird im Kapitel Filmkondensation zunächst das Modell für den glatten ebenen Kondensatfilm erläutert, das Grundlage für die Modellierung des Wärmeübergangs ist. In den weiteren Abschnitten wird auf die Abweichungen von dieser Theorie zum Beispiel durch die Bildung von Wellen auf dem Kondensatfilm und auf das Phänomen Fluten eingegangen. Es folgt die analytisch-theoretische Betrachtung der Vorgänge bei der Rückflusskondensation im Kapitel 3. Im Abschnitt „Modellierung des Flutens“ werden vor allem empirische Ansätze für die Beschreibung der Flutgrenze dargestellt. Es folgt dann die Darstellung der Modellierungsmethodik für den Wärmeübergang im Rechteckkanal (Abschnitt 3.2) und im Rohr (Abschnitt 3.3). Hier wird anschaulich gezeigt, auf welcher Bahn die Kondensatteilchen strömen und welche Auswirkungen diese auf den Wärmeübergang hat. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird das Modell für die Gemischkondensation erläutert, das aus gekoppelten Wärme- und Stoffübergangsgleichungen besteht, die durch Iteration gelöst werden müssen.

Es folgt im Kapitel 4 die Beschreibung der experimentellen Untersuchungen bestehend aus den Abschnitten Versuchsanlage, Messstrecken, Versuchsdurchführung, Fehlerbetrachtung und Datenauswertung.

Im Kapitel 5 werden zunächst die Wärmeübergangsmessungen und danach die Simulationsergebnisse und der Vergleich beider Untersuchungen dargestellt. Es zeigte sich, dass der Neigungswinkel auch im Rechteckkanal einen Einfluss auf den Wärmeübergang hat und der Vergleich zwischen Experiment und Modell verdeutlicht den Grund. Im Abschnitt Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen werden die experimentellen Ergebnisse zum Fluten beschrieben.

In ähnlicher Reihenfolge zeigt das Kapitel 6 dann die Ergebnisse der Untersuchung des Kältemittelgemisches R134a/R123. Zunächst werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt

1.3. Stand der Forschung

und dann der Vergleich mit der Simulation. Es wird deutlich, dass die Anwendung der Filmtheorie den gekoppelten Wärme- und Stoffübergang im Kanal unterschätzt.

Im Anschluss an die Ergebniskapitel folgt eine Zusammenfassung und der Ausblick auf weiterführende Arbeiten.

1.3. Stand der Forschung

Obwohl berippte Plattenwärmeübertrager in der Tieftemperaturtechnik als Rückflusskondensatoren weit verbreitet sind, wird in der offenen Literatur wenig darüber berichtet.

Urban u. a. (1997) beschreiben Untersuchungen zur Berechnung eines industriellen berippten Plattenapparats (Plate & Fin) als Rückflusskondensator. Der so genannte Dephlegmator soll Ethylen aus einem Gasgemisch abtrennen. Sie berichten, dass es notwendig sei, den gekoppelten Wärme- und Stofftransport zu berücksichtigen, stellen das Modell aber nicht im Detail dar.

In einer Studie von Usyukin u. Aleksandrov (1975) werden die Vorteile eines Plate & Fin Apparats bei der Herstellung von technischem Sauerstoff dargestellt. Der Rückflusskondensator wird hier als Kondensator mit zusätzlicher Trennwirkung genutzt. Dadurch kann der Energiebedarf bei der Sauerstoffherstellung gemäß dieser Studie um 20-25% gesenkt werden.

Souidi u. Bontemps (2003) beschreiben ebenfalls die Nutzung berippter Plattenapparate als Rückflusskondensatoren. Sie nutzen feuchte Luft als Testfluid und ermitteln den Feuchtegehalt der austretenden Luft bei verschiedenen Leistungen. Sie nutzen die Filmtheorie zur Modellierung der Kondensation und erreichen eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Sie geben aber auch an, dass keine vollständige Kondensatbenetzung in den Rechteckkanälen des Plattenapparats stattgefunden hat.

In einer der nuklearen Energietechnik zuzuordnende Studie untersuchten Lee u. a. (2006) die Rückflusskondensation von Wasserdampf bei Normaldruck in einem U-Rohr. Sie geben an, dass der Wärmeübergang im Rückflussbereich des U-Rohrs gut mit der klassischen Nusselttheorie beschrieben werden kann. Nur bei höheren Kondensat-Reynoldszahlen wird der Wärmeübergang von der Nusselttheorie unterschätzt. Es wurden keine anderen Fluide oder Kanalgeometrien untersucht. Meyer u. a. (2014) untersuchten die Kondensation von R134a in einem Rohr mit dem inneren Durchmesser 8,38 mm. Sie untersuchten sowohl Abwärts- als auch Aufwärtsströmung bei verschiedenen Neigungswinkeln. Kondensat und Dampf strömten dabei immer gemeinsam in eine Richtung, so dass der Fall Rückflusskondensation nicht erfasst wurde.

Gross u. Philipp (2006); Gross u. a. (2002) führten eine 2001 begonnene Studie (Thumm u. a. (2001), Thumm (2000)) zum Einfluss der gasseitigen Schubspannungen auf den Wärmeübergang bei Rückflusskondensation in einem vertikalen Rohr mit dem Durchmesser 28mm weiter. Die neuen Ergebnisse zeigen, dass bei sehr kleinen Reynoldszahlen des Kondensats der Wärmeübergang bei einer Steigerung der Schubspannung verschlechtert wird. Bei höheren Reynoldszahlen tritt eine Verbesserung durch das Auftreten von Wellen auf der Filmoberfläche auf. Mit steigenden Prandtl-Zahlen nimmt dieser Effekt zu. Der Einfluss der Wechselwirkungen an der Phasengrenze wurde bereits von Chen u. a. (1987) in einer Korrelation berücksichtigt und dort mit leicht ermittelbaren Parametern modelliert, wobei Gross u. Philipp (2006)

1.3. Stand der Forschung

die Dampfschubspannung zur Modellierung heranziehen, die nicht direkt ermittelbar ist. Es wurden keine Durchmesservariationen oder andere Kanalgeometrien untersucht, so dass die Übertragung der Ergebnisse auf Kanäle mit kleinem Durchmesser nicht möglich ist.

Pantzali u. a. (2008) haben ebenfalls eine Erweiterung ihrer Studien (Mouza u. a. (2002), Mouza u. a. (2005)) zum Flutpunkt bei adiabater Wasser-Luft Strömung in einem Glasrohr mit dem Durchmesser 7mm durchgeführt. In den neuen Ergebnissen werden die verschiedenen Flutmechanismen weiter untersucht und die Form und Beschaffenheit der Wellen im Kondensatfilm als Erklärung herangezogen. Trotz gleichem Durchmesser der Messstrecke bleibt die Diskrepanz zwischen den adiabaten und den vorliegenden Kondensationsmessungen bestehen. Bei den adiabaten Messungen sind die Gas- und Flüssigkeitsmassenströme nicht miteinander gekoppelt. Bei Kondensationsmessungen kann der Kondensatmassenstrom maximal so groß wie der Dampfmassenstrom werden. In den Experimenten von Mouza et al. und auch anderen adiabaten Flutpunktmessungen in der Literatur wurden gegenüber dem Dampf um den Faktor 50 höhere Flüssigkeitsmassenströme verwendet, wodurch eine völlig andere Zweiphasenstruktur im Rohr erzeugt und ein Vergleich mit Kondensationsmessungen erschwert wird.

Deendarlianto u. a. (2005) haben eine Studie zum Fluten bei adiabaten Zweiphasenströmungen erstellt. Der direkte Vergleich mit Kondensationsmessungen ist auch hier aus obigem Grund fragwürdig. Weiterhin korrelieren Deendarlianto et al. ihre Messergebnisse mit gemessenen Wellenparametern, die einen Vergleich mit anderen Messdaten bei denen die Wellenparameter fehlen schwer machen. Sie geben auch den Einfluss des Neigungswinkels zur Horizontalen an. Die scheinbare Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt ist bei 45° am höchsten, wobei nur Winkel von 30°, 45° und 60° vermessen wurden. In ihrer Korrelation berücksichtigen sie den Neigungswinkel in der Froudezahl der Flüssigkeit mit $g \cdot \sin\theta$. Allerdings ist die Froudezahl kein wichtiger Einflussparameter ihrer Korrelation und man muss davon ausgehen, dass der eigentliche Einfluss des Neigungswinkels in den Wellenparametern verborgen ist.

Fiedler u. Auracher (2004a); Fiedler (2003) untersuchten die Rücklaufkondensation in einem engen geneigten Rohr von 7mm Durchmesser. Es wurden Untersuchungen mit den Reinstoffen R134a und Wasser bei verschiedenen Neigungswinkeln und Durchflussraten durchgeführt. Sie stellten fest, dass der Wärmeübergang im senkrechten Fall am geringsten ist und dass bei Neigungswinkeln zwischen 30 und 45° eine deutliche Steigerung erreicht werden kann. Die Flutversuche in der gleichen Versuchsanordnung ergaben, dass auch der Flutbeginn mit kleinerem Neigungswinkel zu höheren Gasgeschwindigkeiten verschoben wird.

Die Unterstützung der Forschung durch Computer ist heute nicht mehr wegzudenken. Die vorhandenen Simulationswerkzeuge sind auch wichtige Hilfsmittel in Planung und Betrieb von verfahrenstechnischen Anlagen geworden. Rückflusskondensatoren lassen sich mit den Programmen Chemcad (Chemstations Inc.), HTFS (Aspentech Inc.) und Xist (Heat Transfer research Incorporation, HTRI) berechnen. Dabei ist allen Programmen gemeinsam, dass nur Rohrbündelwärmeübertrager mit rohrseitiger Rückflusskondensation berechenbar sind. AspenTech gibt an, dass ihr neuestes (Stand Sep. 2008) Produkt auch die Rückflusskondensation von Mischungen berechnen kann. Die Firma Lauterbach Verfahrenstechnik bietet außerdem ein Programm zur Berechnung von Gleich- und Gegenstromkondensatoren an, in dem die Gleichungen des VDI-Wärmeatlasses implementiert sind. Auch seitens der Softwarelösungen zeigt sich also ebenfalls, dass die Berechnung von kompakten Wärmeübertragern als Rückflusskondensatoren noch nicht weit entwickelt ist.

2. Filmkondensation

Der Gegenstrom von Dampf und Flüssigkeit kann nur aufrechterhalten werden, wenn die Flüssigkeit ungehindert auf Grund der Schwerkraft nach unten und der Dampf in die entgegengesetzte Richtung strömen kann. Die Flüssigkeit fließt dann als Film an der Wand und der Dampf strömt in der Kanalmitte. Andere Strömungsformen wie Pfropfenströmung oder Schaumströmung treten erst beim Überschreiten des Flutpunkts auf. Man unterscheidet zwischen laminarer und turbulenter Filmströmung an der Kanalwand. Außerdem können auch im laminaren Film Wellen auftreten. Desgleichen kann auch die Dampfströmung laminar oder turbulent vorliegen. In der Regel werden diese Fälle in der Literatur separat betrachtet und modelliert. Die Tropfenkondensation tritt auf technischen Oberflächen nur selten auf und soll in dieser Arbeit nicht betrachtet werden.

Bei der Kondensation eines Reinstoffes beispielsweise spielt der Strömungszustand des Dampfes nur für den Druckverlust eine Rolle. Die Dampfströmung beeinflusst zwar die Wellenstruktur des Films, der Dampf hat aber im Gleichgewichtszustand überall die gleiche Temperatur und führt deswegen zu keinem zusätzlichen Wärmeübergangswiderstand. Der Flüssigkeitsfilm an der Wand bestimmt den Wärmeübergangswiderstand. Die wellige Oberfläche des Films ist schwieriger zu modellieren als der glatte Film, deswegen wird meist vom glatten Film ausgegangen und die Abweichungen beim Vorhandensein von Wellen durch Korrekturfaktoren erfasst. Für die Rückflusskondensation in den untersuchten kurzen engen Kanälen ist auch das Gebiet des turbulenten Kondensatfilms von eher geringer Bedeutung, da bei Kondensat-Reynoldszahlen des turbulenten Bereichs bereits Fluten auftreten würde. In dieser Arbeit steht deswegen der laminare glatte Film im Zentrum der Betrachtungen. Zunächst wird im folgenden Kapitel die klassische Theorie der laminaren Filmkondensation wiedergegeben. Weiterhin wird auf den Effekt der Wellenbildung eingegangen und das Phänomen Fluten theoretisch behandelt. Ein eigenes analytisches Modell für das Fluten wird hier nicht aufgestellt. Stattdessen wird eine Literaturübersicht präsentiert, die deutlich macht, warum sich das Fluten einer analytischen Modellierung entzieht. Im darauffolgenden Kapitel werden empirische Modellierungsansätze für das Fluten dargestellt. In den Kapiteln 3.2 bis 3.4 werden dann Modelle für den Wärmeübergang bei Reinstoffen und Gemischen hergeleitet. Diese Modelle helfen bei der Interpretation der Messwerte im Kapitel 5 und 6.

2.1. Wasserhauttheorie

Die Beschreibung des laminaren glatten Kondensatfilms geht auf Nusselt (1916) zurück. Er beschrieb die stationäre Strömung des Kondensatfilms an einer senkrechten ebenen Wand unter der Bedingung ruhenden gesättigten Dampfes und einer konstanten Unterkühlung der Wand.

Nusselt nahm an, dass das Kondensat unter Schwerkrafteinfluss an der Wand entlangströmt und keine Scherkräfte an der Kondensatfilmoberfläche angreifen. Für ein infinitesimales Vo-

2.1. Wasserhauttheorie

lumelement des Films konnte er dann die Impulsbilanz aufstellen. Die Schwerkraft und die Schubkraft, die die Wand auf die Flüssigkeit ausübt, stehen im Gleichgewicht. Mittels der Kräftebilanz im Dampfraum wurde dann der Druckgradient eliminiert. Sofern angenommen wird, dass sich ein zusammenhängender, ebener Kondensatfilm ohne Wellen bildet, kann das Geschwindigkeitsprofil in wandnormaler Richtung y berechnet werden. Für die weitere Betrachtung ist allerdings der Maximalwert von y , die Filmdicke δ , interessanter. Deswegen wird aus dem lokalen Geschwindigkeitsprofil durch Integration die mittlere Geschwindigkeit des Kondensatfilms in Abhängigkeit von der Filmdicke berechnet

$$w_m = \frac{(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \delta^2 \quad . \quad (2.1)$$

Mit der mittleren Geschwindigkeit lässt sich auch leicht der Kondensatmassenstrom berechnen

$$\dot{M} = w_m \cdot A_q \cdot \rho_L \quad , \quad (2.2)$$

dabei ist $A_q = \delta \cdot b$ und b die betrachtete Breite des Kondensatfilms. Für den Massenstrom in Abhängigkeit von der Filmdicke ergibt sich dann

$$\dot{M} = \frac{b \cdot \rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \delta^3 \quad . \quad (2.3)$$

Die Ableitung dieser Gleichung liefert den Zusammenhang zwischen der infinitesimalen Änderung des Massenstroms und der Filmdicke

$$d\dot{M} = \frac{b \cdot \rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \delta^2 d\delta \quad . \quad (2.4)$$

Unter der Annahme, dass die Kondensationswärme nur durch Wärmeleitung an die Wand transportiert und das Kondensat nicht unterkühlt wird, kann die Energiebilanz für den Film formuliert werden

$$d\dot{M} \cdot \Delta h_{LV} = \frac{\lambda_L}{\delta} (\vartheta_G - \vartheta_w) \cdot b \cdot dz \quad . \quad (2.5)$$

Durch Einsetzen von 2.4 in 2.5 erhält man eine Differentialgleichung für die Filmdicke in Abhängigkeit der Koordinate z , die durch Trennung der Variablen lösbar ist

$$\frac{d\delta}{dz} = \lambda_L \frac{\Delta \vartheta}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{\eta_L}{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g} \cdot \frac{1}{\delta^3} \quad . \quad (2.6)$$

Die Lösung unter Berücksichtigung der Randbedingung $\delta(z=0) = 0$ ist dann

$$\delta = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta \vartheta}{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot z \right)^{\frac{1}{4}} \quad . \quad (2.7)$$

Aus der Filmdicke kann auch ein lokaler Wärmeübergangskoeffizient nach

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{\delta(z)} \quad (2.8)$$

2.1. Wasserhauttheorie

berechnet werden. Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient ist durch Integration entlang der Koordinate z von 0 bis zum Ende der Platte (hier als L bezeichnet) berechenbar

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha(\delta(z)) dz \quad . \quad (2.9)$$

Die Energiebilanz an der gesamten Platte kann dann mittels

$$\dot{M} \Delta h_{LV} = \alpha_m (\vartheta_G - \vartheta_w) \cdot b \cdot L \quad (2.10)$$

beschrieben werden. Die Temperaturdifferenz in 2.10 kann durch 2.9 nach der Berechnung des Integrals eliminiert werden, wodurch eine neue Gleichung zur Beschreibung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten entsteht

$$\frac{\alpha_m}{\lambda_L} = \left(\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot b}{\eta_L \dot{M}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4}{3^{\frac{4}{3}}} \quad . \quad (2.11)$$

Es bietet sich an, diese Gleichung in dimensionslose Gruppen umzusortieren, so dass auf der einen Seite der mittlere Wärmeübergangskoeffizient dimensionslos wird und auf der anderen Seite der Kondensatmassenstrom

$$\frac{\alpha_m}{\lambda_L} \left(\frac{\eta_L^2}{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{\dot{M}}{b \eta_L} \right)^{-\frac{1}{3}} \frac{4}{3^{\frac{4}{3}}} \quad . \quad (2.12)$$

Auf der linken Seite werden die Stoffwerte charakteristische Länge $\mathcal{L} = \left(\frac{\eta_L^2}{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g} \right)^{\frac{1}{3}}$ genannt und die gesamte Parametergruppe Nusseltzahl. Die dimensionslose Gruppe auf der rechten Seite wird Film-Reynoldszahl genannt

$$Nu_L = \frac{\alpha_m \mathcal{L}}{\lambda_L} \quad (2.13)$$

$$Re_L = \frac{\dot{M}}{b \eta_L} \quad . \quad (2.14)$$

Mittels dieser Abkürzungen vereinfacht sich Gleichung 2.12 zu

$$Nu = 0,925 \cdot Re_L^{-\frac{1}{3}} \quad . \quad (2.15)$$

Bei der Herleitung wurden die Stoffwerte als temperaturunabhängig vorausgesetzt. Die vollständige Herleitung ist in den Lehrbüchern der Wärmeübertragung verzeichnet, z.B. Baehr u. Stephan (1998).

2.2. Abweichungen von der Nusseltschen Wasserhauttheorie

Experimente an Rieselfilmen, Brauer (1956), zeigten, dass die Theorie für den laminaren wellenfreien Kondensatfilm nur auf eine Filmströmung mit sehr geringer Reynoldszahl anwendbar ist. Bereits bei Reynoldszahlen zwischen 1 bis 6 bilden sich auf dem Kondensatfilm kleine Wellen, Kraume (2012). Die Abweichungen von Gleichung 2.15 können bis zu +25% betragen, Baehr u. Stephan (1998). Mit größeren Reynoldszahlen bilden sich immer mehr Wellen aus, so dass man von pseudolaminarer Strömung spricht.

Im Gegensatz zum reinen Rieselfilm ohne Einfluss der Gasphase besteht bei Rückflusskondensation eine intensive Interaktion zwischen Dampf und Kondensat. Die kleineren Wellen, die sich bei einer bestimmten Kondensat-Reynoldszahl auf einem Rieselfilm bilden, werden durch die Gegenströmung des Dampfes bei Rückflusskondensation noch verstärkt. Die Aufräuhung des Kondensatfilms wurde z.B. von Wallis (Wallis (1969)) durch einen Korrekturfaktor für den Widerstandsbeiwert der Gasströmung berücksichtigt.

$$\xi_{Gw} = \xi_{G0} \left(1 + 360 \cdot \frac{\delta}{d} \right) \quad (2.16)$$

Der Übergang zum turbulenten Rieselfilm liegt im Bereich von $Re_L = 400$. Im turbulenten Bereich nimmt die Nusseltzahl mit der Reynoldszahl zu. Bei Gegenstromkondensation wird der Bereich des turbulenten Rieselfilms meist nicht erreicht. Gas- und Flüssigkeitsströmung sind gekoppelt. Entsteht ein so großer Massenstrom, dass eine große Kondensat-Reynoldszahl erreicht wird, so entsteht ebenfalls eine große Gas-Reynoldszahl am Eintritt. Im Fall der Totalkondensation ist der eintretende Gas-Massenstrom genauso groß wie der austretenden Kondensatmassenstrom. Im Fall der Teilkondensation ist der Dampfmassenstrom größer als der Kondensatmassenstrom. Durch diese Kopplung steigt die für die Interaktion der Phasen am Eintritt maßgebliche Relativgeschwindigkeit sehr schnell mit einer Änderung des Kondensatmassenstroms an. Für Fluide mit einem großen Verhältnis von Flüssigkeits- zu Dampfdichte wird die Film-Reynoldszahl von 400 nicht erreicht (siehe vorliegende Experimente). Bei Fluiden in der Nähe des kritischen Punktes ist es allerdings möglich, dass auch hohe Film-Reynoldszahlen erreicht werden, ohne dass Fluten auftritt, denn das Dichteverhältnis ist in der Nähe des kritischen Punktes geringer. Bei gleichem Kondensatmassenstrom ist also die Dampfgeschwindigkeit in der Nähe des kritischen Punktes kleiner.

Der Wärmeübergang bei laminarer Filmkondensation kann auch auf Grund der Abhängigkeit der Stoffwerte von der Temperatur von Gleichung 2.15 abweichen, Baehr u. Stephan (1998). Dieser Einfluss kann in den vorliegenden Experimenten auf Grund der niedrigen Temperaturdifferenzen als gering eingeschätzt werden.

Stephan weist in einer Veröffentlichung (Stephan u. Laesecke (1980)) auf den Einfluss der Saugwirkung des Kondensatstroms auf den Wärme- und Stoffübergang bei der Kondensation von Stoffgemischen hin. Demnach ist die Annahme der Filmtheorie, dass ein wandnormaler Stoffstrom durch Diffusion entsteht nicht immer vollständig, da in vielen Fällen ein konvektiver Stoffstrom senkrecht zur Phasengrenze existiert, der den Wärme- und Stofftransport verbessert. Dieser zusätzliche Effekt tritt allerdings nur bei großen Kondensatstromdichten in Erscheinung.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

2.3.1. Phänomenologische Betrachtung des Flutens

Aus den experimentellen und theoretischen Betrachtungen der letzten 50 Jahre haben sich zwei Beschreibungsansätze für das Fluten herauskristallisiert. Unstrittig ist, dass in der Nähe des Flutpunkts der an der Wand ablaufende Flüssigkeitsfilm wellig wird und die Interaktion der Gas- und Flüssigkeitsphase an der Phasengrenze entscheidend für das Einsetzen des Flutens ist. Es gibt nun zwei Erklärungsansätze, wie die Wellenbildung auf das Einsetzen des Flutens einwirken kann: Einerseits können von den Wellen Tropfen abgeschert werden, die mit dem Gasstrom nach oben transportiert werden (Entrainment). Die Tropfen fallen oberhalb möglicherweise wieder in den Flüssigkeitsfilm und führen so zu einem ansteigenden Flüssigkeitsgehalt im Rohr oder sie werden vom Gasstrom aus dem benetzten Rohr ausgetragen, was zum Fluten führt.

Andererseits kann es bei engen Rohren zu einer Bildung von Flüssigkeitsbrücken im Rohr kommen. Diese Flüssigkeitspfropfen können vom Gas nach oben aus dem Rohr ausgetragen werden oder sie sammeln sich oberhalb an. Im nächsten Abschnitt wird die Gas-Flüssigkeitsströmung für den Fall der adiabaten und diabaten Versuchsführung dargestellt und die beiden Flutphänomene näher erläutert. Es handelt sich dabei um eine vereinfachte Darstellung, denn oft treten Mischformen dieser Phänomene auf. Beispielsweise können Flüssigkeitsbrücken entstehen und gleichzeitig von kleineren Wellen, die den Abstand zum gegenüberliegenden Film nicht überbrücken können, Tropfen abgeschert werden.

Literatur über die Flutvorgänge in Einzelkanälen lassen sich auf verschiedene Weise in Kategorien einteilen. Alle oben dargestellten Einflussfaktoren eignen sich, um die einzelnen Studien voneinander abzugrenzen. Eines der wichtigsten Unterscheidungsmerkmale ist allerdings das Vorhandensein von Kondensationsvorgängen. Bei der Durchführung adiabater Messungen können die Gas- und Flüssigkeitsströme innerhalb der Rahmenbedingungen der Versuchsanlage nahezu beliebig kombiniert werden. Bei der Untersuchung des Flutverhaltens in Gegenstrom-Kondensatoren kann der nach unten abfließende Flüssigkeitsmassenstrom maximal dem eintretenden Dampfmassenstrom entsprechen. Dies ist dann der Grenzfall der Totalkondensation. Die Untersuchungsergebnisse zum adiabaten Fluten können also nur innerhalb dieser Massenstromgrenzen auf Kondensationvorgänge übertragen werden. In vielen wichtigen Studien zum Fluten wurden adiabate Messungen durchgeführt, bei denen die Filmströmung auch visuell untersucht werden sollte. Hier wurden meist aus praktischen Gründen große Flüssigkeitsmassenströme eingeleitet, um die Filmströmung besser beobachten zu können. Für Flutexperimente reichten dann bereits geringe Gasströme aus. Die Übertragbarkeit auf Gegenstrom-Kondensation ist in diesen Fällen meist nicht möglich (Mouza u. a. (2000); Pantzali u. a. (2008)).

Im Folgenden sollen die Unterschiede bei der Gas-Flüssigkeitsströmung in Versuchen mit und ohne Kondensation beschrieben werden. Danach werden weitere Einflussfaktoren dargestellt.

2.3.1.1. Gas- Flüssigkeitsströmung in adiabaten Versuchen

In der Literatur (Stephan (1990); Zapke u. Kröger (2000a)) werden die Phänomene des adiabaten Flutens im senkrechten Rohr in folgender Form beschrieben:

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

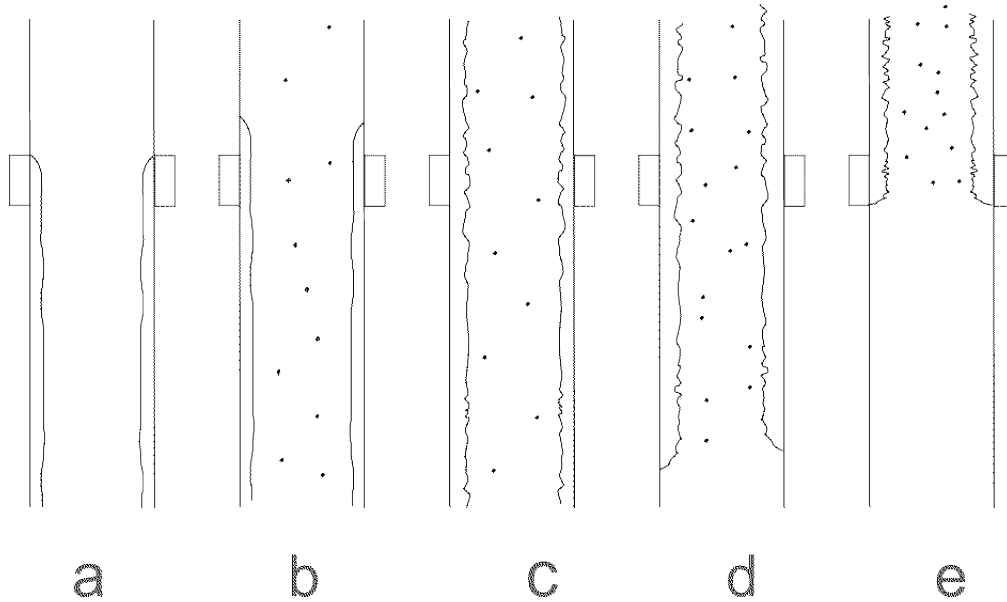


Abbildung 2.1.: Strömungszustände bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeit bei konstanter Flüssigkeitsbelastung nach Stephan (1990)

Über eine Aufgabeeinrichtung oberhalb im Rohr wird ein Flüssigkeitsstrom gleichmäßig über den Rohrumfang verteilt. Bei geringer Geschwindigkeit des gegenströmenden Gases, fließt die Flüssigkeit als welliger Rieselfilm abwärts (a in Abbildung 2.1). Mit zunehmender Gasgeschwindigkeit verstärkt sich die Welligkeit des Films und es werden bereits Tröpfchen von den Wellenbergen abgeschert und mit dem Gasstrom eine Strecke nach oben transportiert. Dabei kann bereits Flüssigkeit bis oberhalb der Einspeisestelle transportiert werden (b). Wird die Gasgeschwindigkeit nun weiter erhöht, wird immer mehr Flüssigkeit nach oben mitgerissen und es fließt nur noch ein Teilstrom nach unten ab (c). Das Fluten beginnt. In der Literatur werden sowohl der Transport von Flüssigkeitstropfen als auch der Transport von Wellen beschrieben. Ab einer bestimmten Gasgeschwindigkeit kann überhaupt keine Flüssigkeit mehr nach unten abströmen. Der Gegenstrom kommt zum Erliegen. Der Flüssigkeitsfilm ist aber unterhalb der Einspeisestelle noch vorhanden und wird dann hängender Film genannt (d). Einige Autoren beschäftigten sich mit der Modellierung des hängenden Films, da sich hier ein Gleichgewicht zwischen Schwerkraft des Flüssigkeitsfilms und Schubwirkung des Gasstroms einstellt. Auf diese Modellansätze wird später noch eingegangen. Bei einer weiteren Erhöhung der Gasgeschwindigkeit wird der hängende Film in Richtung Einspeisestelle transportiert, bis sich schließlich Gleichstrom von Flüssigkeit und Gasstrom einstellt und das Rohr unterhalb der Einspeisestelle ausgetrocknet ist (e).

Einige Autoren geben an, dass sich das Fluten je nach Flüssigkeitsbelastung entweder am Gaseintritt oder am Flüssigkeitseintritt entwickelt hat. Die Experimente werden aber bei der Ermittlung der Korrelationen gleichwertig behandelt. Die Art der Aufgabeeinrichtung für die

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Flüssigkeit und die Sorgfalt bei der Einstellung eines einheitlichen Flüssigkeitsfilm über dem Rohrumfang hat ebenfalls Einfluss auf die Ergebnisse.

2.3.1.2. Gas- Flüssigkeitsströmung bei Gegenstromkondensation

Bei Gegenstromkondensation im senkrechten Rohr ist zunächst ebenfalls ein welliger Rieselfilm vorhanden, siehe Abbildung 2.2a I und 2.2b I.

Dieser Film hat jedoch eine nach unten zunehmende Dicke. Weiterhin stellt sich eine bestimmte Filmlänge ein, die kleiner als die Rohrlänge sein kann. Am unteren Rohrende ist die Filmdicke und der Dampfmassenstrom am größten. Bei weiterer Erhöhung des Dampfmassenstroms entstehen dort immer mehr Wellen, wie in Abbildung 2.2a II und 2.2b II dargestellt ist. Am unteren Ende des Kondensationskanals ist die Wechselwirkung zwischen Dampf- und Flüssigkeit am größten. Bei weiterer Zunahme des Dampfmassenstroms beginnt der Flüssigkeitstransport in Richtung des Dampfstroms. In Abbildung 2.2b III ist der Mechanismus Entrainment skizziert. Von den Wellenkämmen werden Tropfen mitgerissen und mit dem Dampfstrom nach oben befördert. Dieses Phänomen tritt vor allem in Kanälen größeren Durchmessers auf. Der zweite Mechanismus ist in Abbildung 2.2a III dargestellt. In engen Kanälen kann es dazu kommen, dass Wellen zu Flüssigkeitsbrücken zusammenwachsen und vom Dampf nach oben transportiert werden. Weiter oben ist die Filmdicke allerdings geringer. Dies dämpft die gegenseitige Wechselwirkung zwischen Dampf und Flüssigkeit, denn geringer werdende Dampfgeschwindigkeiten verursachen entsprechend weniger Schubspannungen an der Phasengrenzfläche. Dies gilt für Entrainment und den Transport von Flüssigkeitsbrücken. Die Wechselwirkung zwischen Dampf und Kondensat am Eintritt des Rohres wird sich also nur bei genügend großem Dampfstrom entlang des Rohres fortpflanzen.

Hierbei muss zwischen Teilkondensation und Totalkondensation unterschieden werden. Bei Teilkondensation des Dampfes wird ein gewisser Teil der Dampfströmung entlang des gesamten Rohres aufrechterhalten. Entsprechend nähern sich die Verhältnisse denen des adiabaten Flutens um so mehr an je größer der nicht kondensierte Dampfanteil ist. Durch die großen Dampfgeschwindigkeiten finden entlang des gesamten Rohres ähnliche Wechselwirkungen zwischen Flüssigkeit und Dampf statt. Ein Teil der Flüssigkeit wird nach oben mitgerissen und aus dem Rohr getragen und der Rest fließt am unteren Ende des Rohres ab. Bei Totalkondensation hingegen sinkt die Dampfgeschwindigkeit entlang des Rohres bis auf Null ab.

Palen u. Yang (2001) beschreiben einen besonderen Sogeffekt am Eintritt von senkrechten Kondensationsrohren, den sie Bernoulli Effekt nennen. Die Verengung des Querschnitts durch herabströmendes und aufgestauten Kondensat führt zu höheren Dampfgeschwindigkeiten in diesem Querschnitt. Diese verursachen eine Verringerung des statischen Druckes, wodurch das Kondensat kurzfristig ins Innere des Rohres abgesaugt wird, wieder nach unten strömt und wieder in Wechselwirkung mit dem Dampf tritt. Palen u. Yang (2001) halten dies für einen Mechanismus, der die Bildung von Flüssigkeitsbrücken einleiten kann.

In langen Rohren mit Totalkondensation tritt am Flutpunkt durch den versiegenden Dampfstrom eine weitere Besonderheit auf. Bei ausreichender Rohrlänge kann das nach oben gerissene Kondensat nicht aus dem Rohr ausgeblasen werden, sondern bleibt als pulsierende Flüssigkeitssäule oberhalb des Kondensatfilms erhalten Girard u. Chang (1992). In diesem Zustand tritt immer noch Kondensat am unteren Ende des Rohres aus.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

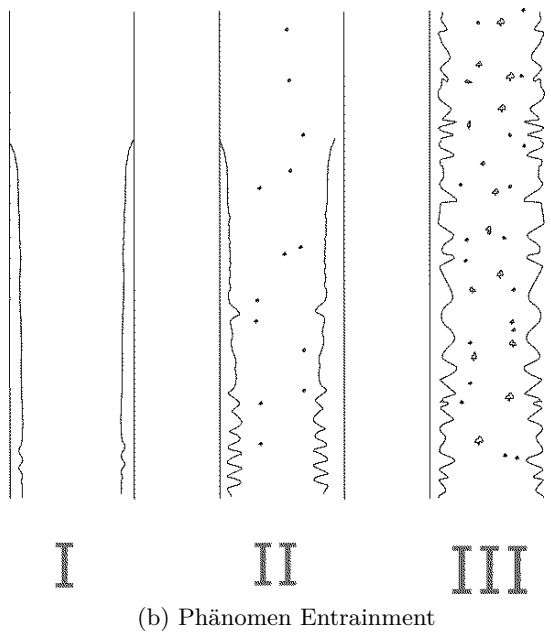
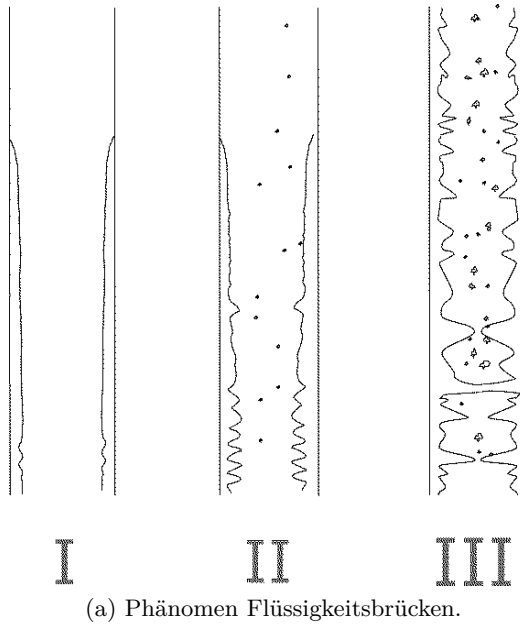


Abbildung 2.2.: Fluten unter diabaten Bedingungen in engen Kanälen ohne zusätzliche Einspeisung von Flüssigkeit.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Bei weiterer Erhöhung des Dampfstroms wächst die akkumulierte Flüssigkeitssäule an bzw. es wird im Fall Teilkondensation immer mehr Kondensat am oberen Ende des Rohres ausgetragen. Im Grenzfall, bei dem gar keine Flüssigkeit mehr am unteren Ende des Rohres austritt, entsteht bei Teilkondensation der so genannte hängende Film. Für den Fall der Totalkondensation wird von Girard u. Chang (1992) keine Beobachtung beschrieben. Wahrscheinlich wächst die Flüssigkeitssäule so lange, bis sie das Rohrende erreicht hat und die Flüssigkeit aus dem Rohr nach oben austreten kann.

Diese Betrachtungen zeigen, dass Korrelationen, die für die Voraussage des Flutpunkts bei adiabater Strömung aufgestellt wurden, nicht automatisch auch für Kondensationsvorgänge gelten. Im Folgenden werden weitere Einflussparameter dargestellt, die zur differenzierten Betrachtung des Flutens notwendig sind.

2.3.1.3. Einflussparameter auf das Fluten

Die beschriebenen Vorgänge können bisher noch nicht theoretisch vorhergesagt werden. Es existiert in der Literatur trotz der groben Identifizierung der Phänomene und Formulierung von empirischen Gleichungen eine starke Streuung der Ergebnisse. Eine allgemeingültige Beschreibung des Flutbeginns wurde noch nicht gefunden. Meist kann nur für einen festgelegten Versuchsaufbau und dem verwendeten Parameterbereich eine angepasste Gleichung gefunden werden. Bei anderem Versuchsaufbau oder anderen Fluiden sind diese Gleichungen meist nicht anwendbar. Die Ursache ist die Vielfältigkeit der das Fluten beeinflussenden Faktoren.

- Die Kanalgeometrie insbesondere Durchmesser und Kanallänge haben Auswirkungen auf die Filmströmung an der Wand und die Gasströmung im Kern.
- Die Geometrie des unteren Rohr/Kanalendes beeinflusst das einströmende Gas- bzw. die ausströmende Flüssigkeit.
- Der Neigungswinkel des Kanals beeinflusst die Filmverteilung.
- Bei Rückflusskondensation ist das Verhältnis zwischen Dampf- und Flüssigkeitsmassenstrom mit adiabatem Zweiphasen-Gegenstrom nicht vergleichbar.
- Laminarer oder turbulenter Strömungszustand des Flüssigkeitsfilms bzw. des Gases beeinflusst das Fluten.
- Stoffwerte des Fluids und deren Änderung entlang des Kanals haben Auswirkungen auf das Fluten.
- Die Definition des Flutpunkts in experimentellen Arbeiten erfolgt subjektiv und kann je nach Beobachtungsmöglichkeit der Versuchsanlage variieren.
- Bei adiabaten Versuchen spielt die Einlaufänge für die Flüssigkeit und Art der Flüssigkeitsaufgabe eine Rolle.
- Bei Kondensationsexperimenten spielt der Impulstransport durch den Phasenübergang und damit die Kondensationsrate eine Rolle.

In den folgenden Abschnitten wird auf die Einflussfaktoren Kanalgeometrie und Stoffwerte näher eingegangen.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Einfluss der Kanalgeometrie Der weitaus größte Teil der experimentellen und analytischen Untersuchungen wurde an Rohren unternommen. Der Einfluss des Rohrdurchmessers auf das Fluten wurde zunächst kontrovers diskutiert. Manche Autoren fanden eine Abhängigkeit während ihrer Experimente, andere nicht. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in den meisten Experimenten der wahre Strömungsquerschnitt der Phasen nicht gemessen werden konnte. Je nach Filmdicke und Wellenbildung der Flüssigkeit ist der wahre Strömungsquerschnitt für das Gas und damit seine wahre Geschwindigkeit höher oder niedriger. Entsprechend unterschiedliche Ergebnisse wurden ermittelt. Einige Autoren geben Grenzdurchmesser an, ab denen der Einfluss des Durchmessers nicht mehr vorhanden ist.

Palen u. Yang (2001) fassen zusammen, dass der Durchmesser nur in engen Rohren einen signifikanten Einfluss habe. Hier können die Wellenberge des abfließenden Flüssigkeitsfilms bereits signifikante Teile des Querschnitts verengen und damit den Flutvorgang maßgeblich beeinflussen. Ein Parameter, der zur Abschätzung der Grenze, ab der der Durchmesser seinen Einfluss verliert, benutzt werden kann, ist der dimensionslose Durchmesser d^* , der in Arbeiten von Tien u. a. (1980b) und Bharathan (1983) Verwendung findet

$$d^* = d_i \left(\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \right)^{1/2} . \quad (2.17)$$

Palen u. Yang (2001) gaben an, dass ab einem Wert von 40 mit der vom Durchmesser unabhängigen Kutateladze Gleichung gerechnet werden kann.

In großen Rohren von mehreren Zentimetern Durchmesser ist das Fluten durch Abscheren von Tropfen aus dem Flüssigkeitsfilm bestimmt und weniger durch Querschnittsverengung auf Grund von Flüssigkeitsbrücken. Zabaras u. Dukler (1988) ermittelten die Filmdicke und Wellenstruktur während des adiabaten Flutens in einem Rohr mit einem Durchmesser von 50,8 mm. Sie konnten auf Grundlage ihrer Messungen die Bildung von Flüssigkeitsbrücken als Ursache für das Fluten ausschließen. Entrainment Messungen wurden allerdings nicht vorgenommen. Stattdessen war das Ergebnis der Autoren, dass das Fluten maßgeblich am Flüssigkeitseintritt am oberen Ende des Rohres initiiert wurde und damit unabhängig von den Vorgängen im Film unterhalb des Flüssigkeitseintritts war.

Rechteckkanäle wurden ebenfalls in einigen Studien untersucht. Letztendlich ergeben sich allerdings keine allgemeingültigen Ergebnisse. Beim Vergleich der Ergebnisse verschiedener Autoren ergibt sich die Schwierigkeit, dass sich nicht nur die Querschnittsgeometrie sondern auch die Art der Flüssigkeitsaufgabe (bei adiabaten Experimente), die Eintrittsgeometrie für den Gasstrom und andere Anlagenparameter ändern und auf den Flutpunkt Einfluss haben können. Die nachfolgend diskutierte Studie zeichnet sich dadurch aus, dass einige Besonderheiten von Rechteckkanälen herausgearbeitet und eine für Rechteckkanäle angepasste Modellierung gefunden wurde. Allerdings weisen die Autoren darauf hin, dass sie Experimente, die in verschiedenen Messstrecken durchgeführt wurden, nicht zusammen in einem Diagramm darstellen können, um den Einfluss des Messstreckenaufbaus aus der Darstellung herauszuhalten.

Zapke u. Kröger (2000a) führten Versuche an rechteckigen Kanälen bei unterschiedlichen Neigungswinkeln aus. Die Kanalhöhe wurde variiert. Die Autoren zeigen, dass der Einfluss der Geometrie und der Stoffwerte während ihrer adiabaten Experimente mittels der Froude-Zahl korreliert werden kann, die nicht mit dem hydraulischen Durchmesser sondern mit der Kanalhöhe gebildet wurde. Der Verlauf des Widerstandsbeiwertes der Gasströmung in Abhängigkeit

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

von der Froude-Zahl konnte für verschiedene Geometrien einheitlich dargestellt werden. Das vorherrschende Flutphänomen in diesen Experimenten war ein Flüssigkeitswirbel, der sich am Gaseintritt bei erhöhten Gasgeschwindigkeiten bildete. Dieser Wirbel wuchs mit steigender Gasgeschwindigkeit an und erreichte am Flutpunkt gerade die Kanalhöhe. Die starke Ausbildung des Wirbels wurde besonders in Experimenten mit schräggestelltem Messkanal beobachtet. In vertikaler Anordnung konnte sich kein regelmäßiger Wirbel ausbilden und die Strömungsform wurde eher als Schaumströmung beschrieben. Obwohl die Autoren in ihren Experimenten den Einfluss der Kanalgeometrie durch die Verwendung der Gas-Froudezahl abbilden konnten, ist die Korrelation nicht auf die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit anwendbar, wie in Kapitel 4.5.3 noch dargestellt wird. Wahrscheinlich ist der Grund die engere Kanalform, in der sich die Flüssigkeitsbrücken nicht als voluminöser Wirbel ausbilden, sondern in Form von Wellenbergen, die die Größenordnung des Kanalquerschnitts erreichen. Zusätzlich mögen auch die Unterschiede zwischen adiabaten und diabaten Experimenten eine Rolle spielen, die in 2.3.1.2 bereits beschrieben wurden.

Palen u. Yang (2001) beschreiben eine Arbeit von English (1963), in der der Dampfeintritt als schräg abgesägtes Rohrende ausgeführt wurde. Diese geometrische Besonderheit hat zur Folge, dass sich die Dampfgeschwindigkeit am Flutpunkt vergrößert. Palen et al. beziehen dies auf die Abwesenheit des Bernoulli Effekts, der bereits im Abschnitt 2.3.1.2 beschrieben wurde. Der Ort, an dem das Gas beschleunigt wird und in das Rohr eintritt, unterscheidet sich vom Ort großer Flüssigkeitsansammlungen. Die Flüssigkeit kann durch das Gas auf den langgezogenen Teil des Rohres verdrängt werden. Die Flüssigkeitsverteilung am Rohrumfang wird asymmetrisch und das Aufstauen beginnt erst bei größeren Dampfgeschwindigkeiten. Es ist denkbar, dass das Schrägstellen des Kondensationsrohres, wie es in dieser Arbeit vorgenommen wurde, einen ähnlichen Effekt auslöst. Durch das Schrägstellen sammelt sich das Kondensat an der unteren Seite des Kanals, und das Gas strömt im oberen Teil ein. Die Flüssigkeitsverteilung ist also ebenfalls asymmetrisch.

Einfluss der Stoffwerte In einer früheren Studie Zapke u. Kröger (1996) hatten Zapke und Kröger bereits festgestellt, dass die Gas-Viskosität keinen Einfluss auf den Flutpunkt hat. Dies wurde als Analogie zur einphasigen Kanalströmung verstanden, bei der der Widerstandsbeiwert bei turbulenter Strömung konstant wird und damit nur noch die kinetische Energie ρw^2 von Bedeutung ist.

Fehlt der Einfluss der Gas-Viskosität, so ist die Gas-Reynoldszahl kein guter Korrelationsparameter. Stattdessen eignet sich die Gas-Froudezahl

$$Fr_{HG} = \frac{\rho_G w_G^2}{gH(\rho_L - \rho_G)} \quad . \quad (2.18)$$

In diesem Fall wurde die Froudezahl wie oben beschrieben mit der Kanalhöhe H gebildet.

Die Dichte des Gases und der Flüssigkeit spielen ebenfalls eine wichtige Rolle. Ein Gas hat bei hohem Betriebsdruck auf Grund seiner höheren Dichte eine höhere Impulsstromdichte. Damit können große Scherkräfte an der Phasengrenzfläche bereits bei kleinen Gasleerrohrgeschwindigkeiten erreicht werden (Stephan (1990)).

Zapke u. Kröger (1996) untersuchten ebenfalls den Einfluss der Stoffwerte der Flüssigkeit auf das Fluten. Genauso wie Stephan (1990) und Tien u. a. (1980b) erkannten sie, dass eine erhöhte Oberflächenspannung zu einer Zunahme der Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt führte

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

und eine erhöhte Viskosität der Flüssigkeit zu einer Abnahme. Aus der Theorie der Wellenanzufachung bei Rieselfilmen ist ebenfalls bekannt, dass die Oberflächenspannung den Flüssigkeitsfilm stabilisiert und Oberflächenwellen dämpft, dagegen führt eine höhere Viskosität zu dickeren Rieselfilmen und einer Destabilisierung. Zur Beschreibung dieses Zusammenhangs wird häufig die Kapitza-Zahl

$$K_A = \frac{\rho\sigma^3}{g\eta^4} \quad (2.19)$$

herangezogen. Ist die Kapitza-Zahl groß, z.B. durch eine erhöhte Oberflächenspannung, treten Oberflächenwellen im Rieselfilm erst bei größeren Film-Reynoldszahlen auf.

Zapke und Kröger führten zur Berücksichtigung dieser Zusammenhänge eine weitere Kenngröße ein, die Ohnesorgzahl (Zapke u. Kröger (2000b)).

$$Oh_L = \sqrt{\frac{\eta_L^2}{\rho_L D_e \sigma}} \quad (2.20)$$

Der Kehrwert der Ohnesorg-Zahl beschreibt ähnlich wie die Kapitza-Zahl den Einfluss der Stoffwerte des Flüssigkeitsfilms auf Instabilitäten an der Filmoberfläche und damit den Einfluss auf das Fluten.

Eine erhöhte Viskosität der Flüssigkeit verschiebt den Flutpunkt also zu höheren Gasgeschwindigkeiten und eine erhöhte Oberflächenspannung hat den gegenteiligen Effekt.

2.3.2. Theoretische Betrachtungen

Durch die gegenläufige Strömung von Dampf und Kondensat entstehen Schubspannungen an der Phasengrenzfläche, die der Bewegung der Phasen entgegen wirken. Ab einer gewissen Stärke führen die Schubspannungen am Kondensatfilm dazu, dass sich das Kondensat nicht mehr nach unten bewegen kann, sondern mitgerissen wird und am oberen Ende des Strömungskanals austritt. Wie in den nächsten Abschnitten noch erläutert wird, werden die Effekte, die bei dieser Strömungsumkehr auftreten, durch Wellen am Kondensatfilm, durch eine instationäre, pulsierende Form der Strömung und durch ein auf kleine Änderungen sehr sensibel reagierendes Gleichgewicht zwischen der Gewichtskraft des Kondensats und den Schubkräften der Dampfströmung beeinflusst. Der theoretischen Betrachtung sind hier enge Grenzen gesetzt, die sich in den Annahmen zur Herleitung der beschreibenden Gleichungen widerspiegeln. Außerdem sind die vorhandenen Betrachtungen meist auf die Geometrie des senkrechten Rohres beschränkt. In geneigten Rohren ergeben sich auf Grund der Asymmetrie der Flüssigkeitsströmung neue Effekte, die die Beschreibung komplizierter machen, deswegen beschränken sich die meisten Modellansätze auf den senkrechten Fall.

Einige Autoren (Feind (1960); Brauer (1971); Huhn (1984)) gehen zunächst von einem ebenen, laminaren Kondensatfilm aus, der an einer senkrechten, ebenen Wand nach unten fließt. Der Dampfraum ist frei von Kondensattröpfchen und die Stoffwerte werden im Querschnitt für Kondensat und Dampf jeweils als konstant angenommen. Die Dampfströmung ist ebenfalls laminar. Um die Betrachtung von Rohren nicht auszuschließen, wird zusätzlich angenommen, dass die Filmdicke wesentlich kleiner als der Rohrradius ist.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

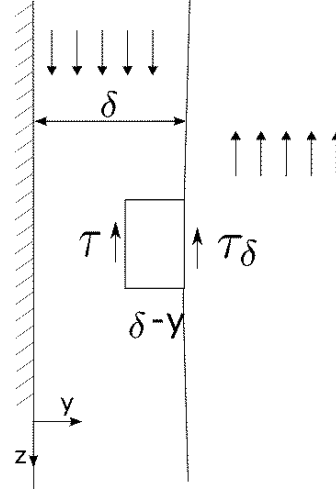


Abbildung 2.3.: Bilanzgebiet am glatten Flüssigkeitsfilm

Unter diesen Annahmen kann zunächst am Kondensatfilm und später im Dampfraum eine Kräftebilanz aufgestellt werden. Die Verknüpfung der beiden Bilanzen geschieht durch die Definition der Phasengrenzflächenschubspannung τ_δ . Durch die Bilanzierung des Kondensatfilms kann ein theoretischer Grenzwert für die Grenzflächenschubspannung angegeben werden, bei dem der Kondensatfilm nicht mehr nach unten strömen kann.

Diese grundlegende Betrachtung ist in den meisten Lehrbüchern zu finden. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie weit diese Betrachtungsweise von der Realität entfernt ist und es werden weitere Schlüsse für eine umfassendere Modellierung gezogen.

2.3.2.1. Flutgrenze beim glatten Flüssigkeitsfilm

Legt man als Bilanzierungsgebiet ein Flüssigkeitselement mit der Filmbreite b fest, dessen Rand die Filmoberfläche ist (siehe Skizze 2.3), so wirkt an dieser Seite eine Schubkraft aufgrund der Grenzflächenschubspannung τ_δ auf das Fluidelement. Es stehen unter den oben genannten Annahmen die Gewichtskraft und die angreifenden Schubkräfte im Gleichgewicht:

$$\rho_L g \cdot dV = \tau dA + \tau_\delta dA \quad . \quad (2.21)$$

dV ist hierbei durch die Wahl des Bilanzgebiets gegeben als $(\delta - y) \cdot dz \cdot b$ und $dA = b \cdot dz$. Eingesetzt in obige Gleichung und aufgelöst nach τ erhält man

$$\tau = (\delta - y) \cdot \rho_L \cdot g - \tau_\delta \quad . \quad (2.22)$$

Die Schubspannung τ im Kondensatfilm kann mittels des Newtonschen Schubspannungsansatzes mit dem Geschwindigkeitsprofil verknüpft werden $\tau = \eta_L \frac{dw}{dy}$. Dadurch ergibt sich eine Differentialgleichung für die Geschwindigkeit im Kondensatfilm, die unter Verwendung der Wandhaftbedingung ($w(y=0) = 0$) als Randbedingung gelöst werden kann.

$$w = \frac{\rho_L \cdot g}{\eta_L} \left(\delta \cdot y - \frac{y^2}{2} \right) - \frac{\tau_\delta}{\eta_L} y \quad (2.23)$$

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Um etwas über den Flutpunkt auszusagen, interessiert der Wert der Schubspannung τ_δ , bei dem der gesamte Kondensatmassenstrom nicht mehr nach unten abfließen kann. Betrachtet man ein Fluidelement im Kondensatfilm mit der durchströmten Fläche $dA = dy \cdot b$, so kann man für den infinitesimalen Massenstrom schreiben

$$d\dot{M} = w(y) \cdot \rho_L b \cdot dy \quad . \quad (2.24)$$

Den gesamten Kondensatmassenstrom erhält man durch Integration:

$$\int_0^M d\dot{M} = \int_0^\delta w(y) dy \cdot \rho_L b \quad (2.25)$$

$$\dot{M} = \frac{b\rho_L^2 \cdot g}{\eta_L} \left(\frac{\delta^3}{3}\right) - \frac{b\rho_L \tau_\delta}{2\eta_L} \delta^2 \quad (2.26)$$

Wenn insgesamt kein Kondensat mehr nach unten strömt ($\dot{M} = 0$), ergibt sich für die Grenzflächenschubspannung

$$\tau_\delta = \frac{2}{3} \rho_L g \cdot \delta \quad . \quad (2.27)$$

Dieser Zustand der totalen Strömungsumkehr ist nicht gleichzusetzen mit dem Beginn des Flutens, wie er in den Experimenten dieser Arbeit und der von Fiedler (2003) betrachtet wird. Beim Flutbeginn wird zunächst nur ein Teil der Flüssigkeit vom Gas mitgerissen. Zur besseren Unterscheidung wird die totale Strömungsumkehr im weiteren Verlauf Umkehr-Flutpunkt und der gemessene Beginn des Flutens weiterhin Flutpunkt genannt.

Der Term $\rho_L g \cdot \delta$ hat noch eine besondere Bedeutung. Stellt man eine Kräftebilanz an einem frei abfließenden Flüssigkeitsfilm (Fallfilm) in einer ruhenden Gasphase auf, so ist die Filmoberfläche schubspannungsfrei. Nutzt man als Bilanzgebiet ein Element der Höhe dz , der Breite b und der Dicke δ so ist die Gewichtskraft dieses Elements im Gleichgewicht mit der Schubspannung an der Wand:

$$\begin{aligned} \tau_w dz \cdot b &= \rho_L g \cdot \delta dz \cdot b \\ \tau_w &= \rho_L g \cdot \delta \quad . \end{aligned} \quad (2.28)$$

Gleichung 2.27 kann man also auch mittels der Wandschubspannung beim Fallfilm interpretieren. Am Umkehr-Flutpunkt müsste die Grenzflächenschubspannung $2/3$ der Wandschubspannung eines Fallfilms der gleichen Filmdicke betragen. Es bietet sich an, die Grenzflächenschubspannung entsprechend dimensionslos zu formulieren

$$\tau_\delta^* = \frac{\tau_\delta}{\rho_L g \cdot \delta} \quad . \quad (2.29)$$

Bei $\tau_\delta^* = \frac{2}{3}$ fließt kein Kondensat mehr abwärts, aber bereits bei $\tau_\delta^* = \frac{1}{2}$ sind die Schubspannungen, die die Gasphase auf den glatten laminaren Film ausübt so groß, dass die Geschwindigkeit des Films an der Phasengrenzfläche zu Null wird. Dies folgt aus Gleichung 2.23 wenn $y = \delta$ und $w = 0$ eingesetzt wird. Der Grenzfall $\tau_\delta^* = 0$ schließlich beschreibt den Zustand eines von der Gasphase völlig unbeeinflussten Fallfilms.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Durch das Aufstellen einer Kräftebilanz im Gasraum kann ebenfalls eine Berechnungsfunktion für die Grenzflächenschubspannung hergeleitet werden. Hierbei zeigt Brauer (1971), dass τ_δ^* von fünf dimensionslosen Größen abhängt:

$$\tau_\delta^* = f \left(Re_G, Re_L, \frac{\eta}{\eta_G}, \frac{\rho}{\rho_G}, \frac{R}{\delta_0} \right) \quad . \quad (2.30)$$

$\frac{R}{\delta_0}$ ist hierbei das Verhältnis von Rohrradius zu Filmdicke bei $\tau_\delta = 0$. Dieses Verhältnis ist ein Maß für die Querschnittsfläche im Rohr, die für die Gasströmung zur Verfügung steht.

Die konkrete Bilanzgleichung, aufgelöst nach der Reynoldszahl des Gases, wird von Brauer (1971) folgendermaßen angegeben:

$$Re_G = 2Re_L \cdot \left(\frac{\nu}{\nu_G} \right)^2 \frac{\left(\frac{R}{\delta_0} A_k - 1 \right)^3}{\frac{1}{3} - \frac{1}{2} \tau_\delta^*} \left\{ \frac{\frac{\tau_\delta^*}{4}}{\frac{R}{\delta_0} A_k - 1} \cdot \frac{\rho}{\rho_G} - \frac{\nu_G}{\nu} \frac{\frac{1}{2} - \tau_\delta^*}{\frac{R}{\delta_0} A_k - 1} \right\} \quad . \quad (2.31)$$

A_k ist eine Abkürzung für $\left(1 - \frac{3}{2} \tau_\delta^* \right)^{1/3}$ und damit ein Maß für den Abstand von der kritischen Schubspannung.

Brauer zeigt weiterhin, dass die Grenze $\tau_\delta^* = \frac{2}{3}$, bei der der gesamte Massenstrom des glatten Films nach oben strömt, ein theoretischer Maximalwert ist. In der Realität findet in der Nähe des Flutpunkts eine so starke Wechselwirkung zwischen Gas und Flüssigphase statt, dass die Annahme eines wellenfreien Films niemals zutrifft. Die Messwerte von Feind (1960) legen nahe, dass bereits bei $\tau_\delta^* = 0,01$ Fluten auftreten kann. Im Falle $\tau_\delta^* = 0$, also eines frei abfließenden Flüssigkeitsfilms an einer ebenen Wand, treten abhängig von der Lauflänge, der Stoffdaten und der Filmdicke bereits Wellen auf, die durch Überlagerungsvorgänge entlang der Lauflänge stark anwachsen und die Hydrodynamik des Films bestimmen. Eine zusätzliche Gasströmung entgegen der Fließrichtung des Films führt zu Wellenanfachung. Feind gibt eine empirische Gleichung für die Gas-Reynoldszahl am Flutpunkt an, die die grundsätzlichen dimensionslosen Gruppen der obigen Ableitung (Gleichung 2.30) enthält

$$Re_G = \frac{1,4 \cdot 10^4}{C_k} Re_L^m \left(\frac{\rho_G}{\rho} \right)^{2/5} \left(\frac{\eta}{\eta_G} \right)^{3/4} \left(0,093 \left(\frac{R}{\delta_0} \right)^{5/4} - 1 \right) \quad . \quad (2.32)$$

Der Exponent m nimmt für den laminaren Film den Wert $1/3$ und für den turbulenten Film ($Re_L > 400$) den Wert $1/2$ an. C_k ist eine empirische Konstante mit dem Wert $58,2$ für $Re_L \leq 400$ und $157,7$ für $Re_L > 400$. Die Messungen enthalten den Einfluss der Wellen auf den Flutpunkt. Besonders die Lauflänge des Films (Die Länge des Versuchsrohres betrug 3m) wirkt sich auf die Wellenhöhe aus. Brauer gibt allerdings an, dass eine Abhängigkeit des Flutpunkts von der Lauflänge des Films und von der Oberflächenspannung existiert, diese aber bei der Ableitung von Feind vernachlässigt wurde.

Mittels der empirischen Gleichung von Feind 2.32 und der theoretischen Ableitung von Brauer 2.31, kann auf die dimensionslose Grenzflächenschubspannung zurück gerechnet werden, um einen Eindruck zu bekommen, wo realistische Werte für diese Schubspannung liegen. Allerdings darf man bei dieser Rechnung nicht verkennen, dass diese aus der empirischen Gleichung abgeleitete Schubspannung ihren eigentlichen physikalischen Sinn verloren hat, da sie nun auch den Einfluss der Wellen also auch Formwiderstände enthält.

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Die Zusammenhänge seien an einem Beispiel verdeutlicht:

Es ströme Luft im Gegenstrom entlang eines Wasserfilms innerhalb eines senkrechten Rohres mit dem Durchmesser 25mm. Die Film-Reynoldszahl sei 3. Daraus ergibt sich am Flutpunkt nach 2.32 eine Reynoldszahl der Luft von $Re_G = 39000$ und nach 2.31 und ein Wert von $\tau_\delta^* = 0,186$. Wählt man eine höhere Flüssigkeitsbelastung mit $Re = 26$, so sinkt die erreichbare Reynoldszahl des Gases am Flutpunkt auf $Re_G = 32000$ ab und die Schubspannung an der Phasengrenze nach 2.31 sinkt bereits auf $\tau_\delta^* = 0,082$. Die dimensionslose Schubspannung am Flutpunkt liegt also näher am Grenzwert $\tau_\delta^* = 0$ (ruhender Dampf) als am Wert $2/3$ wie es für den glatten Film bei völliger Strömungsumkehr herleitbar war.

Dies zeigt, dass eine theoretische Betrachtung nicht ohne die Beschreibung der Wellen auskommt. Erst wenn sowohl Formwiderstand der Wellenberge und die Wirkung der Grenzflächenspannung zusammen betrachtet werden, können die Verhältnisse im Gegenstrom richtig erfasst werden.

2.3.2.2. Wirkung der Wellen im Kondensatfilm

Wellen zeigen sich in einem an einer Wand herabrieselnden Flüssigkeitsfilm bereits ohne jede Gegenströmung von Gas. Sie entstehen durch eine hydrodynamische Instabilität des Riesel-films. Es gibt Modellansätze für das Fluten, die von der mathematischen Beschreibung dieser Instabilität ausgehen, weil die Dampfströmung an den Wellen angreifen und diese verstärken kann.

Die Beschreibung der Wellen in einem herabrieselnden Flüssigkeitsfilm wurde im Rahmen von Forschungsarbeiten zur Fallfilmverdampfung bereits eingehend untersucht. Feind (1960) stellte beispielsweise zunächst Messungen an einem Fallfilm ohne Gas-Gegenströmung an. Bereits bei sehr kleinen Film-Reynoldszahlen können im Film nach einer gewissen Lauflänge sinusförmige Kapillarwellen beobachtet werden. Die Werte dieser Reynoldszahl wurden von verschiedenen Autoren in ähnlicher Weise als Funktion der Fluidstoffwerte wiedergegeben. Brauer ermittelte z.B.

$$Re_w = 0,306 \cdot K_F^{1/10} \quad . \quad (2.33)$$

Hierbei ist $K_F = \frac{\rho \sigma^3}{g \eta^4}$ die Flüssigkeitskennzahl und entspricht der bekannteren Kapitza-Zahl. Bei größeren Reynoldszahlen wachsen die Wellen entlang der Lauflänge immer stärker zusammen, bis sie sich in girlandenförmigen Formationen und mit großer Amplitude und Geschwindigkeit nach unten bewegen, vor sich kleine Vorläuferwellen hinter sich glatte dünne Filmbe-reiche. Die Charakterisierung und experimentelle Erfassung dieser Wellenstruktur erfordert aufwendige Messtechnik, da es sich um stochastische, dreidimensionale Vorgänge handelt. Die ermittelten Größen sind meist für die Anwendung in der Praxis nicht nutzbar.

Die für die Praxis übliche Herangehensweise ist die Beschreibung der durch die Wellen "aufge-rauten" Filmoberfläche durch einen speziellen Widerstandsbeiwert ξ_{Gw} . Wallis hat für diesen eine empirische Gleichung angegeben, in der er die Rauigkeit als Korrektur des Widerstands-beiwertes des glatten, trockenen Rohres ξ_{G0} formuliert hat (Hewitt (2013), Wallis (1969))

$$\xi_{Gw} = \xi_{G0} \left(1 + 360 \cdot \frac{\delta}{d} \right) \quad (2.34)$$

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

Die mittlere Filmdicke δ in 2.34 kann mit hinreichender Genauigkeit auch für den welligen Rieselfilm mit der Gleichung für den glatten Film wiedergegeben werden (Al-Sibai (2004); Brauer (1971)).

$$\delta = \left(\frac{3\nu^2}{g} \right)^{1/3} Re_L^{1/3} \quad . \quad (2.35)$$

Feind hat diese Gleichung noch in folgender Form verfeinert:

$$\delta = 0,369 \left(\frac{3\nu^2}{g} \right)^{1/3} Re_L^{1/2} \quad . \quad (2.36)$$

Die Wellenberghöhe, also die maximale Filmdicke, beträgt allerdings ein Vielfaches der mittleren Filmdicke, weil der Film nur wenige große Wellen aufweist. Messungen verschiedener Autoren sind hier allerdings widersprüchlich, so dass keine genauen quantitativen Aussagen gemacht werden können. Brauer (1971) maß eine Steigerung der maximalen Filmdicke bis auf das fünffache der mittleren Filmdicke bei $Re = 400$. Al-Sibai (2004) konnte dies an eigenen Messungen und durch Literaturwerte nicht bestätigen. Vielfache zwischen 1,5 bis 2,5 wurden aber auch von Al-Sibai gemessen. Aus einer Studie von Zabaras u. Dukler (1988) kann ebenfalls ein Verhältnis von 5 am Flutpunkt ermittelt werden. Für den Fallfilm ohne Gas-Gegenströmung liegen die Verhältnisse in der Studie bereits bei 3 für Film-Reynoldszahlen zwischen 800 und 3100.

Der höhere Wellenberg bewegt sich schneller abwärts als der Film zwischen den Wellenbergen (Basisfilm). Al-Sibai fand übereinstimmende Aussagen in der Literatur bezüglich der Geschwindigkeit des Wellenberges. Man kann die gemessene Geschwindigkeit des Wellenberges und des Basisfilms bewerten, in dem man die Geschwindigkeit eines Films berechnet dessen Dicke der Wellenberghöhe bzw. des Basisfilms entspricht. Die Geschwindigkeit des Films wird dabei mit der Nusseltschen Wasserhauttheorie berechnet. Die Geschwindigkeit der Wellenberge ist verglichen mit der vorausberechneten Filmgeschwindigkeit geringer und die des Basisfilms höher. Aus dieser Beobachtung schloss Al-Sibai, dass eine deutliche Durchmischung des Flüssigkeitsfilms stattfindet.

Diese Betrachtungen galten für den Rieselfilm. Die Verhältnisse bei Gegenströmung von Gas an der Filmoberfläche werden nun noch verwickelter. Die Wellen im herabrieselnden Film werden zusätzlich angefacht. Zabaras u. Dukler (1988) zeigen, dass die mittlere Wellenamplitude kurz vor dem Flutpunkt stark zunimmt ebenso wie die mittlere Filmdicke und die maximale Filmdicke. Der Impulstransport in Form von Schubspannung und Formwiderstand beeinflusst die Wellenbildung. Die höhere Geschwindigkeit der Wellenberge führt zu hohen Relativgeschwindigkeiten zwischen Gas und Flüssigkeit, die den Formwiderstand erhöhen. Die starke Durchmischung im Film führt zu einem zusätzlichen Impulstransport. Zabaras und Dukler zeigen in ihren Experimenten zum adiabaten Fluten an einem Rohr mit 50,8mm Durchmesser, dass trotz der Wellenanfachtung selbst am Flutpunkt die Wellengeschwindigkeit nicht umgekehrt wird. Am Ende des Artikels beschreiben sie den Grund für diese Beobachtung damit, dass das Fluten maßgeblich am Flüssigkeitseintritt eingeleitet wurde. Das Anfachen der Wellen bewirkte lokal begrenzt an diesem Punkt, dass Flüssigkeit nach oben gerissen wurde. Es gelangte also nur die Menge Flüssigkeit in den unteren Teil des Rohres, die aus dem Flutbereich am Flüssigkeitseintritt nach unten abströmen konnte. Diese Flüssigkeitsmenge

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

verhielt sich dann aber wieder wie ein Fallfilm und hatte eine entsprechende Wellencharakteristik. Hier zeigt sich, dass insbesondere der Aufbau der Messstrecke und deren Geometrie den beobachtbaren Flutmechanismus beeinflussen. Experimentelle Arbeiten, können meist nicht frei von diesen Geometrieeffekten durchgeführt werden. Deswegen ist die Übereinstimmung mit theoretischen Betrachtungen zur Wellencharakteristik noch unbefriedigend. Im Folgenden sollen diese Ansätze trotzdem kurz erläutert werden.

Theoretische Analysen (Tien u. a. (1980a)) der Wellencharakteristik werden oftmals auf der Basis von Stabilitätsbetrachtungen der Zweiphasenströmung durchgeführt. Wie oben bereits gezeigt, ist eine Betrachtung des Flüssigkeitsfilms ohne die Modellierung der Wellen sehr ungenau und lässt nur wenig Aussagen über die Flutgrenze zu. Tien u. a. (1980a) gehen von kleinen periodischen Schwankungen an der Filmoberfläche aus und ermitteln mittels einer besonderen Form der Bernoulli Gleichung und unter Anwendung der "kinematic wave theory" Gleichungen für verschiedene Bereiche der Wellenlänge der Schwankungen. Ihre Analyse zeigt, dass sich mittels der Modellierung der periodischen Schwankungen und unter Einbeziehung der am Flutpunkt vorhandenen Begrenzung der Fluidgeschwindigkeiten Gleichungen herleiten lassen, die eine ähnliche Form wie die Gleichungen von Wallis (1961) und Kutateladze (1972) aufweisen. Die Stabilitätstheorie begründet damit die Sinnhaftigkeit dieser Gleichungen. Gleichzeitig werden aber auch die Grenzen dieser theoretischen Analyse sichtbar. Ein genauer Rückschluss auf Phänomene wie Entrainment oder die Ausbildung von Flüssigkeitsbrücken, die Hauptphänomene am Flutpunkt, ist nicht möglich. Die Kongruenz zu Experimenten wird halbempirisch erzwungen. Es wird gezeigt, dass die Kutateladze Form der Gleichung für den Flutpunkt unter bestimmten Bedingungen in die Gleichung von Wallis übergeht. Hier ist aber eine eher empirisch bzw. intuitive Annahme bezüglich der Beschreibung von Störungen am Rohreintritt nötig. Dadurch dass diese Störungen vom dimensionslosen Durchmesser des Rohres abhängig gemacht werden, entsteht eine Form der Kutateladze Gleichung, die für kleine Rohrdurchmesser in die Wallis Form übergeht und für große Durchmesser in die ursprüngliche Kutateladze Form. Hier spiegeln sich sicherlich experimentelle Erfahrungen wieder. Bei Rohren mit großem Durchmesser wurde auch in nachfolgenden Studien festgestellt, dass die Kutateladze Form die Messdaten zuverlässiger wiedergibt. Dies wird damit begründet, dass in der Kutateladze Zahl die Oberflächenspannung enthalten ist, die sich für die Beschreibung des Transports von Flüssigkeitstropfen in der Gasströmung (Entrainment) eignet. Entrainment wiederum ist bei großen Durchmessern des Rohres der vorherrschende Flutmechanismus, da sich keine Flüssigkeitsbrücken ausbilden können. Umgekehrt ist der vorherrschende Flutmechanismus in engen Rohren mit der Ausbildung von Flüssigkeitsbrücken verbunden. Dies muss dann eine starke Durchmesserabhängigkeit und eine Unabhängigkeit von der Oberflächenspannung bedeuten. Die Wallis Parameter kommen ohne Oberflächenspannung aus und der Durchmesser oder die Kanalhöhe (Schönfeld u. Kröger (1998)) wird in engen Kanälen zu einem wichtigen Parameter.

Tien u. a. (1980a) beschreiben also das Einsetzen des Flutens durch eine Stabilitätsanalyse der Wellen und können damit Verbindungen zu empirisch ermittelten Gleichungen herstellen. Letztendlich gelingt ihnen aber keine universelle Beschreibung des Flutens. Bankoff u. Lee (1986) beschreiben in ihrer umfassenden Literaturzusammenfassung die Stabilitätsanalyse als eher ungeeignetes Verfahren zum Beschreiben des Flutens, da die notwendigen starken Vereinfachungen am Flutpunkt meist nicht zutreffen.

Ein anderes Verfahren, dass sich mit Wellencharakteristiken beschäftigt ist das "hanging film" oder auch "stationary wave" Modell. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Abwärtsbewegung der Wellen am Flutpunkt gestoppt wird und sich ein Zustand einstellt, bei dem eine

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

stehende Welle im Flüssigkeitsfilm erzeugt wird. In diesem Zustand muss die Flüssigkeit bereits vollständig aus dem Rohr nach oben heraus transportiert werden. Es handelt sich also um einen Zustand, der weit nach dem Flutbeginn auftritt. In der obigen Betrachtung des glatten Films wurde dies Umkehr-Flutpunkt genannt. Am Flutbeginn wird nur ein Teil der Flüssigkeit nach oben mitgerissen. In dieser Arbeit geht es um die Charakterisierung des Flutbeginns und daher werden diese Modelle nicht in Betracht gezogen.

Die Modellierung der Wellencharakteristik ist für die Vorhersage des Flutpunkts notwendig. Bisher reichen die Modellansätze aber nicht aus, um eine zuverlässige Vorausberechnung zu ermöglichen.

2.3.2.3. Einfluss der Rohrneigung auf die Flutgrenze

Bisher wurde nur die senkrechte Anordnung betrachtet, bei der sich die Flüssigkeitsrichtung und die Gasrichtung nur durch das Vorzeichen unterscheiden. In geneigten Kanälen wirkt die Schwerkraft nicht entlang der Kanalachse auf den Kondensatfilm. In Achsrichtung wirkt der Anteil $\sin\theta$ der Schwerkraft. Bei kleinen Winkeln θ führt die Schwerkraft hauptsächlich dazu, dass sich die Flüssigkeit am tiefsten Punkt des Rohres sammelt. Entlang der Kanalachse wirkt die um $\sin\theta$ verringerte Kraft und entsprechend langsam fließt der Kondensatbach ab. Das Gas strömt entlang der Rohrachse und tritt vor allem mit dem Kondensatbach in Wechselwirkung, da dieser ebenfalls in axialer Richtung strömt. Auf Grund der geringeren Fließgeschwindigkeit ergibt sich eine geringere Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen im Vergleich zum senkrechten Kanal bei vergleichbaren Gas und Flüssigkeitsvolumenströmen, die zu geringeren Schubspannungen an der Kondensatbachoberfläche führt. Aus der obigen Betrachtung des glatten Flüssigkeitsfilms und insbesondere Gleichung 2.27 kann man allerdings ableiten, dass die notwendige Schubspannung zum Aufstauen des Films im gleichen Maß sinkt, wie die Fließgeschwindigkeit des Kondensatbachs, denn beide Größen werden durch die Erdbeschleunigung g bestimmt, die in axialer Richtung nur noch den Betrag $\sin\theta \cdot g$ besitzt. Aus Gleichung 2.27 ist allerdings auch ersichtlich, dass die Schubspannung mit der Filmdicke anwächst. Wie schon Fiedler (2003) beschrieben hat, findet im geneigten Kanal eine Umverteilung der Flüssigkeit statt, so dass sich im Kondensatbach ein dickerer Flüssigkeitsfilm ausbildet und am restlichen Rohrumfang dünnere Filme entstehen. Die größere Filmdicke im Kondensatfilm bewirkt also rechnerisch eine vergrößerte notwendige Schubspannung am Flutpunkt. Wie in den vorangegangenen Abschnitten aber auch schon erläutert wurde, ist der Einfluss der Wellenstruktur des Films in dieser Betrachtung nicht integriert. Allerdings sinkt mit abnehmender Fließgeschwindigkeit des Kondensats auch die Kondensat-Reynoldszahl und somit die Neigung Wellen zu bilden. Es ist also zu erwarten, dass sich die Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt bei geneigten Kanälen zu größeren Werten verschiebt.

Der Film an der Wand oberhalb des Kondensatbachs fließt senkrecht in Richtung der Schwerkraft ab. Überwindet die Kraft, die das Gas auf diesen Film ausübt, gerade die in ihrer Richtung wirkende Kraft entlang $\sin\theta \cdot g$, so wird der Film gerade so abgelenkt, dass er senkrecht zur Kanalachse in den Kondensatbach strömt. Jede weitere Erhöhung der Gasgeschwindigkeit verursacht eine weitere Ablenkung des Films in Richtung Gasaustritt.

Auf Grund der geringeren Filmdicke oberhalb des Kondensatbachs, staut sich der Film in diesem Bereich bei kleineren Gasgeschwindigkeiten auf als im Kondensatbach. Es ist also möglich, dass dort bereits Flüssigkeit nach oben mitgerissen wird, bevor ein signifikanter Teil

2.3. Gegenstrombegrenzung oder Fluten

der Flüssigkeit im Kondensatbach nach oben strömt. Für letzteres sind im Vergleich zum senkrechten Fall auf Grund des dickeren Films höhere Schubspannungen nötig.

Insgesamt ist gemäß dieser Betrachtung zu erwarten, dass geneigte Kanäle gegenüber senkrechten am Flutpunkt höhere Gasgeschwindigkeiten aufweisen. Daten aus der Literatur bestätigen dies. Zapke u. Kröger (2000a) haben den Flutpunkt für Neigungswinkel zwischen 3° und 90° in einem Rechteckkanal mit großem Querschnitt vermessen. Sie ermitteln die größten Flutgeschwindigkeiten des Gases bei 60° - 70° Neigungswinkel. Fiedler (2003) ermittelte die größten Dampfgeschwindigkeiten in einem Rohr mit dem Durchmesser 7mm bei Neigungswinkeln zwischen 45° und 60° .

3. Analytische Betrachtungen

3.1. Modellierung des Flutens

3.1.1. Empirisch ermittelte Berechnungsansätze

McQuillan u. Whalley (1985) haben eine vielbeachtete Zusammenfassung vieler Beschreibungsgleichungen verfasst und ermitteln die Gleichung, die am besten alle zusammengetragenen experimentellen Ergebnisse wiedergibt (Gleichung 4.26). In dieser Datensammlung sind allerdings so unterschiedliche Geometrien, wie die einer Füllkörperkolonne (Alekseev u. a. (1972)), eines einfachen Rohres (Wallis (1961) und andere) mit senkrechter Schnittkante und schräger Schnittkante (English (1963)) zusammengefasst worden, daher weisen die Daten eine große Streuung auf. Die mittlere Abweichung der gefundenen Gleichung von allen Daten beträgt zwar nur 23%, aber viele Daten betreffen Wasser/Luft Messungen in Rohren mit einem Durchmesser im Zentimeterbereich. Daher fallen die selteneren Datensätze mit abweichenden Geometrien weniger stark ins Gewicht. Eine allgemeingültige Gleichung haben die Autoren damit noch nicht gefunden, denn es werden viele Einflussfaktoren nicht beschrieben, die starke Abweichungen verursachen können. Eine nach Einflussfaktor differenzierte Herangehensweise ist sinnvoller.

McQuillan and Whalley vergleichen grafisch die Verläufe der verschiedenen Korrelationen ihrer Literaturquellen. In Abbildung 3.1 sind 7 verschiedene Quellen aufgetragen. Die Korrelation von Feind wurde in Abschnitt 2.3.2 bereits vorgestellt (Gleichung 2.32). Sie wurde von Feind für die ermittelten Messwerte aufgestellt und wurde nicht auf Extrapolierbarkeit getestet. Bei großen scheinbaren Flüssigkeitgeschwindigkeiten scheint sie zu stark in Richtung niedriger scheinbarer Gasgeschwindigkeiten abzuweichen. Dieser Bereich liegt aber bereits außerhalb der korrelierten Messwerte ($V_{lg}^{*1/2} \max = 0,67$).

Die in der industriellen Praxis häufig genutzte Gleichung von English hat eine sehr geringe Abhängigkeit der scheinbaren Gasgeschwindigkeit von der scheinbaren Flüssigkeitgeschwindigkeit. Der Verlauf mündet asymptotisch für größere Flüssigkeitgeschwindigkeiten in einer konstanten Gasgeschwindigkeit. McQuillan and Whalley unterscheiden in dieser Studie nicht zwischen adiabaten und diabatem Fluten. Die Abbildung ist deswegen trügerisch.

Die dimensionslosen Geschwindigkeiten können bei Kondensationsexperimenten nicht beliebig kombiniert werden. Der Grenzfall der Totalkondensation ist durch die Bedingung

$$\dot{M}_G \geq \dot{M}_L$$

gegeben. Übertragen auf die dimensionslose scheinbare Geschwindigkeit w^+ , Gleichung 4.22, unter Zuhilfenahme der Definition für die Leerrohrgeschwindigkeit w' , Gleichungen 4.20 und 4.21, kann man auch schreiben:

$$w_G^{+1/2} \geq w_L^{+1/2} \cdot \left(\frac{\varrho_L}{\varrho_G}\right)^{1/4} . \quad (3.1)$$

3.1. Modellierung des Flutens

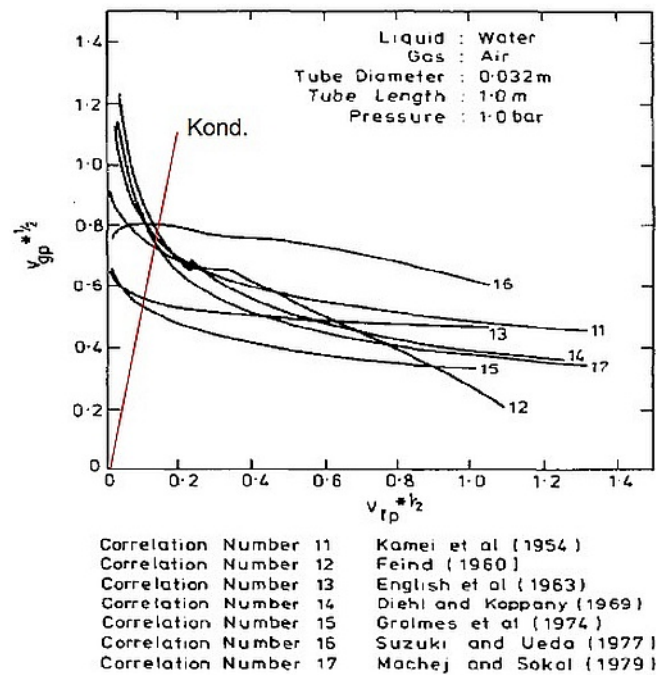


Abbildung 3.1.: Grafische Darstellung einiger empirischer Korrelationen am Beispiel Luft / Wasser von McQuillan u. Whalley (1985).

Es gibt also eine Grenzgerade für die Korrelationen, wenn sie für Kondensation gelten sollen. Für das Beispiel Wasser/Luft bei 1 bar Systemdruck und 20°C liegt das Dichteverhältnis von Flüssigkeit zu Gas bei 832 (Konsequenterweise müsste man hier das System Wasser/Wasserdampf betrachten, aber auch dafür findet man ähnliche Dichteverhältnisse). Daraus ergibt sich eine Gerade mit dem Anstieg 5,37. In Abbildung 3.1 ist sie dargestellt (Bezeichnung „Kond.“). Alle Werte rechts der Geraden sind bei Kondensationsexperimenten unerreichbar. Für den Kurvenverlauf der Gleichung von English bedeutet dies, dass der horizontale Teil keinerlei Relevanz hat.

Auch wenn die definierten dimensionslosen Kenngrößen oftmals anders zusammengesetzt sind, so ergeben sich meist ähnliche Herangehensweisen. In der ESDU Veröffentlichung (ESDU (1989)) wurden sogar mehrere Korrelationen durch Umstellen der Gleichungen in ähnlicher Weise dargestellt und gezeigt, dass sich nur noch die Exponenten der Stoffparameter unterscheiden. Die grundsätzliche Tendenz der Abhängigkeit des Flutens von Stoffparametern ist bekannt. Die Gleichung von English (1963) wird von Autoren oft dazu benutzt, diese grundlegenden Zusammenhänge darzustellen (Gleichung 3.2)

English (1963) führten Kondensationsmessungen an einem senkrechten Rohr mit dem Durchmesser 18,8 mm durch. Sie nutzten verschiedene Versuchsfluide, deswegen liegt die Stärke ihrer Korrelation in der Abbildung der Stoffwerte.

$$w'_G = 0,286 \cdot \frac{d^{0,322} \rho_L^{0,419} \sigma^{0,097}}{\rho_G^{0,462} \nu_L^{0,15} w_L^{0,075}} \quad (3.2)$$

In Gleichung 3.2 müssen SI Einheiten genutzt werden. Die Gleichung zeigt, dass die kritische

3.1. Modellierung des Flutens

Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt am stärksten von der Dampf- und der Flüssigkeitsdichte abhängig ist. Viskosität und Oberflächenspannung haben dagegen nur eine untergeordnete Bedeutung. Obwohl diese allgemeine Tendenz bekannt ist, gelingt es nicht, eine allgemeingültige Korrelation aufzustellen. Auch die Definition neuer Kennzahlen mit Hilfe der in der Korrelation von English et al. auftretenden Stoffparameter würde hier keinen Fortschritt bringen. Offenbar ist es nötig, zum Charakterisieren des Flutens andere Einflussparameter zu bestimmen, die die Wechselwirkung von Gas und Flüssigkeit besser beschreiben. Wellenparameter sowie der Gehalt von Flüssigkeitstropfen in der Gasströmung könnten hier mehr Aufschluss geben.

Palen u. Yang (2001) zeigen eine Literaturübersicht, aus der sie zwei das Fluten bestimmende Phänomene herausarbeiten. Fluten auf Grund von Aufwärtstransport von Flüssigkeitsbrücken und Fluten auf Grund von Entrainment Mechanismen. Der Mechanismus, der die geringere Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt ergibt sei der bestimmende. Entsprechend schlagen sie die Überlagerung beider Massenstromdichten zur Ermittlung der maximalen Gas-Massenstromdichte vor.

$$\dot{m}_G = \frac{C_F E_g F_{taper}}{\left[\left(\frac{1}{\dot{m}_{vW}} \right)^n + \left(\frac{1}{\dot{m}_{vD}} \right)^n \right]^{\frac{1}{n}}} \quad (3.3)$$

$\dot{m}_{vW}$ ist dabei die Grenz-Massenstromdichte nach Hewitt u. Wallis (1963) und soll das Fluten durch Flüssigkeitsbrücken beschreiben.

$$\dot{m}_{vW} = \frac{\sqrt{gd\varrho_G(\varrho_L - \varrho_G)}}{\left[1 + \left(\frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_G} \right)^{1/2} \left(\frac{\varrho_G}{\varrho_L} \right)^{1/4} \right]^2} \quad (3.4)$$

$\dot{m}_{vD}$ entspricht der Massenstromdichte bei Vorherrschen von Entrainment Effekten und wird nach Pushkina u. Sorokin (1969) in folgender Form angegeben:

$$\dot{m}_{vD} = 3,2 \cdot \left[gg_c \sigma \varrho_G^2 (\varrho_L - \varrho_G) \right]^{1/4} \quad (3.5)$$

Die Konstanten $C_F E_g F_{taper}$ und n in Gleichung 3.3 sollen experimentellen Daten entnommen werden.

Die Arbeit von Zapke u. Kröger (2000a, b) enthält Ergebnisse für Rechteckkanäle und wurde im Kapitel 2.3.1 im Abschnitt Einfluss der Kanalgeometrie bereits erläutert. Aus den dimensionslosen Kennzahlen 4.27 bis 4.29 wurde folgende Korrelation durch Anpassung an Messwerte ermittelt:

$$Fr_G = \frac{0,0055}{Fr_L^{0,2} \cdot Oh_L^{0,3}} \quad (3.6)$$

Die Gleichung beschreibt die Froudezahl des Gases beim Beginn des Flutens. Diese Froudezahl, Gleichung 4.27, bildeten die Autoren mit der Kanalhöhe der geneigten Rechteckkanäle und die Froudzahl der Flüssigkeit Gleichung 4.28 mit dem hydraulischen Durchmesser. So konnten Sie die verschiedenen Kanalhöhen in ihren Messungen gut abbilden. Im Abschnitt 5.3 wird die Anwendbarkeit auf die vorliegenden Messungen diskutiert.

3.1. Modellierung des Flutens

Mersmann (1965) stellt ein Modell für das Fluten in Füllkörperkolonnen auf, in dem er die Schüttung der Füllkörper als durchströmte Rohre annähert. Seine Modellgleichungen beruhen auf der Betrachtung des Einzelrohres, in dem ein Flüssigkeitsfilm an der Wand abwärts strömt. Die hergeleiteten Zusammenhänge gelten also auch für durchströmte Einzelrohre. Mersmann nutzt die Bilanz im Rieselfilm wie im Abschnitt 2.3.2, um die Gleichung für die Filmgeschwindigkeit herzuleiten (Gleichung 2.23). Wie bereits erläutert, gelten die Schlussfolgerungen über die Größenordnung der Schubspannung an der Filmoberfläche nur für den glatten laminaren Film. Mersmann umgeht eine exakte Beschreibung der Schubspannung und nutzt für die weitere Herleitung nur die Proportionalität zwischen Druckverlust der Gasströmung und der Größe $\frac{\delta}{d_h}$. Zur Beschreibung der Filmdicke δ wird die Gleichung von Feind 2.36 genutzt. Die Reynoldszahl des Films formt Mersmann in eine Berieselungsdichte um und leitet außerdem her, dass die Filmdicke selbst vom Druckverlust der Gasströmung abhängt, da sie mit der Schubspannung im Gas ansteigt. Am Ende der Herleitung steht fest, dass in diesem Modell der Druckverlust der Gasströmung im trockenen Rohr und die Berieselungsdichte sowie eine Stoffdatenkennzahl korreliert werden müssen. Mersmann tut das, in dem er Messdaten grafisch durch eine Kurve annähert. Interessanterweise ist die Kurve andersherum gekrümmt als die üblichen Flutkurven, wie sie z.B. McQuillan and Whalley zeigt (Abbildung 3.1). Bei kleinen Flüssigkeitsbelastungen des Rohres wird der Druckverlust am Flutpunkt konstant. Bei großen Flüssigkeitsbelastungen (Rohr nahezu gefüllt mit Flüssigkeit) wird der Druckverlust sehr schnell kleiner. Es gibt also zwei Grenzwerte, die im McQuillan and Whalley Diagramm nicht existieren.

Es sind sehr viele weitere empirische Gleichungen für adiabate und diabate Gegenstromführung von Gas und Flüssigkeit in der Literatur vorhanden. In den meisten Studien werden Kennzahlen mit den Phasengeschwindigkeiten, geometrischen Parametern und Stoffwerten gebildet und auf die Messungen mit speziellen Versuchsanordnungen angewandt. Daher sind sie meist nur dafür gültig. Genauere Messungen der Filmdicken, Schubspannungen oder Wellencharakteristiken können nicht zur Vorhersage des Flutverhaltens genutzt werden, da die Vorhersage der gemessenen Parameter für andere Geometrien oder Strömungszustände nicht möglich ist.

3.1.2. Stand der Modellierung und Ausblick

Eine umfassende theoretische oder empirische Beschreibung aller Flutmechanismen, Geometrien und Versuchsbedingungen ist bisher nicht mit ausreichender Genauigkeit gelungen. Bankoff u. Lee (1986) kommen in ihrer umfangreichen Literaturanalyse 1986 nur zu vagen Einschätzungen bezüglich der Abhängigkeit des Flutens von verschiedenen Versuchsparametern. Sie empfehlen keinen Berechnungsansatz, sondern stellen alle Modelle und empirischen Beziehungen nebeneinander dar. Palen u. Yang (2001) erstellten 2001 eine neue Literaturanalyse. Sie identifizieren zwei vorherrschende Phänomene und nutzen eine mathematische Überlagerungsmethode der beschreibenden Gleichungen, um das Flutverhalten abzubilden (siehe letzter Abschnitt 2.3.1). Sie bleiben allerdings einen experimentellen Nachweis schuldig, dass diese Methode wirklich verschiedene Flutmechanismen abbilden kann.

Die „Engineering Science Data Unit“ (ESDU) stellt regelmäßig die neuesten Erkenntnisse aus Forschung und Entwicklung zusammen, um diese Informationen dem Anwender zugänglich zu machen. Die Autoren der Veröffentlichung über Rückfluss-Kondensatoren aus dem Jahre 1989

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

ESDU (1989) empfehlen das Ergebnis der Studie von McQuillan u. Whalley (1985) als generelle Auslegungsgleichung zu nutzen und einen Sicherheitsfaktor für die Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt von 0,7 anzusetzen. Sie diskutieren allerdings auch die Unterschiede zwischen diabaten und adiabaten Experimenten und den Einfluss der Versuchsanordnung. Trotzdem kommen sie zu dem Schluss, dass keine bessere Modellierungsbasis vorhanden ist.

In der vorliegenden Arbeit werden die vorhandenen Modellansätze auf die experimentellen Daten angewendet. Einige experimentelle Ergebnisse zeigen ungewöhnliche Verläufe, deren Ursachen im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht werden konnten. Andere Ergebnisse sind mit vorhandenen Modellansätzen beschreibbar.

Es sind noch wesentlich mehr Untersuchungen der Flutmechanismen bei der Rückflusskondensation notwendig, um alle Effekte genau einzugrenzen. Insbesondere müsste jeder einzelne in diesem Kapitel dargelegte Einflussfaktor systematisch in Abhängigkeit der anderen untersucht werden. Die technische Bedeutung der Rückflusskondensation ist allerdings nicht so groß, dass eine zeit- und kostenintensive Erforschung der einzelnen Mechanismen lohnenswert erscheint. Die Auslegung von Rückflusskondensatoren in der technischen Anwendung wird weiterhin auf Berechnungen mit großen Sicherheitsfaktoren basieren.

In den nächsten Kapiteln werden die Grundlagen der Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr und Rechteckkanal für Reinstoffe und Gemische dargestellt.

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

Der Rechteckkanal besteht aus zwei senkrechten Seitenflächen, einer um den Winkel θ gekippten waagerechten Bodenfläche und einer ebenso gekippten Deckfläche. Jeder dieser 3 Bereiche wird separat modelliert.

3.2.1. Seitenflächen

Zur Beschreibung des Wärmeübergangs auf den Seitenflächen muss die Abhängigkeit der Filmdicke von den Koordinaten x und z der Fläche dargestellt werden (siehe Abbildung 3.2). Die Koordinate x verläuft entlang der kurzen Seite des Kanals und die Koordinate z entlang der langen Seite. In einem infinitesimalen rechteckigen Bereich der Plattenoberfläche mit der Länge dx und der Breite dz können die ein- und ausfließenden Massenströme wie folgt bilanziert werden

$$\frac{\partial(d\dot{M}_x)}{\partial x}dx + \frac{\partial(d\dot{M}_z)}{\partial z}dz = d\dot{M} \quad , \quad (3.7)$$

$d\dot{M}$ ist der auf der Fläche $dx dz$ kondensierende Massenstrom. Er führt gemäß der Massenerhaltung zu einer Änderung der Ströme entlang der Koordinatenrichtungen. Die infinitesimal kleinen Massenströme lassen sich auch als Produkt aus Geschwindigkeit, Dichte und durchströmter Fläche ausdrücken. Die Geschwindigkeit wird dazu über y gemittelt eingesetzt. y ist die Koordinatenrichtung senkrecht zur Fläche $dx dz$

$$d\dot{M}_x = w_{m,x} \rho_L \delta dz \quad , \quad (3.8)$$

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

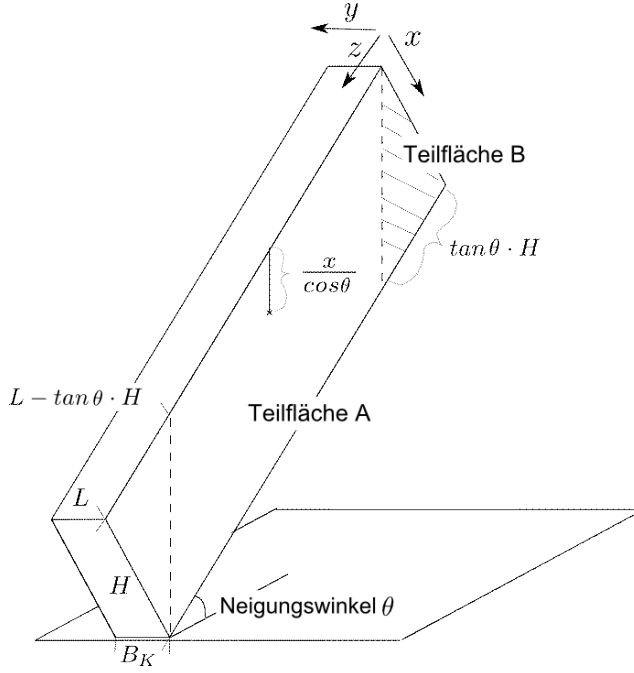


Abbildung 3.2.: Definition der Teile A und B der Seitenflächen

$$d\dot{M}_z = w_{m,z} \rho_L \delta dx \quad . \quad (3.9)$$

Die Massenströme $d\dot{M}_x$ und $d\dot{M}_z$ sind infinitesimale Größen, weil sie die infinitesimale Breite dz bzw. dx überströmen. Die mittlere Geschwindigkeit in x- und in z-Richtung im Element ergibt sich aus Gleichung 2.1, wenn statt der Gravitationskonstanten g ihre jeweilige Komponente in x- und z-Richtung eingesetzt wird

$$w_{m,x} = \frac{(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \cos\theta}{3\eta_L} \delta^2 \quad , \quad (3.10)$$

$$w_{m,z} = \frac{(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \sin\theta}{3\eta_L} \cdot \delta^2 \quad . \quad (3.11)$$

Die Filmdicke δ ist dabei die des Elements $dx dz$. Setzt man nun Gleichungen 3.8 bis 3.11 in 3.7 ein, erhält man einen Ausdruck für den infinitesimalen lokal kondensierenden Massenstrom

$$d\dot{M} = \frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \cdot \left(\cos\theta \cdot 3\delta^2 \frac{\partial\delta}{\partial x} + \sin\theta \cdot 3\delta^2 \frac{\partial\delta}{\partial z} \right) dx dz \quad . \quad (3.12)$$

Bei der Entstehung des Kondensats wird Wärme frei, die voraussetzungsgemäß nur durch Wärmeleitung an die Wand übertragen wird. Es gilt also die Energiebilanz

$$d\dot{M} \cdot \Delta h_{LV} = \frac{\lambda_L}{\delta} \Delta\vartheta \cdot dx dz \quad . \quad (3.13)$$

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

Setzt man 3.12 in 3.13 ein und vereinfacht die resultierende Gleichung ergibt sich die Differentialgleichung für die Filmdicke auf der Seitenwand

$$\cos\theta \cdot \delta^3 \frac{\partial \delta}{\partial x} + \sin\theta \cdot \delta^3 \frac{\partial \delta}{\partial z} = \frac{\lambda_L \eta_L \Delta \vartheta}{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \quad . \quad (3.14)$$

Es kann nun die Abkürzung

$$\psi = \frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}}{\lambda_L \eta_L \Delta \vartheta} \delta^4 \quad (3.15)$$

eingeführt werden, wodurch sich die Differentialgleichung 3.14 noch weiter vereinfachen lässt

$$\cos\theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} + \sin\theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial z} = 4 \quad . \quad (3.16)$$

Der Kondensatfilm beginnt an der oberen Kante der Seitenfläche. Dadurch ergeben sich die Randbedingungen $\psi(x=0, z) = 0$ und $\psi(x, z=0) = 0$.

Die partielle Differentialgleichung ist linear und analytisch mittels der Methode der Charakteristiken (Vachenauer (2001)) lösbar.

Man überführt die Partielle Differentialgleichung in ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen, indem man eine Koordinatentransformation durchführt. Die neue Koordinate sei hier t . Man kann nun $x = x(t)$ und $z = z(t)$ setzen. Damit kann man schreiben

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{\partial x}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad .$$

Durch Koeffizientenvergleich ergibt sich das System gewöhnlicher Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} &= \cos\theta \quad , \\ \frac{\partial z}{\partial t} &= \sin\theta \quad , \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} &= 4 \quad . \end{aligned}$$

Die Gleichungen sind einzeln lösbar

$$x = \cos\theta \cdot t + x_0 \quad , \quad (3.17)$$

$$z = \sin\theta \cdot t + z_0 \quad , \quad (3.18)$$

$$\psi = 4 \cdot t + \psi_0 \quad . \quad (3.19)$$

Zur Eliminierung von t kann zum Beispiel Gleichung 3.18 nach t aufgelöst und in 3.17 und 3.19 eingefügt werden. Eliminieren von z_0 ergibt dann die allgemeine Lösung

$$\psi(x, z) = \frac{4}{\cos\theta} (x - x_0) + \psi_0 \quad . \quad (3.20)$$

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

Die Randbedingung $\psi(x=0, z) = 0$ führt zur Bestimmung von x_0 , wobei beim Einsetzen in 3.20 dieser Konstanten auch die Konstante ψ_0 verschwindet. Die Lösung ergibt sich zu

$$\psi(x, z) = \frac{4}{\cos\theta} x \quad . \quad (3.21)$$

Das Einsetzen der zweiten Randbedingung $\psi(x, z=0) = 0$ in die allgemeine Lösung 3.20 ergibt keine neue Lösung. Die Gleichung wird nur identisch erfüllt. Erst eine erneute Umformung des Gleichungssystems 3.17 bis 3.19 durch Auflösen der Gleichung 3.17 nach t und das Weiterrechnen, wie oben beschrieben, ergibt eine neue allgemeine Lösung in z , die dann eine eigene spezielle Lösung für die zweite Randbedingung liefert

$$\psi(x, z) = \frac{4}{\sin\theta} z \quad . \quad (3.22)$$

Die Gleichungen 3.21 und 3.22 sind zwei Lösungen der DGL (Gleichung 3.16), die auf unterschiedliche Bereichen der Fläche angewendet werden müssen.

In Abbildung 3.2 sind die verschiedenen Lösungsbereiche mit Teilfläche A und Teilfläche B bezeichnet. Gleichung 3.21 ist nur innerhalb der Teilfläche A anwendbar und 3.22 nur innerhalb der Teilfläche B.

Die mathematische Herleitung lässt sich auch anschaulich darstellen.

Das Kondensat fließt in Richtung der Schwerkraft senkrecht an der Seitenwand nach unten. An der Oberkante bei $(x=0, z)$ ist die Filmdicke Null. Die senkrechte Strecke, die das Kondensat überströmt, ist in dem Teil der Platte in dem $\frac{x}{\cos\theta} \leq \frac{z}{\sin\theta}$ gilt (Teilfläche A)

$$s_A = \frac{x}{\cos\theta} \quad . \quad (3.23)$$

s heißt Ablauflänge. Im Fall $\frac{x}{\cos\theta} \geq \frac{z}{\sin\theta}$ (Teilfläche B) ist die Ablauflänge

$$s_B = \frac{z}{\sin\theta} \quad . \quad (3.24)$$

Betrachtet man die Entwicklung des Kondensatfilms entlang der jeweiligen Ablauflänge, so zeigt sich eine einfache Analogie zur Nusseltschen Wasserhauttheorie. Die Ablauflänge war in Abschnitt 2.1 gleich der Höhe der Platte H . Wird s statt z in Gleichung 2.7 benutzt, ergibt sich die Gleichung für die Filmdicke im jeweiligen Flächenabschnitt.

Die Gleichung für die Filmdicke der Teilfläche A und B lauten dann

$$\delta_{SA} = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta\vartheta}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot \frac{x}{\cos\theta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad , \quad (3.25)$$

$$\delta_{SB} = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta\vartheta}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot \frac{z}{\sin\theta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad . \quad (3.26)$$

Abgekürzt kann man auch schreiben

$$\psi(x, z) = 4s_A \quad . \quad (3.27)$$

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

Analog gilt für Teilfläche B

$$\psi(x, z) = 4s_B \quad . \quad (3.28)$$

Gleichungen 3.27 und 3.28 entsprechend den Lösungen der partiellen Differentialgleichung 3.21 und 3.22.

Umgeformt als Wärmeübergangskoeffizient $\alpha = \frac{\lambda_L}{\delta}$ folgt für Teilfläche A

$$\alpha(x, z)_A = \left(\frac{\lambda_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}}{4\eta_L \Delta \vartheta} \cdot \frac{\cos \theta}{x} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.29)$$

und für Teilfläche B

$$\alpha(x, z)_B = \left(\frac{\lambda_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}}{4\eta_L \Delta \vartheta} \cdot \frac{\sin \theta}{z} \right)^{\frac{1}{4}} \quad . \quad (3.30)$$

3.2.2. Kondensatbach und Deckfläche

Die Flächen der Unterseite und Oberseite des Kanals sind um den Winkel θ geneigt. Die wandparallele Komponente der Schwerkraft ist hier auf der gesamten Platte gleich $g \cdot \sin \theta$. Die Filmdicke verändert sich nur in Richtung der Koordinate z (axiale Richtung). Der Wärmeübergang auf der Oberseite des Kanals ist damit durch

$$\alpha(z)_D = \left(\frac{\lambda_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}}{4\eta_L \Delta \vartheta} \cdot \frac{\sin \theta}{z} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.31)$$

gegeben. Es wird angenommen, dass das Kondensat auf dieser Fläche bis zum Kanalaustritt strömt. Es läuft nicht entlang der Seitenflächen ab.

Das Kondensat der Seitenflächen $\dot{M}_S$ fließt auf dem Boden des Kanals zusammen. Der Kondensatbach bildet sich. Die Filmdicke im Kondensatbach kann über eine Massenbilanz an der Fläche $dz \cdot b_{KB}$ berechnet werden. In dieses Flächenelement fließt von beiden Seiten der Strom $d\dot{M}_S$ hinein. Zusätzlich findet auch hier Kondensation statt $d\dot{M}_{kond}$, denn auch der Kanalboden wird gekühlt. Die Änderung des Massenstroms im Kondensatbach entspricht der Summe der eintretenden Ströme

$$2 \cdot d\dot{M}_S + d\dot{M}_{kond} = \frac{\partial \dot{M}_{KB}}{\partial z} dz \quad . \quad (3.32)$$

$d\dot{M}_S$ kann nun unter zu Hilfenahme von Gleichung 2.3 als Funktion der Filmdicke am unteren Ende der Seitenwand ($x=H$) formuliert werden

$$d\dot{M}_S = \frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \delta_S^3(x=H, z) \cdot dz \quad . \quad (3.33)$$

$d\dot{M}_{kond}$ ist abhängig vom Wärmestrom, der durch den Flüssigkeitsfilm des Bachs und der Kanalwand an das Kühlmedium abgeleitet wird. Voraussetzungsgemäß findet nur Wärmeleitung

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

im Flüssigkeitsfilm statt. Die Temperatur der Bachoberfläche entspricht der Gleichgewichtstemperatur des Dampfes. Die Differenz zur Wandtemperatur ist $\Delta\vartheta_{KB}$. Für den infinitesimalen Wärmestrom durch die Fläche $dz \cdot b_{KB}$ kann man also schreiben

$$d\dot{Q}_{KB} = \frac{\lambda_L \Delta\vartheta_{KB}}{\delta(z)_{KB}} \cdot b_{KB} \cdot dz = \Delta h_{LV} d\dot{M}_{kond} \quad . \quad (3.34)$$

Einsetzen von Gleichung 3.33 und 3.34 in 3.32 ergibt folgende Differentialgleichung für den Massenstrom des Kondensatbachs

$$2 \cdot \frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \delta(x = H, z)_S^3 + \frac{\lambda_L \Delta\vartheta_{KB}}{\Delta h_{LV} \delta(z)_{KB}} \cdot b_{KB} = \frac{d\dot{M}_{KB}}{dz} \quad . \quad (3.35)$$

Mittels der Methode „Trennung der Variablen“ ist diese Differentialgleichung leicht lösbar. Die linke Seite wird nach z integriert und die rechte Seite nach $\dot{M}_{KB}$. Die Summanden der linken Seite können dabei separat von 0 bis L integriert werden. Der erste Summand wird in zwei Integrale für die jeweilige Teilfläche A und B aufgeteilt. Die Funktion $\delta(x = H, z)_S$ wird für die Teilflächen A und B aus 3.25 bis 3.28 bestimmt. Nur die Filmdicke der Teilfläche B ist von z abhängig. Für den Anfangsbereich des Kondensatbachs von $z = 0$ bis $z = \tan\theta \cdot H$ lautet Gleichung 3.28 ausgeschrieben

$$\delta(x = H, z)_{SB} = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta\vartheta}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot \frac{z}{\sin\theta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad . \quad (3.36)$$

Diese Filmdicke kann in Gleichung 3.35 eingesetzt und von 0 bis $\tan\theta \cdot H$ integriert werden. Analog gilt für Teilfläche A

$$\delta(x = H, z)_{SA} = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta\vartheta}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot \frac{H}{\cos\theta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad . \quad (3.37)$$

Gleichung 3.37 ist nicht von z abhängig und wird deswegen als Konstante von $\tan\theta \cdot H$ bis L integriert

$$\begin{aligned} & \int_{\tan\theta \cdot H}^L \frac{2}{3} \left(\left(\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4\lambda_L \Delta\vartheta}{\Delta h_{LV}} \frac{H}{\cos\theta} \right)^{\frac{3}{4}} dz + \\ & \int_0^{\tan\theta \cdot H} \frac{2}{3} \left(\left(\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4\lambda_L \Delta\vartheta}{\Delta h_{LV}} \frac{z}{\sin\theta} \right)^{\frac{3}{4}} dz + \int_0^L \frac{\lambda_L \Delta\vartheta \cdot B_K}{\Delta h_{lv}} \cdot \frac{1}{\delta(z)_{KB}} dz \\ & = \int_0^L d\dot{M}_{KB} = \dot{M}(L)_{KB} \quad . \end{aligned} \quad (3.38)$$

Obige Gleichung zeigt wie der Gesamtmassenstrom am Boden des Rechteckkanal berechnet werden kann und wie die verschiedenen Teilflächen der Seitenwände berücksichtigt werden müssen. Eine analytische Lösung dieser Gleichung würde voraussetzen, dass $\delta(z)_{KB}$ entlang z bekannt ist. Die Filmdicke kann aber nur aus dem Massenstrom $\dot{M}(z)_{KB}$ berechnet werden, der aber im Vorhinein nicht bekannt ist. Es ist also eine iterative Berechnung nötig. Der Kanal

3.2. Modellierung des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

wird dazu in diskrete Abschnitte Δz eingeteilt. Zunächst wird der Massenstrom des Bachs ohne $d\dot{M}_{KB}$ an jeder Stelle z berechnet

$$\frac{2}{3} \left(\left(\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4\lambda_L \Delta \vartheta}{\Delta h_{LV}} \frac{H}{\cos \theta} \right)^{\frac{3}{4}} \cdot z + \frac{2}{3} \frac{4}{7} \left(\left(\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4\lambda_L \Delta \vartheta}{\Delta h_{LV}} \frac{z^{\frac{7}{3}}}{\sin \theta} \right)^{\frac{3}{4}} = \dot{M}(z)_{KB,Start} \quad (3.39)$$

Dann wird mittels Gleichung 2.3 die Filmdicke $\delta(z)_{KB,Start}$ ermittelt und erneut $\dot{M}_{KB}$ berechnet (Gleichung 3.40), nur diesmal unter Berücksichtigung von $d\dot{M}_{kond}(\delta(z)_{KB,Start})$. Weitere Iterationsschritte i folgen, bis sich der Massenstrom für $z=L$ um weniger als 0,1% ändert

$$\dot{M}(z)_{KB,i-1} + \int_0^z \frac{\lambda_l \Delta \vartheta \cdot b_{KB}}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{1}{\delta(z)_{KB,i-1}} dz = \int_0^z d\dot{M}_{KB} = \dot{M}(z)_{KB,i} \quad (3.40)$$

Der Kondensatstrom, der sich auf der Bodenfläche sammelt, ist damit berechenbar. Gleichzeitig ergibt sich aus der Iteration auch der Verlauf der Filmdicke entlang z , aus der mittels Gleichung 2.8 der lokale Wärmeübergangskoeffizient der Bodenfläche berechnet werden kann.

Der Gesamtmassenstrom, der rechnerisch aus dem Kanal austritt muss allerdings zusätzlich das Kondensat der Teilfläche A am unteren Teil des Kanals im Bereich $z = L - \tan \theta \cdot H$ bis $z = L$ enthalten. Dieses Kondensat fließt nicht in den Kondensatbach, sondern tritt über die Vorderkante der Seitenfläche aus, siehe Abbildung 3.2. Die maßgebliche Filmdicke an dieser Kante ist

$$\delta(x, z = L)_{SA} = \left(\frac{4\lambda_L \eta_L \Delta \vartheta}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \Delta h_{LV}} \cdot \frac{x}{\cos \theta} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.41)$$

Das Integral des mit dieser Filmdicke gebildeten Massenstroms von $x = 0$ bis H ergibt den Massenstrom $\dot{M}_{SL}$, der entlang der Kante $z = L$ abfließt

$$\dot{M}_{SL} = \int_0^H \frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{3\eta_L} \delta(x, z = L)_{SA}^3 \cdot dx \quad , \quad (3.42)$$

$$\dot{M}_{SL} = \frac{1}{3} \frac{4}{7} \left(\left(\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{4\lambda_L \Delta \vartheta}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{x^{\frac{7}{3}}}{\cos \theta} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (3.43)$$

3.2.3. Zusammensetzung der Einzelflächen

Die Kondensation an den Seitenflächen und der oberen Kanalinnenwand beeinflussen sich nicht, sofern die Seitenflächen ideal senkrecht ausgerichtet sind. Unter dieser Annahme kann der Wärmeübergang auf den Flächen separat berechnet werden. Die Energiebilanz des Gesamtkanals besagt, dass die Summe der Wärmeströme durch jede Wand dem an das Kühlwasser abgegebenen Gesamtwärmestrom des Kanals entsprechen muss. Allgemein gilt für eine Kanalwand

$$\dot{Q} = \alpha_m \cdot A \cdot \Delta \vartheta \quad (3.44)$$

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

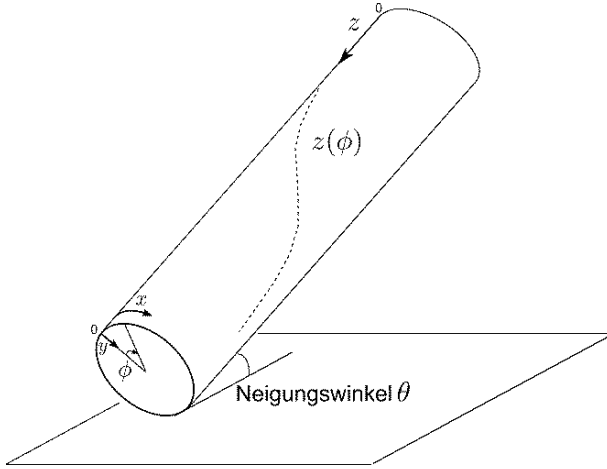


Abbildung 3.3.: Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr. Koordinatensystem und schematische Darstellung des Ablaufwegs $z(\phi)$

Im Modell wird angenommen, dass für die Kondensation unabhängig vom Ort im Kanal immer die Unterkühlung $\Delta\vartheta$ maßgeblich ist. Im Experiment ist dies nur näherungsweise der Fall, da der konvektive Wärmeübergang im Kühlwasser und die Filmdicke selbst einen Einfluss auf die Wandtemperatur ausüben. Wird bei der Berechnung auf jeder Teilfläche die gleiche treibende Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ angenommen, so kann der Wärmeübergang des Kanals durch eine Gewichtung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten mit der jeweiligen Wandfläche berechnet werden

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{ges} &= (\alpha_{1m}A_1 + \alpha_{2m}A_2 + \alpha_{3m}A_3) \cdot \Delta\vartheta = \alpha_{ges}A_{ges}\Delta\vartheta \quad , \\ \alpha_{ges} &= \alpha_{1m}\frac{A_1}{A_{ges}} + \alpha_{2m}\frac{A_2}{A_{ges}} + \alpha_{3m}\frac{A_3}{A_{ges}} \quad .\end{aligned}\tag{3.45}$$

Im Modell des geneigten Rechteckkanals werden drei Bereiche unterschieden: Deckfläche, Bodenfläche und Seitenwände. Die Indizes in Gleichung 3.45 entsprechen also jeweils einem Teilbereich des Kanals. Die Gesamtfläche A_{ges} ist die Summe der Teilflächen A_1 bis A_3 . Die mittleren Werte der Wärmeübergangskoeffizienten können nach Gleichung 2.9 berechnet werden, dabei berechnet man den lokalen Wärmeübergangskoeffizient der Deckfläche mittels Gleichung 3.31. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient an der Bodenfläche wird durch die lokale Filmdicke des Kondensatbachs bestimmt (nach Gleichung 2.8), die sich gleichzeitig mit dem Massenstrom des Kondensatbachs an jeder Stelle z aus der Iteration mittels Gleichung 3.40 ergibt. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient der Seitenflächen ist analog aus den Gleichungen 2.8, 2.9, 3.36 und 3.37 berechenbar.

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

Der Wärmeübergang im Rohr wurde bereits von Fiedler numerisch berechnet (Fiedler u. Auercher (2004a)). In dieser Arbeit werden diese Ergebnisse in eine Form umgewandelt, die

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

einen direkten Vergleich mit der Modellierung des Rechteckkanals erlaubt. Dazu wurde der Quelltext des Programms von Fiedler aus der Programmiersprache Pascal in die Sprache C übersetzt und dann mittels dem Programm Matlab für die Auswertung automatisiert. Fiedler beschreibt den Verlauf der Filmdicke mittels Zylinderkoordinaten. Die partielle Differentialgleichung, die das Programm mittels einer örtliche Diskretisierung und einer iterativen Berechnung löst (Details sind bei Fiedler zu finden) lautet

$$\frac{\partial \Psi}{\partial Z} + \sin \phi \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} = \frac{4}{3}(1 - \Psi \cos \phi) \quad . \quad (3.46)$$

Mit

$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{\rho_L(\rho_L - \rho_g)g\Delta h_{LV}\cos\theta}{3\lambda_L\Delta T\eta_LR}\delta^4 \quad , \\ Z &= \frac{z}{R \cdot \tan\theta} \quad , \end{aligned}$$

und den Randbedingungen

$$Z = 0 \quad \Psi = 0 \quad , \quad (3.47)$$

$$\phi = 0, \phi = \pi \quad \frac{\partial \Psi}{\partial \phi} = 0 \quad . \quad (3.48)$$

ϕ ist der Umfangswinkel des Rohres und z die Koordinaten in axialer Richtung. Randbedingung 1 (3.47) bedeutet, dass die Filmdicke am oberen Ende des geneigten Rohres am gesamten Umfang $= 0$ ist und Randbedingung 2 (3.48) drückt die Symmetrie an der obersten und untersten Stelle des Rohrumfanges aus. Dort verschwindet der Gradient der Filmdicke.

Fiedler hat in seiner Arbeit die Filmdicke in Abhängigkeit der Koordinaten ϕ und z exemplarisch dargestellt. Er berechnete den örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten und bildete durch Integration über ϕ den Mittelwert über den gesamten Umfang, wobei er den Wärmeübergangskoeffizienten im Kondensatbach als vernachlässigbar klein annahm. Aus diesen Werten berechnete Fiedler durch Integration über die Rohrlänge den mittleren Wärmeübergangskoeffizient im Rohr. Diesen verglich er in einem Diagramm mit Messwerten. Die Darstellungsweise ist allerdings für den Vergleich mit dem in dieser Arbeit untersuchten Rechteckkanal ungeeignet. Der Rechteckkanal lässt sich mit dem Rohr am besten vergleichen, wenn auch für das Rohr der Ablaufweg des Kondensats an der Wand betrachtet wird. Die mathematische Beschreibung des Ablaufweges entlang der Rohrwand ist allerdings nicht so einfach möglich.

Schneidet man den geneigten Rohrkanal senkrecht durch, so ergibt sich das Profil einer Ellipse. Der Ablaufweg ist allerdings nicht mit dem entstehenden Ellipsenbogen gleichzusetzen. An der obersten Stelle des Rohrumfanges ($\phi = 0$) wirkt die Schwerkraft in axialer Richtung ähnlich wie an der Oberseite des Rechteckkanals. An Kondensat, das in der Nähe dieses Scheitelpunktes entsteht ($\phi \neq 0$), greift aber bereits eine Komponente der Schwerkraft an, die in Richtung ϕ wirkt. Die Krümmung der Wand leitet das Fluid also auch in radialer Richtung ab. In Abbildung 3.3 ist ein möglicher Ablaufweg schematisch dargestellt. Im Kapitel 5.2.4 werden die berechneten Kurvenverläufe dargestellt und diskutiert. An dieser Stelle wird die Berechnung der Kurven erläutert.

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

Der Ablaufweg entspricht der Bahnlinie s eines Fluidelements. Die Bahn des Teilchens wird durch die Richtung und den Betrag der Geschwindigkeit und den Startpunkt definiert. Statt der Koordinate ϕ kann auch die Koordinate x genutzt werden. x ist die Bogenlänge am Rohrumfang und berechnet sich aus ϕ nach

$$dx = R \cdot d\phi \quad . \quad (3.49)$$

Die Impulsbilanz am Kondensatfilm in x - und z -Richtung lautet

$$\eta_L \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + (\rho_L - \rho_G)g \cdot \sin\phi \cdot \cos\theta = 0 \quad , \quad (3.50)$$

$$\eta_L \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + (\rho_L - \rho_G)g \cdot \sin\theta = 0 \quad . \quad (3.51)$$

y ist die radiale Koordinate des Rohres (siehe Abbildung 3.3). Die Lösung dieser Differentialgleichungen mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} y = 0 : \quad w_x = w_z = 0 \quad , \\ y = \delta : \quad \frac{\partial w_x}{\partial y} = \frac{\partial w_z}{\partial y} = 0 \end{aligned}$$

und Integration über y ergibt dann unter zu Hilfenahme von 3.49 die Geschwindigkeit in Umfangsrichtung

$$w_{m,\phi} = \frac{R \cdot d\phi}{dt} = \sin\phi \cos\theta \frac{\rho_L - \rho_G}{3\eta_L} g \delta^2(\phi, z) \quad (3.52)$$

und die Geschwindigkeit in Richtung der Längsachse z

$$w_{m,z} = \frac{dz}{dt} = \sin\theta \frac{\rho_L - \rho_G}{3\eta_L} g \delta^2(\phi, z) \quad . \quad (3.53)$$

Die Gleichungen für die beiden Geschwindigkeiten nutzt Fiedler zur Herleitung der Differentialgleichung für die Filmdicke. Die folgende Betrachtung der Bahn des Kondensats im Rohr betrachtet Fiedler nicht.

3.3.1. Bahnlinie des Kondensats

Der Betrag der Resultierenden dieser beiden Geschwindigkeitsvektoren ist

$$|w_m| = \sqrt{w_{m,\phi}^2 + w_{m,z}^2} \quad . \quad (3.54)$$

Die Resultierende w_m bestimmt die Geschwindigkeit und die lokale Ablaufrichtung des Kondensats und damit dessen Bahn. Die Bahn kann als Stromlinie s bezeichnet werden und w_m als mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Kondensats. w_m liegt auf der Tangente an s .

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

Teilt man Gleichung 3.53 durch Gleichung 3.52 so erhält man die zeitunabhängige Beschreibung der Änderung des Weges in z-Richtung nach einer kleinen Änderung in Umfangsrichtung

$$\frac{dz}{R \cdot d\phi} = \tan\theta \frac{1}{\sin\phi} \quad . \quad (3.55)$$

Diese Differentialgleichung kann mittels Trennung der Variablen gelöst werden.

$$z(\phi) = R \cdot \tan\theta \cdot \left(\ln\left(\tan\frac{\phi}{2}\right) - \ln\left(\tan\frac{\phi_0}{2}\right) \right) + z_0 \quad (3.56)$$

oder

$$\Delta z = R \cdot \tan\theta \cdot \left(\ln\left(\tan\frac{\phi}{2}\right) - \ln\left(\tan\frac{\phi_0}{2}\right) \right) \quad . \quad (3.57)$$

Gleichung 3.56 ist eine mögliche Darstellung der Gleichung für die Bahnlinie eines Fluidteilchens, das bei ϕ_0 , z_0 durch Kondensation entsteht und dann an der Rohrwand entlangströmt.

Mit dieser Gleichung lässt sich der Ort z des Fluidteilchens in Abhängigkeit von seiner Koordinate ϕ festlegen. Man kann aber nicht die Ablaflänge bestimmen. Deswegen wird im folgenden Abschnitt eine mathematische Beziehung für die Bahnlinie hergeleitet.

Die Bahnlinie eines Teilchens im Rohr ist nicht geradlinig wie im Rechteckkanal. Das Fluidelement strömt in Richtung der größten Schwerkraftkomponente, deren Betrag und Richtung sich entlang des Weges ändert. In Bild 3.4 ist dargestellt, welchen Weg das Teilchen entlang der Rohrachse (Δz) und entlang des Umfangs (Winkel ϕ) für verschiedene Neigungswinkel zurücklegt (Gleichung 3.57). Δz ist die axiale Länge vom Startpunkt der Bahnlinie z_0 gerechnet. Die Darstellung gilt also für alle Startpunkte z_0 gleichermaßen. Teilchen die weit am unteren Ende des Rohres kondensieren erreichen den Austritt des Rohres noch bevor sie den Kondensatbach erreicht haben. Dies ist in dieser allgemeinen Darstellung nicht sichtbar.

Die Bahnlinie ist hier bis zum Winkel $\phi = 180^\circ$ also bis zum unteren Scheitelpunkt des Umfangs dargestellt. In Wirklichkeit befindet sich im unteren Teil des Rohres der Kondensatbach.

Man kann sich das Diagramm als ein durchsichtiges Rohr vorstellen, in dem ein Fluidteilchen von der Seite bei der Bewegung betrachtet wird. In Gedanken muss man nur das Diagramm / Rohr in die richtige Orientierung bringen. Der Nullpunkt des Diagramms ist ein beliebiger Punkt auf der oberen Mantellinie ($\phi=0$, Δz) des schräggestellten Rohres.

Bei 30° Neigungswinkel strömt ein Teilchen ein kurzes Stück entlang der z-Achse, um dann fast ausschließlich entlang des Umfangs (fast senkrecht nach unten bei minimaler Bewegung in z-Richtung) abzufließen. Der Kanal ist noch nicht weit aus der Horizontalen ausgelenkt worden. Die Schwerkraft wirkt deswegen vor allem in Umfangsrichtung. Mit zunehmenden Neigungswinkel wirkt eine immer größer werdende Komponente der Schwerkraft in Richtung der Rohrachse, so dass der Weg, den das Fluidteilchen zurücklegen muss, immer mehr in z-Richtung verschoben und verlängert wird. In Abbildung 3.4 ist zu erkennen dass bei einem Winkel von 60° immer noch ein großer Teil des Strömungsweges entlang des Umfangs verläuft. Erst bei 80° erstreckt sich die Bahnlinie einen signifikanten Anteil entlang der z-Achse. Bei 90° fließt das Fluid ausschließlich entlang z , da die Schwerkraft dann keine Komponente entlang des Umfangs hat.

3.3. Modellierung des Wärmeübergangs im Rohr

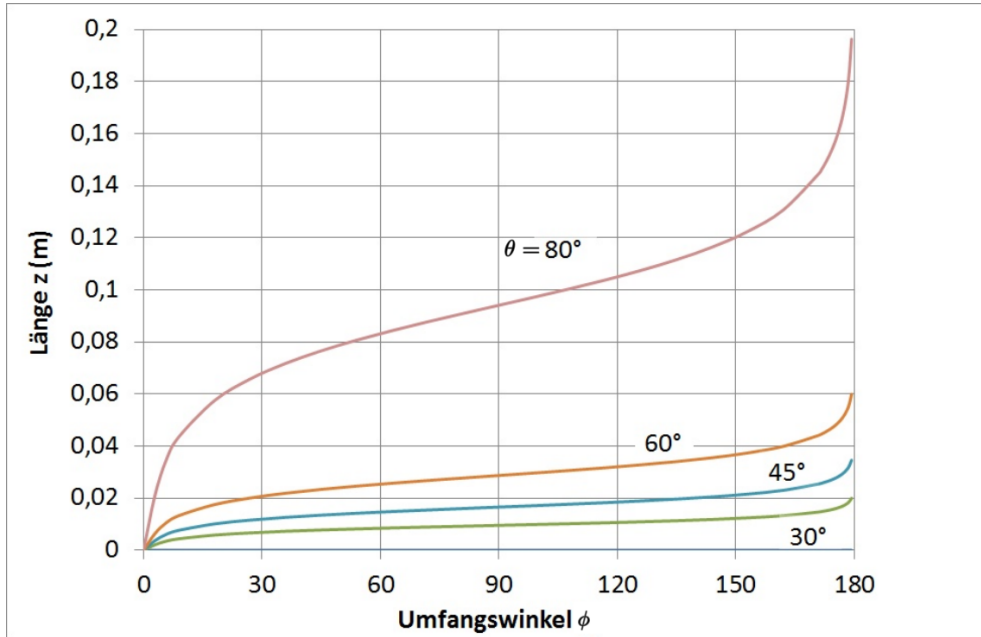


Abbildung 3.4.: Verlauf der Bahnlinien eines Fluidelements am Rohrumfang. Axiale Koordinate z , Umfangswinkel ϕ und Neigungswinkel θ

3.3.2. Länge der Bahnlinie

Die Berechnung der Länge der Bahnlinie kann ebenfalls auf Basis der Geschwindigkeit entlang der Bahn geschehen.

Der Betrag des Geschwindigkeitsvektors des Teilchens ist

$$|w_m| = \frac{ds}{dt} = \sqrt{\left(\frac{R \cdot d\phi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} \quad . \quad (3.58)$$

Diese Gleichung lässt sich folgendermaßen umformen

$$ds = \sqrt{\left(\frac{R \cdot d\phi}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} dt = \sqrt{1 + \left(\frac{dt}{R \cdot d\phi}\right)^2 \left(\frac{dz}{dt}\right)^2} R \cdot d\phi \quad ,$$

$$ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{R \cdot d\phi}\right)^2} R \cdot d\phi \quad . \quad (3.59)$$

$\frac{dz}{R d\phi}$ lässt sich durch Gleichung 3.55 ersetzen und die Differentialgleichung lösen. Dabei entsteht auf der rechten Seite ein Integralausdruck

$$s(\phi, \theta) = \int \sqrt{1 + \left(\tan\theta \frac{1}{\sin\phi}\right)^2} R \cdot d\phi \quad . \quad (3.60)$$

Dieses Integral ist allerdings nicht analytisch lösbar. Für sehr kleine Winkel ϕ und für den Grenzwert $\phi = 180^\circ$ wird die Fläche unendlich. Das bedeutet, dass die Bahnlinie theoretisch unendlich lang wird. Der Ablaufweg ist analytisch also nicht berechenbar.

3.3.3. Abhängigkeit der Filmdicke von der Bahnlänge

Beim Rechteckkanal konnte man vom Ablaufweg des Kondensats direkt auf den Wärmeübergangskoeffizient schließen. Dies gelingt beim Rohr nicht so einfach. Es ist aber möglich eine Gleichung für die Filmdicke entlang der Bahnlinie herzuleiten.

Analog zur Nusseltschen Wasserhauttheorie 2.1 kann auch die Filmdicke entlang des Ablaufweges an der Rohrwand berechnet werden. Dazu betrachtet man ein Flächenelement des Ablaufweges $ds \cdot db$. ds ist die infinitesimale Länge der Bahnlinie des Kondensats und db sei die infinitesimale Breite des Flächenelements. b stehe auf s senkrecht. Die Filmdicke des Flächenelements sei δ . Analog zur Gleichung 2.2 kann der infinitesimale Massenstrom des Flächenelements formuliert werden

$$d\dot{M} = w_m \cdot \rho_L \cdot db \cdot \delta \quad . \quad (3.61)$$

Aus Gleichung 3.52 bis 3.54 und 3.61 folgt dann durch ineinander Einsetzen und Umformen

$$d\dot{M} = \delta^3 \cdot db \cdot \frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) g}{3\eta_L} \sqrt{\left((\sin\phi \cdot \cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2\right)} \quad . \quad (3.62)$$

Durch Kondensation ändert sich der Massenstrom $d\dot{M}$ und damit die Filmdicke. Durch Ableiten von Gleichung 3.62 erhält man

$$\frac{d(d\dot{M})}{d\delta} = 3\delta^2 \cdot db \cdot \frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_G) g}{3\eta_L} \sqrt{\left((\sin\phi \cdot \cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2\right)} \quad . \quad (3.63)$$

Die Energiebilanz am Flächenelement $ds \cdot db$ führt zu einem weiteren Zusammenhang zwischen der Massenstromänderung und der Filmdicke

$$d(d\dot{M}) \cdot \Delta h_{LV} = d(d\dot{Q}) = \lambda_L \frac{\Delta T}{\delta} db \cdot ds \quad . \quad (3.64)$$

Einsetzen von Gleichung 3.63 in 3.64 ergibt die Differentialgleichung für die Beschreibung der Filmdicke entlang der Bahnlinienkoordinate s

$$\frac{d\delta}{ds} = \lambda_L \frac{\Delta T}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{\eta_L}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left((\sin\phi \cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2\right)}} \frac{1}{\delta^3} \quad . \quad (3.65)$$

Die Lösung der DGL ist

$$\frac{1}{4}(\delta^4 - \delta_0^4) = \int \lambda_L \frac{\Delta T}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{\eta_L}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left((\sin\phi \cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2\right)}} ds \quad . \quad (3.66)$$

Die Filmdicke ist also nicht direkt proportional zur Bahnlänge s .

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

Der Faktor $\sqrt{((\sin\phi\cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2)}$ entsteht dadurch, dass sich entlang der Bahn auch der Anteil der Erdbeschleunigung, der in Richtung der Teilchenbahn wirkt, mit ϕ ändert. Es lässt sich eine äquivalente Bahnlänge s_{eq} formulieren

$$ds_{eq} = \frac{1}{\sqrt{((\sin\phi\cos\theta)^2 + (\sin\theta)^2)}} ds \quad . \quad (3.67)$$

Diese Größe wird in Kapitel 5.2.4 dazu genutzt, den Wärmeübergang in Rohr und Rechteckkanal zu vergleichen und insbesondere die Auswirkungen des Ablaufwegs auf die Kondensatfilmstärke im Rohr und im Rechteckkanal zu beschreiben. In Folgenden soll nun noch die mathematische Vereinfachung der Gleichung 3.66 angegeben werden. Durch Einsetzen von 3.59 in 3.66 erhält man

$$\frac{1}{4}(\delta^4 - \delta_0^4) = \int \lambda_L \frac{\Delta\vartheta}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{\eta_L}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g} \cdot \frac{1}{\sin\phi \cdot \cos\theta} R d\phi \quad , \quad (3.68)$$

$$\frac{1}{4}(\delta^4 - \delta_0^4) = \lambda_L \frac{\Delta\vartheta}{\Delta h_{LV}} \cdot \frac{\eta_L}{\rho_L(\rho_L - \rho_G) \cdot g} \cdot \frac{1}{\cos\theta} \cdot \ln\left(\frac{\sin(\frac{\phi}{2})}{\sin(\frac{\phi_0}{2})}\right) - \ln\left(\frac{\cos(\frac{\phi}{2})}{\cos(\frac{\phi_0}{2})}\right) \quad . \quad (3.69)$$

Im Kapitel 5.2.4 wird dieses mathematische Ergebnis physikalisch interpretiert.

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

Anders als bei der Kondensation eines Reinstoffes spielt bei Gemischen die Dampfphase eine entscheidende Rolle. Es bildet sich durch die unterschiedliche Kondensationsneigung der Komponenten innerhalb der Gasphase ein Konzentrations- und Temperaturprofil aus. Die Komponente mit dem höheren Siedepunkt kondensiert bevorzugt an der Wand. Es bilden sich hohe Konzentrationen der Komponente mit dem niedrigeren Siedepunkt an der Phasengrenze aus. Diese Komponente diffundiert daher von der Phasengrenze in die Gasströmung zurück. Neben dem Wärmeübergang im Flüssigkeitsfilm treten nun auch ein Stoffübergangswiderstand und ein Wärmeübergangswiderstand in der Gasphase auf (Stephan (2006); Thonon u. a. (2003); Webb u. a. (1996) und andere).

In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten der Modellierung der Kondensation von Stoffgemischen aufgezeigt werden. In dieser Arbeit wurde experimentell ein Stoffgemisch aus R134a und R123 untersucht, um den Einfluss der Kanalgeometrie und des Neigungswinkels auch bei der Kondensation von Stoffgemischen zu ermitteln. Zur Untermauerung der Ergebnisse wurden diese mittels eines Modells nachgerechnet, das in den folgenden Unterkapiteln beschrieben wird. Die experimentellen Ergebnisse und der Vergleich mit der Rechnung werden im Kapitel 6 dargestellt.

3.4.1. Modellierungsmethoden

Im wesentlichen werden in der Literatur zwei Modellierungsansätze verfolgt. Bei der ersten Methode werden der Stoffübergang und der Wärmeübergang in der Gasphase unter Zuhilfenahme der Filmtheorie modelliert, es gibt hierfür keinen einheitlichen Namen, deswegen wird in dieser Arbeit der Begriff Stoffübergangsmethode gewählt. Es ergibt sich eine implizite Gleichung für die Temperatur an der Phasengrenzfläche, die iterativ gelöst werden muss. Die Ursprünge dieses Modells gehen auf die Arbeit von Colburn u. Drew (1937) zurück. Zentrale Annahme dieses Ansatzes ist die Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport, wodurch sich die mathematischen Ansätze für den Wärme- und Stoffübergangskoeffizient nur noch durch die Wahl der Kennzahlen unterscheiden.

Ein anderer Modellierungsansatz von Silver (1947), Bell u. Ghaly (1973), Sardesai u. a. (1983) kommt ohne die Berechnung eines Stoffübergangskoeffizienten aus. Der Wärmeübergangskoeffizient der Gasphase wird dabei durch einen Korrekturfaktor so verändert, dass der Gesamtwärmestrom aus Gaskühlung und Kondensationswärme statt des Wärmestroms der reinen Gaskühlung berücksichtigt wird. Obwohl diese Methode eine Reihe von zusätzlichen Vereinfachungen enthält und dadurch ungenauer ist als die Stoffübergangsmethode, ist sie jedoch für den praktischen Gebrauch wichtig geworden, da die notwendigen Größen zur Berechnung des Stoffübergangs oft nicht zur Verfügung stehen. Sie hat in verschiedenen Auslegungswerkzeugen als "resistance proration method" Eingang gefunden. Webb u. a. (1996) hat eine Reihe von Artikeln veröffentlicht, in denen die Vereinfachungen diskutiert und analysiert werden. Webb zeigte, dass die Vereinfachungen nicht zwangsläufig dazu führen, dass die Auslegung der Kondensatoren auf der sicheren Seite liegen. In ungünstigen Fällen kann der Kondensator auch zu klein ausgelegt werden, was zu einer Minderung der Leistung der Gesamtanlage führen kann und generell vermieden werden muss.

In der vorliegenden Arbeit wird auf das detailliertere Modell von Colburn und Drew zurückgegriffen. Stephan (2006) hat das Modell weiter verfeinert und einer numerischen Simulation für den Fall der Gleichstromkondensation gegenübergestellt. Es stellte sich heraus, dass die Filmtheorie gegenüber der exakteren Simulation die Größe des Kondensators überschätzt. Die Auslegung von Kondensatoren mittels dieses Modells führt also auf jeden Fall zu funktionsfähigen verfahrenstechnischen Anlagen und ist deswegen zu bevorzugen.

3.4.2. Verwendetes Modell

Der Modellierungsgegenstand ist das Kondensationsrohr, das im Abschnitt 4.2.2 beschrieben wurde. Es wird nur der senkrechte Fall modelliert. Die für den Wärmeübergang entscheidenden Vorgänge finden in der Gasphase statt. Die Neigung des Kanals wirkt sich jedoch auf die Verteilung und die Dicke des Kondensatfilms aus. Der Einfluss der Kondensatfilmdicke ist zwar vorhanden, soll aber bei dieser Modellierung nicht im Vordergrund stehen.

Die Kühlwassertemperatur, die im Experiment entlang der Messstrecke ansteigt, wird als konstant angenommen und vorgegeben. Der Wärmeübergangskoeffizient im Kühlwasserkanal wird mittels einer empirischen Gleichung von Gnielinski (1997) für den Wärmeübergang im konzentrischen Ringspalt aus dem Kühlwassermassenstrom und den Stoffwerten des Kühlwassers berechnet.

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

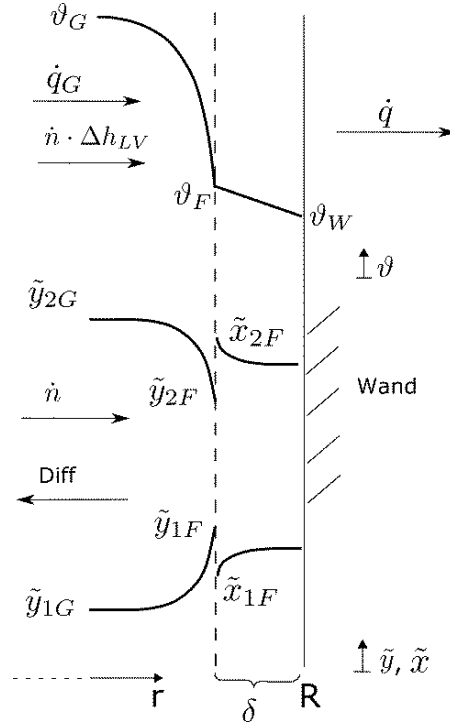


Abbildung 3.5.: Benennung der Größen in der Energiebilanz zur Gemischkondensation. Index 1: Leichtsieder, Index 2: Schwersieder

Abbildung 3.5 verdeutlicht die Benennung der relevanten Größen des kondensierenden Gemischs. In der Abbildung ist das Konzentrations und Temperaturprofil im Dampfraum und Kondensatfilm dargestellt. Durch die Wärmeabgabe an das Kühlwasser sinkt die Temperatur des Dampfes in der Kernströmung des Kanals ϑ_G zum Kondensatfilmtemperatur ϑ_F ab. Innerhalb des Films sinkt die Temperatur weiter bis auf die Wandtemperatur ϑ_W . Die Wärmeleitung durch die Wand und der Wärmeübergang an das Kühlwasser ist hier nicht dargestellt. Die an das Kühlwasser abgegebene Wärmestromdichte $\dot{q}$ setzt sich aus der Wärmestromdichte, die durch konvektive Kühlung des Gases entsteht $\dot{q}_G$ und der beim Phasenwechsel frei werdenden Wärmestromdichte $\dot{n} \cdot \Delta h_{LV}$ zusammen. Dies ist in der Skizze durch Pfeile angedeutet

$$\dot{q} = \dot{q}_G + \dot{n} \cdot \Delta h_{LV} \quad . \quad (3.70)$$

Es wird vorausgesetzt, dass das Kondensat als glatter laminarer Film an der Rohrwand nach unten strömt. Es wird die Gültigkeit der Filmtheorie vorausgesetzt. Die Wärmemenge, die vom Dampf an den Film übertragen wird, wird durch die Kondensationswärme um ein Vielfaches vergrößert und durch Wärmeleitung in radialer Richtung durch den Film transportiert. Die Abkühlung des Kondensatfilms entlang der Kanalachse wird nach einer Empfehlung von Stephan (Stephan (2006); Baehr u. Stephan (1998)) vernachlässigt, da sie im Vergleich zu den anderen Wärmeströmen vernachlässigbar gering ist. Die konvektive Kühlung des Dampfes wird so modelliert als ströme der Dampf in einem leeren Rohr

$$\dot{q}_G = \alpha_G(\vartheta_G - \vartheta_F) \quad . \quad (3.71)$$

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

ϑ_F wäre dann die Temperatur der Rohrwand. Der Wärmeübergangskoeffizient α_G im Dampfraum wird mittels einer empirischen Gleichung von Gnielinski (Gnielinski (2013, 1995)) für die Nusseltzahl der Dampfströmung berechnet. Hierbei wird die Reynoldszahl des Dampfes aus dem Dampfstrom berechnet

$$Re_G = \frac{w_G \cdot d}{\nu_G} = \frac{\dot{N}_G \cdot d}{c \cdot A_q \nu_G} \quad . \quad (3.72)$$

Die Prandtlzahl der Dampfströmung ist definiert durch

$$Pr_G = \frac{\eta_G \cdot c_{pG}}{\lambda_G} \quad . \quad (3.73)$$

Die Nusseltzahlen für die laminare (Index l) und turbulente Strömung (Index t) werden separat berechnet

$$Nu_l = \left[3,66^3 + 0,7^3 + (1,615(Re_G \cdot Pr_G \cdot \frac{d}{L})^{\frac{1}{3}} - 0,7)^3 + \left[\left(\frac{2}{1 + 22Pr_G} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot (Re_G \cdot Pr_G \cdot \frac{d}{L})^{0,5} \right]^3 \right]^{\frac{1}{3}} \quad , \quad (3.74)$$

$$Nu_t = \frac{\frac{\xi}{8} Re_G \cdot Pr_G}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8} (Pr_G^{\frac{2}{3}} - 1)}} \left(1 + \left(\frac{d}{L} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \quad (3.75)$$

mit

$$\xi = (1,8 \cdot \log(Re_G - 1,5))^{-2} \quad . \quad (3.76)$$

Die Gleichung für den laminaren Bereich gilt bis $Re_G = 2300$. Die Gleichung für den turbulenten Bereich gilt ab $Re_G = 10000$. Für den Übergangsbereich $10000 > Re_G > 2300$ wird eine Interpolationsgleichung angegeben

$$Nu_{lt} = (1 - \gamma) \cdot Nu_{l2300} + \gamma \cdot Nu_{t10000} \quad (3.77)$$

mit

$$\gamma = \frac{Re_G - 2300}{10000 - 2300} \quad .$$

Aus Nu_{lt} kann der Wärmeübergangskoeffizient des Dampfes berechnet werden

$$\alpha_G = \frac{Nu_{lt} \lambda_G}{d} \quad . \quad (3.78)$$

Die empirische Gleichung wurde für einphasige Strömung in Rohren aufgestellt und gibt den Einfluss des Kondensatfilms auf den Wärme- und Stoffübergang nicht wieder. Nach Krebs (1984) entsprechen die Mechanismen des Wärme- und Stoffübergangs in der Gasphase eines Kondensatorrohres jedoch denen in einem glatten einphasig durchströmten Rohr. Geringe Effekte wurden von den Autoren bei großen Kondensationsraten ($Re_c > 1000$) beobachtet. Hier

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

lagen die von ihnen gemessenen Stoffübergangskoeffizienten unter den nach Glieninski berechneten. Dies wurde auf die Dämpfung des turbulenten Austauschs durch den Kondensatstrom zurückgeführt. Bemerkenswert ist dabei, dass die Autoren keine Kondensationsexperimente durchführten, sondern Luft über einen in einer hydrodynamischen Anlaufstrecke erzeugten Rieselfilm strömen ließen. Andere Autoren (Bartleman u. a. (2002); Stephan (2006)) stellten während der Untersuchung von Kondensationsexperimenten fest, dass die Formulierung von Gleichungen für den Wärme- und Stofftransport nicht ohne einen Korrekturterm auskommt. Auch in dieser Arbeit wurde eine bessere Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment durch Verwendung eines Korrekturfaktors erreicht. Der Ansatz von Wallis für die Formulierung des Widerstandsbeiwerts eines aufgerauten Kondensatfilms, Gleichung 2.34, wurde in folgender Form verwendet

$$F_\delta = 1 + 360 \cdot \frac{1}{D} \cdot \left(\frac{3\nu_L^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot Re_c^{\frac{1}{3}} \quad . \quad (3.79)$$

Mit diesem Faktor wurde der Widerstandsbeiwert nach Gleichung 3.76 multipliziert.

Die gesamte Wärmestromdichte, die an den Kondensatfilm übertragen wird, beinhaltet die Kondensationswärme des Dampfes $\dot{n} \cdot \Delta h_{LV}$. Zur Berechnung dieses Anteils muss die Kondensatmolenstromdichte $\dot{n}$ bekannt sein. Die Größe der Kondensatmolenstromdichte ist anders als bei Reinstoffkondensation von Diffusionsvorgängen abhängig.

In der Abbildung 3.5 sind die Konzentrationsprofile qualitativ dargestellt. $\tilde{y}$ ist der Molanteil der Dampfphase und $\tilde{x}$ ist der Molanteil in der Flüssigkeit. Die Kondensatmolenstromdichte $\dot{n}$ strömt in Richtung Kondensatfilmoberfläche. Dabei wird die Komponente mit dem höheren Siedepunkt, im Folgenden Schwersieder genannt, sowohl konvektiv als auch diffusiv an die Kondensatoberfläche herantransportiert. Die Diffusion findet entlang des Konzentrationsgradienten von $\tilde{y}_{2G}$ nach $\tilde{y}_{2F}$ statt. Der Index F steht für die Konzentration an der Kondensatfilmoberfläche. Dort wird thermodynamisches Gleichgewicht zwischen der Dampf- und der Flüssigkeitsphase vorausgesetzt. $\tilde{y}_{2F}$ und $\tilde{x}_{2F}$ sind die entsprechenden Gleichgewichtsmolenbrüche bei der Temperatur ϑ_F und dem Systemdruck. Die Komponente mit dem niedrigeren Siedepunkt, im folgenden Leichtsieder genannt, wird ebenfalls konvektiv an den Kondensatfilm herantransportiert. Der größte Teil wird diffusiv entlang des Konzentrationsgradienten von $\tilde{y}_{1F}$ nach $\tilde{y}_{1G}$ wieder in die Kernströmung transportiert. In der Skizze ist dies mit einem Pfeil und dem Wort „Diff“ gekennzeichnet. Ein kleiner Teil mit dem Molanteil $\tilde{x}_{1F}$ kondensiert. Für die Stoffstromdichte des Leichtsieders gilt senkrecht zur Kondensatoberfläche nach Stephan (Stephan (1988); Colburn u. Drew (1937))

$$\dot{n}_1 = j_1 + \tilde{y}_1 \dot{n} \quad . \quad (3.80)$$

Dies folgt aus der Anwendung der Filmtheorie auf den Dampfraum. Die Stoffstromdichte ändert sich nur in radialer Richtung. Unter zu Hilfenahme des Fickschen Gesetzes kann

$$\dot{n} = -Dc \frac{\partial \tilde{y}_1}{\partial r} \frac{1}{\frac{\dot{n}_1}{\dot{n}} - \tilde{y}_1} \quad (3.81)$$

geschrieben werden.

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

Die Lösung der Differentialgleichung durch Trennung der Variablen und Integration über die Dampfgrenzschicht δ_G ergibt

$$\dot{n} = \beta_G \cdot c \cdot \ln\left(\frac{\frac{\dot{n}_1}{\tilde{n}} - \tilde{y}_{1F}}{\frac{\dot{n}_1}{\tilde{n}} - \tilde{y}_{1G}}\right) \quad . \quad (3.82)$$

Hierbei wurde der Stoffübergangskoeffizient $\beta_G = \frac{D}{\delta_G}$ eingeführt und die Änderung der Zylinderfläche entlang r und damit die Änderung der Stoffstromdichten innerhalb der Dampfgrenzschicht vernachlässigt. Dies ist zulässig so lange die Grenzschichtdicke klein im Vergleich zum Rohrradius ist. Diese Bedingung ist bereits eine Annahme der Filmtheorie und Voraussetzung der Rechnung.

Das Verhältnis der Stoffstromdichten $\frac{\dot{n}_1}{\tilde{n}}$ muss aus der Beschreibung des Stofftransports im Kondensatfilm ermittelt werden. Es ist üblich bei Kondensatoren von einem geschichteten Kondensatfilm auszugehen und damit jegliche Vermischung auszuschließen. Dies bietet sich auch bei der Rückflusskondensation an (Webb u. Al-Shammari (2002); ESDU (1989)), denn für solch eine Vermischung müsste die Kondensation nahe am Flutpunkt stattfinden, da erst dort mit einer signifikanten Wellenbildung am Film und damit einer Vermischung zu rechnen ist und dies wurde, wie bereits erwähnt, bei den Versuchen ausgeschlossen. In einem geschichteten Kondensatfilm hat die Schicht die lokale Konzentration $\tilde{x}_{1F}$. Daher wird Gleichung 3.82 zu

$$\dot{n} = \beta_G \cdot c \cdot \ln\left(\frac{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1F}}{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1G}}\right) \quad . \quad (3.83)$$

Zur Formulierung des Stoffübergangskoeffizienten wird Analogie zwischen Wärme- und Stoffübergang vorausgesetzt. Die empirische Gleichung für den Stoffübergang in der Gasphase entspricht formal den Gleichungen 3.74 bis 3.77 für den Wärmeübergang. Es werden nur die für den Stoffübergang gültigen dimensionslosen Kennzahlen Sherwoodzahl (Sh) und Schmidtzahl (Sc) an Stelle der dimensionslosen Kennzahlen für den Wärmeübergang Nusseltzahl (Nu) und Prandtlzahl (Pr) eingesetzt. Die Analogie ist am Kondensatfilm nicht vollständig gültig, da der molekularen Diffusion zusätzlich ein konvektiver Stoffstrom überlagert ist. Um diesen bei der Formulierung des Wärmeübergangskoeffizienten zu berücksichtigen, wird die Ackermann Korrektur E_T genutzt. Gleichung 3.71 geht über in

$$\dot{q}_G = \alpha_G E_T (\vartheta_G - \vartheta_F) \quad (3.84)$$

mit

$$E_T = \frac{1}{1 - \exp(-\varepsilon_T)} \quad , \quad (3.85)$$

$$\varepsilon_T = \frac{c\beta_G c p_G}{\alpha_G} \ln\left(\frac{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1F}}{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1G}}\right) \quad . \quad (3.86)$$

Aus der Sherwoodzahl kann β_G gemäß

$$\beta_G = \frac{Sh \cdot D}{d} \quad (3.87)$$

berechnet werden. Der binäre Diffusionskoeffizient wird mittels einer Methode nach Reid u. Prausnitz (1987) ermittelt. Eine Beschreibung der Gleichungen und Beispielwerte befinden

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

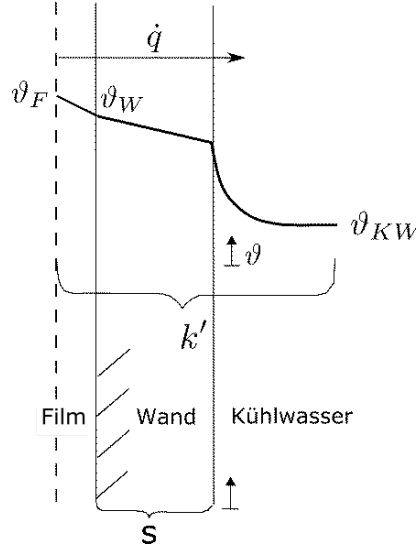


Abbildung 3.6.: Wärmeabgabe von der Filmoberfläche in das Kühlwasser

sich im Anhang A.2. Die Wärmestromdichte $\dot{q}_G$ hängt also auch von den Molanteilen der Komponenten im Dampf und an der Kondensatfilmoberfläche ab.

Der Ausgangspunkt der letzten Betrachtungen, die Energiebilanz am Kondensatfilm, Gleichung 3.70, kann nun mittels der Wärmestromdichte, Gleichungen 3.84, und der Molenstromdichte, Gleichung 3.83, umgeformt werden

$$\dot{q} = \alpha_G E_T (\vartheta_G - \vartheta_F) + c\beta_G \cdot \Delta h_{LV} \ln\left(\frac{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1F}}{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1G}}\right) \quad (3.88)$$

Der Gesamtwärmestrom wird vom Kondensatfilm an die Wand und von der Wand an das Kühlwasser abgegeben (siehe Abbildung 3.6). Dies kann mittels eines Wärmedurchgangskoeffizienten k' folgendermaßen zusammengefasst werden

$$k' \cdot (\vartheta_F - \vartheta_{KW}) = \alpha_G E_T (\vartheta_G - \vartheta_F) + c\beta_G \cdot \Delta h_{LV} \ln\left(\frac{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1F}}{\tilde{x}_{1F} - \tilde{y}_{1G}}\right) \quad (3.89)$$

An der Filmoberfläche herrscht voraussetzungsgemäß thermodynamisches Gleichgewicht. Die Molanteile $\tilde{y}_{1F}$ und $\tilde{x}_{1F}$ hängen von ϑ_F und dem Systemdruck ab. In Gleichung 3.89 ist damit die Temperatur ϑ_F nur durch Iteration ermittelbar. Nach der Berechnung der Filmtemperatur kann aus Gleichung 3.83 die lokale Kondensatmolenstromdichte und, wie noch gezeigt wird, die Enthalpie- und Temperaturänderung des Dampfes berechnet werden.

Die Temperatur und Konzentration, die während der Herleitung von Gleichung 3.89 in radialer Richtung betrachtet wurden, ändern sich auch in axialer Richtung. Zur Berechnung des gesamten Kondensationsrohres wird Gleichung 3.89 für einen Abschnitt aufgestellt. Im folgenden wird erläutert, wie die Berechnung des gesamten Kanals aus einzelnen Abschnitten in dieser Arbeit vollzogen wurde.

Der senkrechte Rückflusskanal wird in i - Abschnitte entlang der Kanalachse unterteilt, wie Bild 3.7 zeigt. Der Dampfstrom $\dot{N}_{Gein}$ tritt mit der Enthalpie $\dot{H}_{Gein}$ ein und am oberen Ende

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

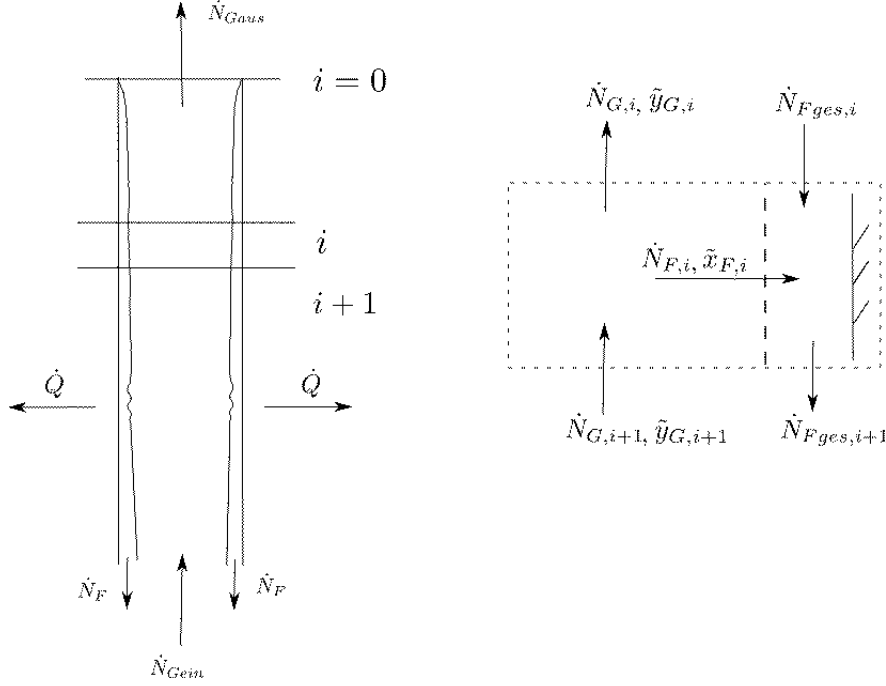


Abbildung 3.7.: Schrittweise Berechnung der Gemischkondensation, Komponentenbilanz

mit $\dot{N}_{Gaus}$ und $\dot{H}_{Gaus}$ wieder aus. Die Kühlwasserseite ist in 3.7 nicht dargestellt. Der Wärmestrom $\dot{Q}$ wird vom Inneren des Kanals durch die Rohrwand an das Kühlwasser abgegeben. Dabei entsteht das Kondensat $\dot{N}_F$ mit der Enthalpie $\dot{H}_F$. Am oberen Ende beginnt die Rechnung ($i=0$) und setzt sich Abschnitt für Abschnitt bis zum Eintritt fort. Am Dampfeintritt lag während der Experimente immer eine leicht überhitzte Dampfphase vor, deren Konzentration durch die Festlegung der Gemischzusammensetzung beim Befüllen der Anlage vorgegeben war. Die Eintrittskonzentration war immer $\tilde{y}_{1G,ein} = 0,5$.

Gleichung 3.89 wird in diesem Modell dazu genutzt die Kondensatfilmtemperatur des jeweiligen Berechnungsabschnitts zu bestimmen. Dazu muss die Temperatur und Konzentration der Dampfströmung, die Kühlwassertemperatur, der lokale Dampfstrom, der in den Abschnitt einströmende Kondensatstrom und der Kühlwassermassenstrom bekannt sein.

Im ersten Abschnitt, am Austritt des Kondensationsrohres, ist der Austrittsstrom des Dampfes und dessen Konzentration $\tilde{y}_{1G}$ und Temperatur ϑ_G bekannt. Diese Größen werden als Startwerte vorgegeben. Dabei wird für $\tilde{y}_{1G}$ die Gleichgewichtskonzentration bei ϑ_G eingesetzt. Beim Vergleich mit experimentellen Werten werden gemessene Temperaturen und Molenströme als Startwerte genutzt. Zur Berechnung der Eingangsgrößen des nächsten Abschnitts muss die Gesamtbilanz im Dampfraum und im Kondensat berücksichtigt werden. Ein Abschnitt des Rohres ist dazu in Abbildung 3.7 skizziert.

Aus der Gesamtbilanz für den Dampf im Abschnitt i

$$\dot{N}_{G,i+1} = \dot{N}_{F,i} + \dot{N}_{G,i} \quad (3.90)$$

folgt unmittelbar der Dampfstrom im nächsten Abschnitt i+1, der den Wärme- und Stoffübergang im Dampfraum maßgeblich bestimmt.

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

Aus dem Kondensatstrom im Abschnitt i $\dot{N}_{F,i}$ und dem eintretenden Gesamtkondensatstrom im Abschnitt i $\dot{N}_{Fges,i}$ kann der neue Gesamtkondensatstrom

$$\dot{N}_{Fges,i+1} = \dot{N}_{Fges,i} + \dot{N}_{F,i} \quad (3.91)$$

berechnet werden. Dieser wird für die Berechnung der Film-Reynoldszahl und damit dem Wärmeleitwiderstand des Kondensatfilms benötigt.

Die Komponentenbilanz im Abschnitt i (Abbildung 3.7) lautet

$$\dot{N}_{G,i+1} \cdot \tilde{y}_{1G,i+1} - \dot{N}_{G,i} \cdot \tilde{y}_{1G,i} = \dot{N}_{F,i} \cdot \tilde{x}_{1F,i} \quad (3.92)$$

Setzt man die Gesamtbilanz des Dampftraums (Gleichung 3.90) ein, um $\dot{N}_{G,i+1}$ zu eliminieren, so folgt

$$(\tilde{y}_{1G,i+1} - \tilde{y}_{1G,i}) \dot{N}_{G,i} = \dot{N}_{F,i} \cdot (\tilde{x}_{1F,i} - \tilde{y}_{1G,i+1}) \quad (3.93)$$

Wobei $\dot{N}_{F,i}$ auch mittels der Stoffstromdichte ausgedrückt werden kann

$$\dot{N}_{F,i} = \dot{n}_i \cdot \Delta A \quad , \quad (3.94)$$

Nach $\tilde{y}_{1G,i+1}$ aufgelöst ergibt sich

$$\tilde{y}_{1G,i+1} = \frac{\dot{n}_i \cdot \Delta A \cdot \tilde{x}_{1F,i} + \tilde{y}_{1G,i} \dot{N}_{G,i}}{\dot{N}_{G,i} + \dot{n}_i \cdot \Delta A} \quad (3.95)$$

Die Dampfkonzentration der Komponenten im Abschnitt i ändert sich entsprechend der Anteile, die durch den Kondensatstrom aus dem Dampf abgetrennt werden. Durch die Komponentenbilanz ist also die Dampfkonzentration im nächsten Abschnitt $i+1$ bekannt.

Die Energiebilanz im Abschnitt i (Abbildung 3.8) lautet

$$\dot{N}_{G,i+1} \tilde{h}_{G,i+1} - \dot{N}_{G,i} \tilde{h}_{G,i} = \dot{N}_{F,i} \tilde{h}_{G,I} + \dot{q}_G \Delta A \quad (3.96)$$

Setzt man die Gesamtbilanz des Dampftraums (Gleichung 3.90) ein, um $\dot{N}_{G,i+1}$ zu eliminieren, so folgt für die Dampfenthalpie des nächsten Abschnitts

$$\tilde{h}_{G,i+1} = \frac{\dot{N}_{G,i}}{\dot{N}_{G,i} + \dot{N}_{F,i}} \tilde{h}_{G,i} + \frac{\dot{N}_{F,i}}{\dot{N}_{G,i} + \dot{N}_{F,i}} \tilde{h}_{G,I} + \frac{\dot{q}_G}{\dot{N}_{G,i} + \dot{N}_{F,i}} \Delta A \quad (3.97)$$

Die Änderung der Dampftemperatur entsteht durch konvektive Kühlung des Gasstroms. Die Temperatur des nächsten Abschnitts berechnet sich aus

$$\alpha_G \cdot (\vartheta_{G,i} - \vartheta_{F,i}) = \tilde{c}p_G \cdot (\vartheta_{G,i+1} - \vartheta_{G,i}) \quad (3.98)$$

Mit Hilfe der Gleichungen 3.83 bis 3.97 können nun alle Stützstellen nacheinander durchgerechnet werden. Im ersten Abschnitt wurde, wie bereits erwähnt, der Austrittsmolenstrom als

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

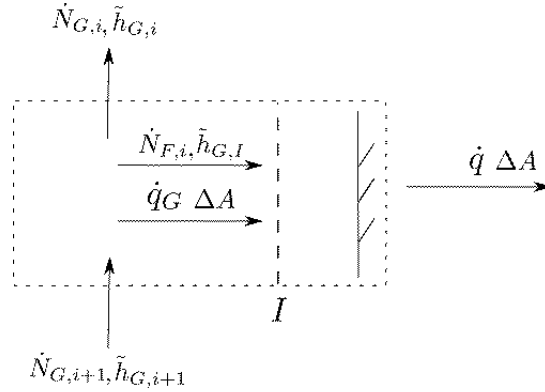


Abbildung 3.8.: Energiebilanz im Abschnitt

Startwert vorgegeben. Nachdem alle Abschnitte das erste Mal durchgerechnet wurden, ist der Eintrittsmolenstrom bekannt.

Der Austrittsmolenstrom ist über die globale Stoffbilanz mit dem Gesamt-Kondensatmolenstrom und dem Eintrittsmolenstrom verknüpft

$$\dot{N}_{Gein} = \dot{N}_{Gaus} + \dot{N}_F \quad . \quad (3.99)$$

Der Gesamt-Kondensatmolenstrom ergibt sich aus der Summe aller lokal kondensierenden Molenströme

$$\sum_i \dot{n}_i \cdot \Delta A = \dot{N}_F \quad . \quad (3.100)$$

Aus dem Kondensatmolenstrom $\dot{N}_F$ und dem Dampfstrom am Eintritt $\dot{N}_{Gein}$, kann dann ein neues $\dot{N}_{Gaus}$ berechnet und erneut alle Abschnitte durchgerechnet werden. Diese Iterationsschleife wird solange ausgeführt, bis sich neuer und alter Molenstrom nur noch um weniger als 0,1% unterscheiden. Dies ist die innere Iterationsschleife.

Der Dampfanteil am Eintritt ist ein Ergebnis der inneren Iteration von $\dot{N}_{Gaus}$. Er muss am Ende der Rechnung voraussetzungsgemäß $\tilde{y}_{1G,ein} = 0,5$ betragen, denn mit diesem Molanteil strömt das Dampfgemisch vom Verdampfer in die Kondensationsmessstrecke. Die Wahl der Austrittstemperatur und des Austrittsmolanteils steuert das Ergebnis des Molanteils und der Dampftemperatur am Eintritt und muss in einem iterativen Prozess solange verändert werden, bis der Molanteil am Dampfeintritt $\tilde{y}_{1G,ein} = 0,5$ eingestellt wurde und die Dampfeintrittstemperatur dem experimentellen Wert entspricht. Es ist also eine weitere äußere Iterationsschleife nötig.

Die Austrittstemperatur weicht dann meist von der gemessenen Temperatur ab und der Molanteil entspricht nicht dem Gleichgewichtsmolanteil bei Austrittstemperatur. Dies spiegelt die Abweichung zwischen Modell und Experiment wieder und wird in Kapitel 6.3 eingehend erläutert.

Die Ergebnisse gelten für die Vorgabeparameter Geometrie, Druck, Eintrittsmolenstrom, Fluidmischung und deren Eintrittskonzentration, Kühlwassertemperatur und Kühlwassermassenstrom.

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

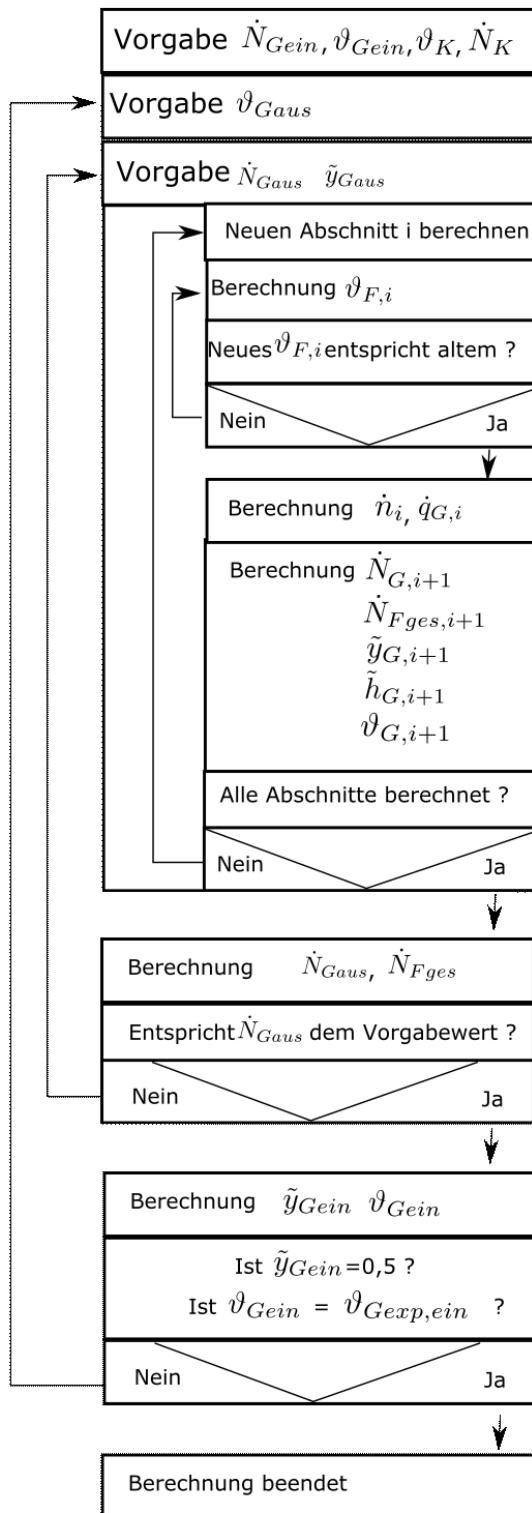


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des Programmablaufs

3.4. Modellierung des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Stoffgemischen

Die Berechnung wurde mittels der Software Mathcad durchgeführt. Für die Iteration der Filmtemperatur wurde eine Mathcad-interne Iterationsfunktion genutzt. Die globale Iteration wurde durch wiederholte Berechnung des gesamten Mathcad-Arbeitsblattes realisiert. In Abbildung 3.9 ist der Berechnungsablauf schematisch zusammengefasst.

Der Vergleich der Experimente mit den Berechnungen ist im Kapitel 6.3 dargestellt. Die Auswertung der Experimente wurde vornehmlich im Massenbezugsystem durchgeführt. Beim Vergleich der Experimente mit dem Modell wurde der Molenstrom einer Komponente in den Massenstrom mittels der Molmasse der Komponente umgerechnet. Molenströme bestehend aus mehreren Komponenten wurden mittels der mittleren Molmasse umgerechnet. Für die Gasphase gilt beispielsweise

$$\dot{N}_G = \frac{\dot{M}_G}{\tilde{M}_G} \quad , \quad (3.101)$$

$$\tilde{M}_G = \tilde{y}_1 \tilde{M}_{G1} + \tilde{y}_2 \tilde{M}_{G2} \quad . \quad (3.102)$$

4. Experimentelle Untersuchungen

Zur Vertiefung des Verständnisses der Rückflusskondensation sind experimentelle Untersuchungen unerlässlich. In dieser Arbeit wurde davon Abstand genommen, einen ganzen kompakten Kondensator zu untersuchen. Kompakte Apparate haben enge Strömungskanäle in der Größenordnung weniger Millimeter. Für das grundlegende Verständnis solcher Apparate sind zunächst die Vorgänge in einem einzelnen Kanal zu beschreiben. Erst dann ist eine Erweiterung auf eine ganze Reihe solcher parallelen Kanäle sinnvoll.

Es wurde exemplarisch wie auch bereits bei den vorangegangenen Untersuchungen von Fiedler u. Auracher (2004a) ein einzelner Strömungskanal in einfacher Geometrie untersucht. Dazu dienten vor allem zwei verschiedene Rechteckkanäle, die im Abschnitt 4.2 beschrieben werden. Bei den Untersuchungen zu Gemischen (Kapitel 6) wurde auch ein zylindrisches Rohr untersucht. Durch die bewusste Ähnlichkeit der Versuchsanlage und der Versuchsdurchführung sind alle Experimente mit denen von Fiedler gut vergleichbar.

In diesem Kapitel wird zunächst die Versuchsanlage beschrieben. Dann erfolgt die Beschreibung der Messstrecken und der Versuchsdurchführung sowie der Datenauswertung und Fehlerbetrachtung.

4.1. Versuchsanlage

Die Versuchsanlage aus den vorangegangenen Untersuchungen von Fiedler u. Auracher (2004a) wurde unverändert übernommen. Der Aufbau soll hier zunächst allgemein erläutert werden. Für den Einsatz der Versuchsfluide R123 und Wasser mussten Änderungen vorgenommen werden. Im nächsten Abschnitt werden die Änderungen an der Versuchsanlage dargestellt.

Das Fließbild der Versuchsanlage ist in Abbildung 4.1 zu sehen. In der Versuchsanlage fließt das Kältemittel in einem geschlossenen Kreislauf, dadurch ist ein Befüllen und Entleeren nur beim Wechsel des Versuchsfluids nötig. Alle Verbindungsleitungen der Messstrecke sind mit Kugelhähnen versehen. Es muss also nur wenig Kältemittel abgelassen werden, wenn eine neue Messstrecke eingebaut wird. Der Druck in der Anlage wird durch Pumpe, Verdampfer, Messstrecke, Kondensator und den temperierbaren Vorlagebehälter B1 beeinflusst. Letzterer ermöglicht die Einstellung eines konstanten Systemdrucks. Die einzelnen Anlagenteile werden weiter unten im Detail dargestellt, es folgt zunächst die Erläuterung der Kreislaufführung:

Die Pumpe fördert zwischen 10 und 50% des Versuchsfluids kontinuierlich aus dem Vorlagebehälter B1 in den Verdampfer W1. Dort verdampft es vollständig und strömt in die Messstrecke. Den anderen Teil fördert sie direkt wieder in den Vorlagebehälter. Die dadurch erzeugte Durchmischung im Behälter wirkt sich günstig auf die Regelbarkeit des Drucks der Anlage aus. Das dampfförmige Versuchsfluid aus W1 kondensiert je nach Messpunkt ganz oder teilweise in der Messstrecke. Die Höhe des Kondensatvolumenstroms kann im Messzylinder B2

4.1. Versuchsanlage

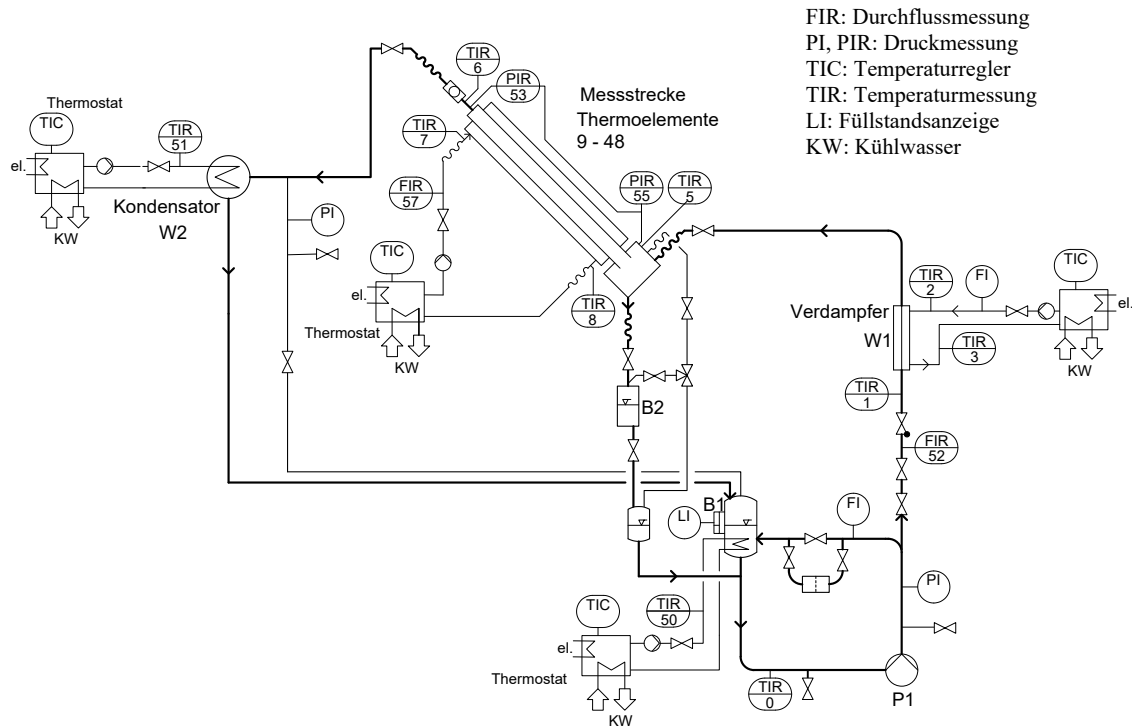


Abbildung 4.1.: Rohr und Instrumenten Fließbild

bestimmt werden. Dazu wird der Abfluss des Behälters abgesperrt und die Zeit gestoppt, in der das Fluid eine bestimmte Füllmenge im Zylinder erreicht. Die Maximalfüllmenge beträgt 35 ml. Das Kondensat aus der Messstrecke fließt direkt der Pumpe zu und mischt sich mit der Flüssigkeit aus Behälter B1. Der Dampf, der in der Messstrecke nicht kondensiert wurde, strömt aus der Messstrecke in den Kondensator W2, wo er verflüssigt wird. Aus dem Kondensator W2 fließt diese Flüssigkeit in den Vorlagebehälter B1 und dann zur Pumpe, wo der Kreislauf von Neuem beginnt.

Der Kondensator W2 und die Messstrecke benötigen zur Wärmeabfuhr temperaturgeregelte Kühlkreisläufe, der Verdampfer W1 und der Behälter B1 entsprechende Heizkreisläufe. Jeweils ein Laborthermostat übernimmt diese Aufgabe und sorgt für eine konstante Temperatur ($\pm 0,1^\circ\text{C}$) und einen konstanten Durchfluss ($\pm 0,1 \text{ l/min}$). Die Solltemperaturen für diese Regelkreise werden manuell vorgegeben.

Der Neigungswinkel der Messstrecke ist, wie in der vorangegangenen Arbeit, ein wichtiger Versuchsparameter. Er kann von 0° bis 90° variiert werden, wobei der Winkel zwischen der Längsachse der Messstrecke und der Horizontalen gemessen wird.

Als Sicherheitseinrichtung für die Versuchsanlage dient ein Überdruckventil, das auf einen Druck von 10bar eingestellt ist. Sollte die Temperatur in der Anlage unbemerkt ansteigen, so wird über dieses Sicherheitsventil Kältemittel abgeblasen.

Die Anlage wurde größtenteils mit Swagelok Verschraubungen ausgeführt, die für eine hohe Dichtigkeit auch nach mehrmaligem Öffnen und Schließen der Verschraubungen sorgen. Vor dem Befüllen der Anlage wurden Dichtigkeitstests mit einer Mischung aus Stickstoff und gasförmigen Kältemittel vorgenommen. Dabei wurde mit einem Lecksuchgerät (Firma CPS,

4.1. Versuchsanlage

Modell LS790A) jede Rohrverbindung im Bereich des Betriebsdrucks überprüft. Das Lecksuchgerät detektiert geringe Kältemittelkonzentrationen und zeigt dies akustisch an. Die Verschraubungen wurden mit dem Lecksuchgerät untersucht und gegebenenfalls neu abgedichtet. Die Anlage wurde als dicht eingeschätzt, wenn der Druck innerhalb von einer Minute nur etwa um ein Millibar sank.

4.1.1. Messtechnik

Die Messwerte wurden mittels der Software Labview und einer Scanner/Voltmeter Kombination der Firma Hewlett Packard aufgezeichnet (3497 A Data Acquisition/Control Unit). Bis auf den Kondensatvolumenstrom, der mittels eines Messzylinders und einer Stoppuhr ermittelt wurde, wurden alle Messgrößen durch die Sensorelektronik in elektrische Signale umgewandelt. Der Scanner hat die Aufgabe die einzelnen Messkanäle ein- und auszuschalten und das Voltmeter misst die Spannung des Sensorausgangs und gibt den Messwert in digitalisierter Form an den Computer weiter. Innerhalb des Labview-Programms wird der Wert der Spannung in den Wert der physikalischen Größe umgerechnet, angezeigt und gespeichert. Näheres zur Abfolge der Messung ist im Kapitel 4.3 beschrieben. Die Auswertung der Messergebnisse fand im Tabellenkalkulationsprogramm Microsoft Excel statt und ist im Abschnitt 4.5 beschrieben.

Die Ein- und Austrittstemperatur (T5 und T6) des Kältemittels sowie die Ein- und Austrittstemperaturen des Kühlwassers (T7 und T8) wurden mit Mantelthermoelementen Typ K der Dicke 0,5mm gemessen. In der Wand der Rohrmessstrecke sind Thermoelemente Typ K mit einer Dicke von 0,25mm installiert. Näheres zu diesen Thermoelementen ist im Abschnitt 4.2 beschrieben.

Der Absolutdruck in der Anlage wurde mittels eines Absolutdrucksensors S-10 der Firma WIKA ($\pm 0,15\%$ vom Endwert) am unteren Ende der Messstrecke gemessen, genauso wie die Dampfeintrittstemperatur. Durch diese Anordnung ließ sich die Überhitzung des Dampfes bestimmen (siehe Abschnitt Datenauswertung 4.5). Der Dampf sollte 1-2°C überhitzt sein, um sicher gehen zu können, dass der gesamte Eintrittsstrom dampfförmig ist.

Zur Durchflussmessung des Kühlwassers kam ein Flügelradsensor der Firma Omega mit einer Genauigkeit von 2,5% v.E.W. zum Einsatz.

Der Durchflussmesser des Versuchsfluids hat ein Coriolis-Messprinzip (Firma Schwing) und eine Genauigkeit von $\pm 0,15\%$.

4.1.2. Versuchsfluide

Die meisten Versuche wurden mit dem Kältemittel R134a durchgeführt. Es ist nicht giftig und nicht entflammbar und ermöglicht die Durchführung von Kondensationsversuchen bei Temperaturen zwischen 26 und 32°C . Die Anlage steht dabei unter einem Absolutdruck von 7 bis 8 bar.

Das Versuchsfluid R123 ist ebenfalls ungiftig und nicht entflammbar. Bei Temperaturen bis ca. 28°C liegt der Dampfdruck unter dem Umgebungsdruck. Die Versuche mit dem Reinstoff R123 wurden bei leicht erhöhtem Druck von 1,3bar (absolut) durchgeführt. Bei 1,3bar ist die Kondensationstemperatur 34,9°C.

4.1. Versuchsanlage

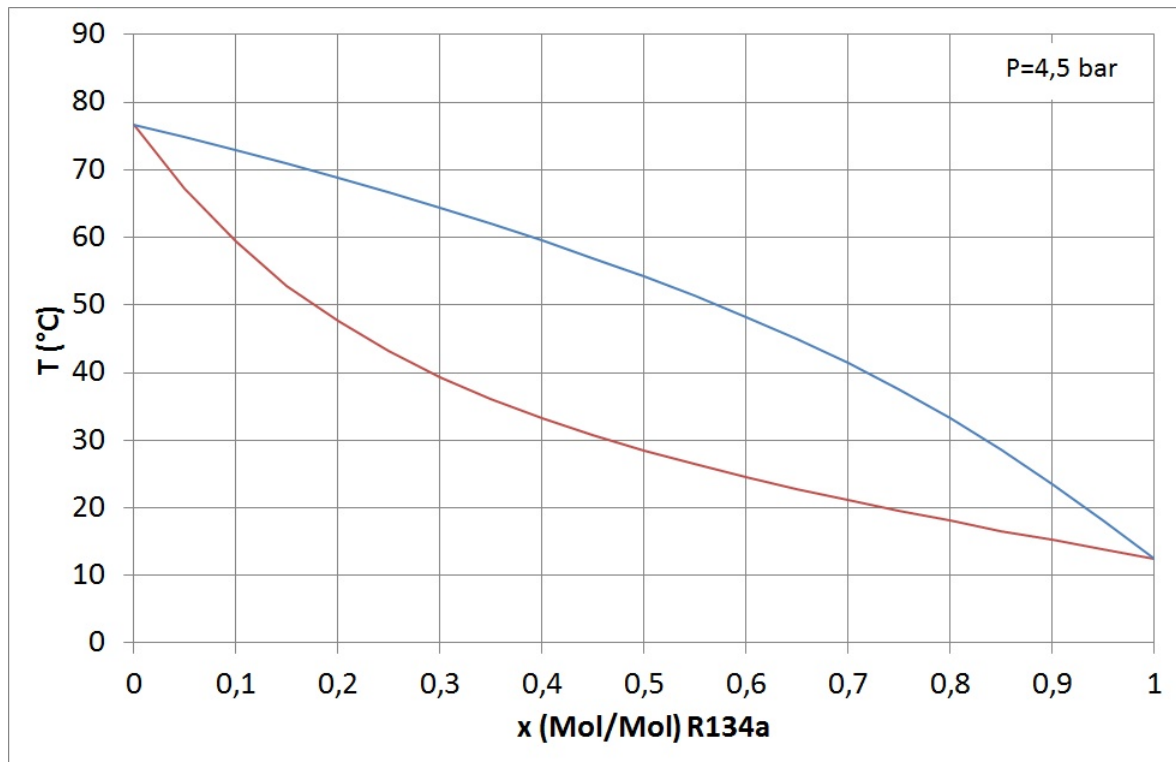


Abbildung 4.2.: Gleichgewichtsdiagramm für das Stoffgemisch R134a /R123 bei einem Druck von 4,5bar (absolut). Daten aus Refprop 7, Lemmon u. a. (2002)

Die Verlustwärme an die Umgebung ist bei diesen Kondensationstemperaturen gering. Die Kühlwassertemperatur hängt von der Temperatur des Leitungswassers ab, die je nach Jahreszeit zwischen 12 und 16°C lag. Bei manchen Versuchen hat die Temperaturdifferenz zwischen Kondensat und Kühlwasser für die angestrebte Kondensationsrate nicht ausgereicht, deswegen wurde zeitweise ein Thermostat mit Kältemaschine eingesetzt, um die Kühlwassertemperatur weiter absenken zu können.

In Abbildung 4.2 ist das Gleichgewichtsdiagramm des Gemischs R134a / R123 für 4,5bar dargestellt. Bei den Versuchen mit dem Gemisch aus gleichen Anteilen R134a und R123 liegt der Bereich der Kondensationstemperatur bei 4,5 bar zwischen 28 und 54°C. Das Gemisch hat bei dieser Zusammensetzung einen weiten Kondensationsbereich, so dass die Konzentrationsunterschiede in Dampf und Kondensat groß sind. Es ist für die Messung der Kondensation von Gemischen besonders interessant, welchen Einfluss der Stofftransport auf den Kondensationsvorgang hat. Bei großen Konzentrationsunterschieden zwischen Dampf und Kondensation ist die treibende Kraft für Diffusionsvorgänge groß und der Einfluss des Stofftransports auf die Kondensation besonders gut ermittelbar.

Für die Versuche mit Wasser wurde sehr reines destilliertes Wasser der Fa. Merck verwendet. Dadurch wurden Rückstände im Verdampfer vermieden. Die Systemdruck wurde auf 0,6bar (absolut) eingestellt. Damit betrug die Kondensationstemperatur 87°C.

4.1. Versuchsanlage

4.1.3. Anpassung der Versuchsanlage

Die Versuche mit dem Gemisch R134a/R123 und die Messungen mit R134a im Rechteckkanal wurden mit der unveränderten Versuchsanlage von Fiedler durchgeführt. Für die Messungen mit dem Kältemittel R123 und Wasser wurden Teile der Versuchsanlage an die geänderten Druck und Temperaturbedingungen angepasst.

Der Verdampfer wurde bei Fiedler noch als Koaxialverdampfer ausgeführt. Im Zuge der Umstellung der Anlage wurde stattdessen ein Plattenwärmeübertrager (GEA Ecoflex BP 18M-14-G2G2x Fläche 0,5m²) verwendet. Zusätzlich wurde eine temperaturbeständige Kreislumpumpe eingesetzt, um den sekundärseitigen Durchfluss im Verdampfer zu erhöhen. Es konnten dadurch die erforderlichen höheren Wärmeleistungen von bis zu 300 W statt bisher bis zu 150 W während der Versuche mit Wasser erreicht werden. Die Anlage wurde mit einer besseren Wärmedämmung ausgestattet und es wurden an mehreren Stellen Schutzheizungen installiert, um die Wärmeabgabe an die Umgebung zu unterbinden.

Der Kondensator W2 bestand bei Fiedler aus einer gekühlten Rohrschlange. Er wurde ebenfalls durch einen Plattenwärmeübertrager ersetzt.

Der Behälter B1 (siehe Abbildung 4.1), das Filter in der Bypass-Leitung zwischen Pumpe und B1 sowie der Messzylinder zur Kondensatmessung B2 wurden nicht verändert. Am Filter wurde lediglich ein dritter Kugelhahn eingebaut, da dieses Bauteil als Kältemittelfilter und Trockner genutzt und während der Versuche mit Wasser vom Kreislauf getrennt werden sollte.

Die hermetische Kreislumpumpe P1 wurde durch eine frequenzgeregelte Zahnrumpumpe ersetzt. Diese Pumpe ist für Temperaturen bis 150°C ausgelegt und ermöglicht eine genauere Dosierung des Versuchsfluids.

Wegen der Umstellung des Versuchsfluids von R134a auf Wasser musste die Abdichtung der Anlagenkomponenten teilweise erneuert werden. Es waren nicht alle Dichtungsmaterialien resistent gegenüber Wasserdampf.

Die Ein- und Austrittstemperaturen des Kühlwassers (T7 und T8) wurden nun mit 1mm dicken Platin-Widerstandsthermometern (PT100) gemessen. Zur Vermeidung von Fehlmessungen tauchte das 100mm lange Mantelrohr des Sensors vollständig in das Kühlmedium ein. Zwei PT100 Mantelsensoren mit dem Außendurchmesser 0,5mm dienten zur Messung der Temperaturen T5 und T6 im Versuchsfluid. Der geringe Durchmesser wurde gewählt, da die vorhandenen Verschraubungen genutzt werden und Wärmeleitungseffekte innerhalb des Edelstahlmantels der Sensoren reduziert werden konnten.

Der Differenzdrucksensor zwischen Messstreckenein- und austritt wurde durch einen Sensor der Firma DRUCK ersetzt. Er hat einen Messbereich von 300mbar und eine Genauigkeit von 0,1% vom Messbereichsendwert (v.E.W).

Der Durchflusssensor für das Kühlwasser wurde für die Messungen mit Wasser und R123 durch einen temperaturbeständigen Turbinendurchflussmesser der Firma Küppers (HM7) ersetzt (Genauigkeit $\pm 0,3\%$).

4.2. Messstrecken

Sensor	Firma	Messstelle	Messbereich	Genauigkeit
Differenzdrucksensor	Druck	PIR 53	0-300mbar	$\pm 0,1\%$ v. E.W.
Absolutdruck (Piezoresistiver Aufnehmer)	Wika	PIR 55	0-16 bar	$\pm 0,5\%$ v. E.W.
Koreolis Durchflussmesser	Schwing	FIR 52	0,002-0,1 kg/min	$\pm 0,15\%$ v. E.W.
Turbinen Durchflussmesser	Küppers	FIR 57		$\pm 0,3\%$ v. M.W.
Flügelrad Durchflussmesser	Omega	FIR 57	0-12 l/min	$\pm 2,5\%$ v. E.W.
Mini Pt100 0,5mm	Electronic Sensor	TIR 5, 6	kalibriert 0-100°C	$\pm 0,1\text{K}$.
Pt100 Kühlwasser 1mm	Electronic Sensor	TIR 7,8	kalibriert 0-100°C	$\pm 0,1\text{K}$
Thermoelemente Typ K, 0,25mm	Electronic Sensor	TIR 9-48	kalibriert 0-100°C	$\pm 0,2\text{K}$
Thermoelemente Typ K, 0,5mm	Electronic Sensor	alle anderen TIR	kalibriert 0-100°C	$\pm 0,2\text{K}$

Tabelle 4.1.: Verwendete Sensoren und deren Messgenauigkeit

4.2. Messstrecken

Der Einzelkanal, in dem die Kondensationsversuche durchgeführt wurden, ist auf einem Gelenk gelagert, das das Kippen des Kanals ermöglicht. Neben dem Dampfmassenstrom und dem übergehenden Wärmestrom kann also auch der Neigungswinkel verändert werden. Der Neigungswinkel wird im Bezug zur Horizontalen gezählt. 0° bedeutet horizontale und 90° vertikale Orientierung. Um ein Schwenken der Messstrecke zu ermöglichen, ist sie mit Edelstahl-Wellschläuchen mit den Rohrleitungen der Anlage verbunden. In unmittelbarer Nähe des Eintritts in den Kanal ist ein Sensor für den Absolutdruck und einer für die Eintrittstemperatur platziert, um die Eintrittsbedingungen zu überwachen und aufzuzeichnen. Am oberen Ende der Messstrecke ist ein Schauglas angebracht, um austretende Flüssigkeit erkennen zu können (Fluten). Zwischen Schauglas und Messstreckenende wird die Austrittstemperatur gemessen. Die Thermoelementverschraubung ist für Mantelfühler von 0,25 und 0,5mm Dicke geeignet. Im Laufe der Arbeit wurde sowohl mit 0,5mm dicken Thermoelementen als auch mit 0,5mm dicken Pt100 Fühlern gearbeitet. Der Differenzdrucksensor samt Verrohrung ist auf dem schwenkbaren Gestell der Messstrecke montiert, damit Druckleitungen möglichst kurz bleiben konnten. Die Verschraubungen für die beiden Leitungen befinden sich jeweils gegenüber der Messstelle für Ein- und Austrittstemperatur.

4.2.1. Rechteckkanal

Es wurde eine schlanke Kanalform gewählt. Die langen Seiten bilden die Seitenwände und die kurzen die untere und obere Wand. In Abbildung 4.3 sind die Dimensionen dieses hauptsächlich verwendeten Rechteckkanals angegeben. Der Kanal wird bei allen Messungen hochkant eingebaut. Die Kanalhöhe beträgt für alle Rechteckkanäle 15mm. Die Breite kann 4,6mm und 2mm betragen, wobei 4,6mm einem hydraulischen Durchmesser von 7mm entspricht und damit direkte Vergleiche mit den vorangegangenen Untersuchungen in einem Rohr mit dem Durchmesser 7mm möglich sind. (siehe Abbildung 4.3).

Der Kanal wurde aus zwei Teilen gebaut. Dies hatte einerseits fertigungstechnische Vorteile und andererseits war es möglich durch den Austausch des Oberteils die Kanalbreite zu variieren. Das Oberteil enthält eine lange Seitenfläche und die beiden kurzen Seiten des Rechteck-

4.2. Messstrecken

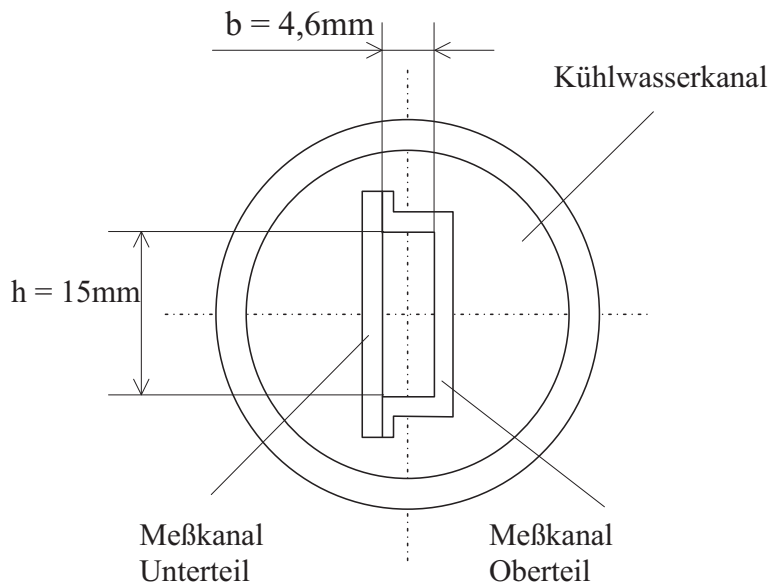


Abbildung 4.3.: Definition der Höhe und Breite des Rechteckkanals $d_h = 7\text{mm}$

querschnitts. Das Unterteil wird gegen das Oberteil verschraubt. Die Abdichtung des Kanals erfolgte mit einer speziell angefertigten Dichtung aus EPDM. In Längsrichtung des Rechteckkanals wurden zwei Nuten gefräst, in die jeweils eine EPDM Rundschnur gelegt wurde. An den Stirnseiten wurde 1,5mm dünnes EPDM Flachmaterial auf das richtige Maß zugeschnitten. Ein Rahmen aus Edelstahlblech bildet die Abgrenzung zum Kanalinneren. Damit wird die Montage erleichtert und langwieriges Zurechtschneiden der Dichtung vermieden. Die Verbindung der Rundschnur mit dem Flachmaterial wurde durch einen elastisch bleibenden Hochtemperatur-Silikonkleber realisiert.

Ein Rohr mit angeschweißten Flanschen bildet den Kühlmantel der Messstrecke. Das Kühlmedium tritt über 4 Rohrstutzen in den äußeren Mantel ein und am anderen Ende des Kühlmantels ebenfalls über 4 Rohrstutzen aus. Die Rohrstutzen sind gleichmäßig über den Umfang verteilt angeordnet. Die zu- und abführenden Schläuche wurden so gefertigt, dass eine gleichmäßige Durchströmung des Kühlmantel erreicht wird. Die vier Schläuche an den Stutzen werden über ypsilon-förmige Schlauchverbinder in der ersten Stufe zu zwei Schläuchen vereint, die ihrerseits mittels eines solchen Schlauchverbinders in der zweiten Stufe in einen gemeinsamen Schlauch münden. Die Schlauchlängen und Durchmesser sind in jeder Stufe untereinander gleich. Diese Maßnahmen gewährleiten eine gleichmäßige Strömung um die Messstrecke herum und damit symmetrische Wärmeübergangsbedingungen.

Die Stirnseiten der Messstrecke wurden durch Fräs- und Dreharbeiten so gefertigt, dass sie bündig mit dem äußeren Kühlwasserrohr abschlossen. Dadurch konnte die Messstrecke leicht durch einen Ring, der über die Endscheiben gezogen wurde im Kühlmantelrohr zentriert werden. Der Flanschdeckel des Kühlmantels presste sich beim Festschrauben auf die stirnseitige Dichtung des Messkanals und dichtete diese ab. Am Eintritt der Messstrecke ist im Flanschdeckel das Anschlussrohr mit allen Messstutzen direkt angeschweißt (siehe Abbildung 4.6). Der Durchmesser des Anschlussrohres beträgt 18mm und ist damit etwas größer als die lange Seite des Rechteckkanals. Der Dampf trifft auf den rechteckigen Eintrittsquerschnitt. Am Austritt wird der Durchmesser allmählich bis auf 8mm reduziert. Dies ermöglicht den

4.2. Messstrecken

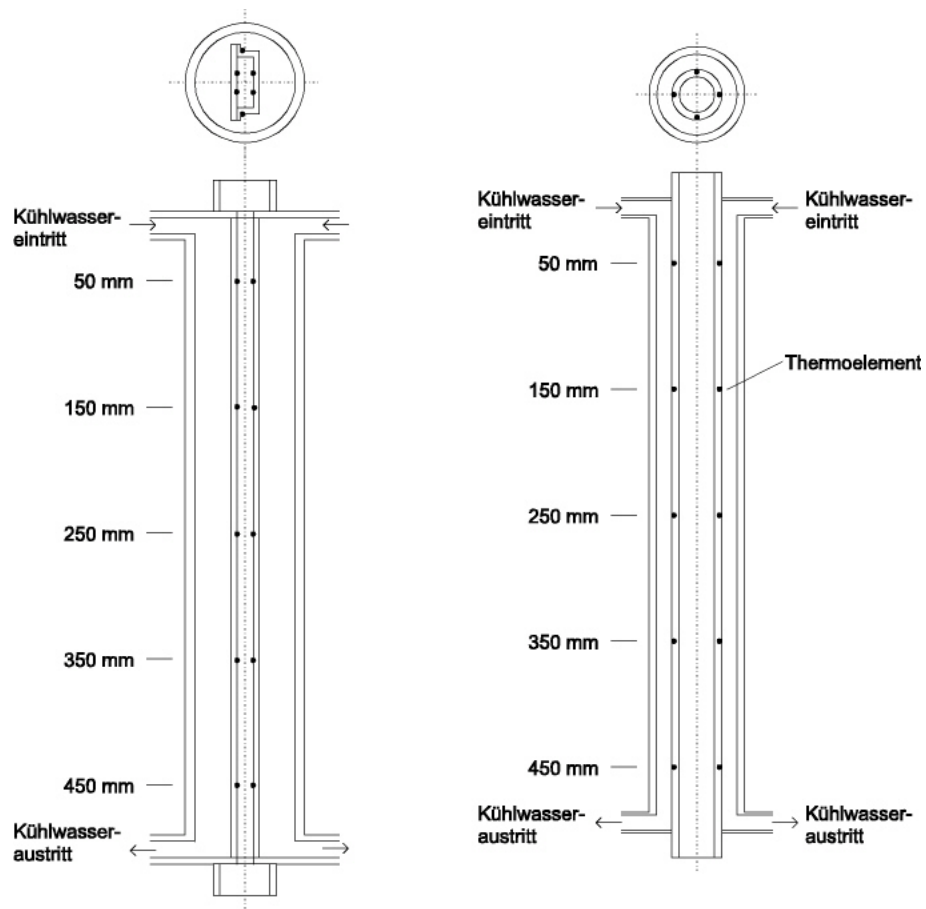


Abbildung 4.4.: Rechteckige Messstrecke und das Rohr aus der Arbeit von Fiedler mit Position der eingelöteten Thermoelemente

4.2. Messstrecken

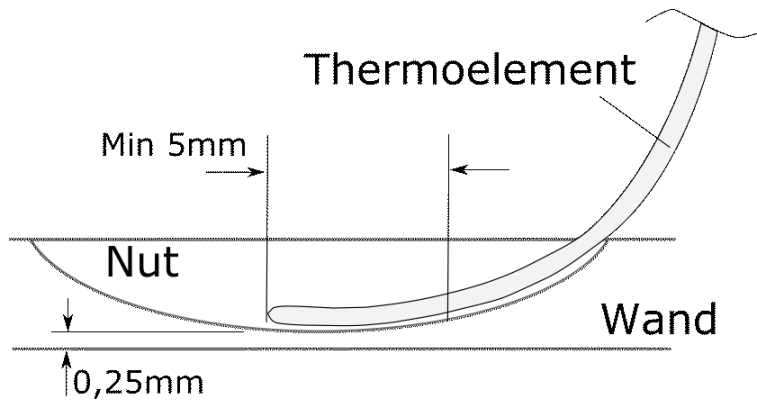


Abbildung 4.5.: Einbauweise der Thermoelemente in die Wand des Rechteckkanals

einfachen Anschluss des Schauglases über eine 8mm Rohrverschraubung.

30 Thermoelemente sind an 5 Stellen entlang der Messstrecke installiert. Damit kann die mittlere Wandtemperatur bestimmt und Veränderungen im Temperaturverlauf der Wand analysiert werden. 6 Thermoelemente sind jeweils über den Querschnitt verteilt eingebaut. 2 Thermoelemente sind auf den beiden Längsseiten des Rechtecks und jeweils ein Thermoelement auf den beiden kurzen Seiten angeordnet (siehe Abbildung 4.4). Da das Unterteil für unterschiedliche Kanalbreiten identisch ist, werden 10 Thermoelemente gleichbleibend für die verschiedenen Kanalbreiten genutzt. Dabei werden Messfehler durch unterschiedliche Kennlinienabweichung vermieden und die Vergleichbarkeit der Messungen in Messstrecken unterschiedlicher Kanalbreite erhöht.

Die eingebrachten Mantelthermoelemente haben einen Durchmesser von 0,25 mm und sind vom Typ K. Sie wurden in einer 0,3 mm breiten Nut fixiert und dort mit Spezial-Lötzinn der Firma Electronic Sensor eingelötet. Die Nut wurde in die Wand der Messstrecke mit einer Kreissäge gesägt und hat somit die Form eines Kreissegments. Die Tiefe der Nut ist so bemessen, dass ein Mindestabstand zur inneren Oberfläche der Messstreckenwand von etwa 0,25mm eingehalten wird (Siehe Abbildung 4.5). Eine Abschätzung der möglichen Temperaturdifferenz zwischen Nutboden und Kanaloberflächentemperatur ergab, dass die gemessene Wandtemperatur und die Temperatur der Wandoberfläche im Kanal bei den Messungen mit Kältemitteln um weniger als 0,14K auseinanderlag (siehe Rechnung in Anhang A auf Seite 125). Diese Abweichung liegt im Bereich der Messgenauigkeit der Thermoelemente und ist deswegen vernachlässigbar. Bei den Wassermessungen entstehen größere Wärmestromdichten, wodurch die Messungenauigkeit hier im ungünstigsten Fall auf 0,3 K ansteigen kann. Da die Wandtemperatur in jedem Fall zu niedrig gemessen wird, wird der tatsächlich auftretenden Wärmeübergangskoeffizienten unterschätzt.

Die Thermoelementspitze wurde am tiefsten Punkt der Nut fixiert. 5mm des Thermoelements werden nahezu parallel zur Kanalwand geführt. Nach einer Empfehlung des Herstellers der Thermoelemente reicht diese Strecke aus, um den Einfluss von Wärmeleitungseffekten innerhalb des Thermoelementmantels klein im Vergleich zur Messgenauigkeit zu halten. Das Mantelrohr des Thermoelements wird senkrecht aus der Nut, entlang der Messstrecke, durch den Kühlwasserkanal und durch eine Aussparung am stirnseitigen Flansch geführt. Die Abdichtung gegenüber dem Kühlmedium erfolgt mit Silikonkautschuk.

4.3. Versuchsdurchführung

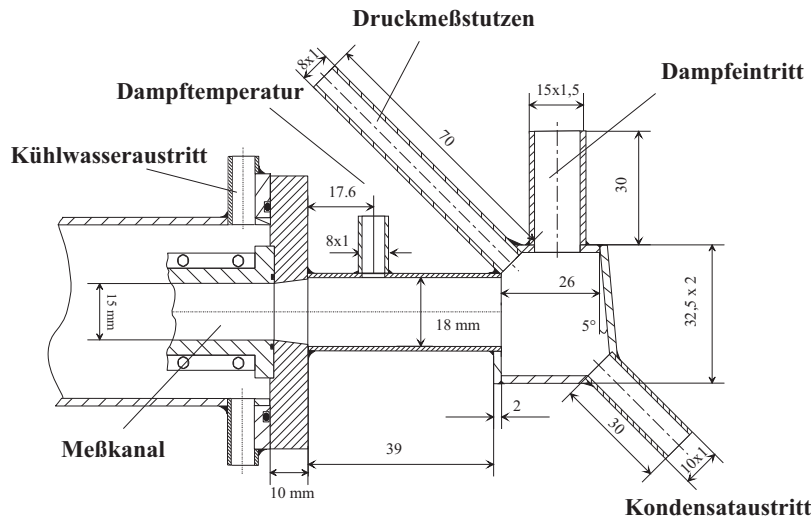


Abbildung 4.6.: Dampfeintritt in die Messstrecke und Austritt des Kondensats

4.2.2. Rohrmessstrecke

Die Rohrmessstrecke wurde von den vorangegangenen Untersuchungen von Stefan Fiedler (Fiedler u. Auracher (2004a)) übernommen. Sie besteht aus einem Rohr mit einem Außendurchmesser von 8 mm und einem Innendurchmesser von 7 mm, das in einem zweiten größeren Rohr (Durchmesser 15 mm) fest eingebaut ist. Nähere Einzelheiten können der Arbeit von Fiedler (2003) entnommen werden.

Die Gemischversuche wurden zunächst in der bereits für Reinstoffversuche genutzten Rohrmessstrecke durchgeführt. Hierdurch wurde ein direkter Vergleich der Messungen möglich, der im Kapitel 6 dargestellt ist.

4.3. Versuchsdurchführung

4.3.1. Gemischversuche

In der Mischung aus R134a und R123 hatte R134a bei allen Versuchen einen Molanteil von $\tilde{x}_1 = 0,5$. An diesem Punkt ist der Temperaturunterschied zwischen Siede- und Taulinie groß genug, so dass es während der Kondensation zu einer Trennung der Gemischkomponenten kommt. Dies lässt die Besonderheiten einer kondensierenden Mischung besonders gut hervortreten.

Um die Eintrittstemperatur bei allen Versuchen konstant zu halten, musste immer der gleiche Druck eingestellt werden. In der Tabelle 4.2 sind die variierten Versuchsparameter und die Messgrößen zusammen mit den nicht veränderten Größen dargestellt.

θ ist der Neigungswinkel der Messstrecke gegenüber der Horizontalen. $\dot{M}_{G, \text{ein}}$ ist der in die Messstrecke eintretende Dampfmassenstrom und $\dot{M}_{KW}$ der Kühlwassermassenstrom. Messgrößen sind die mittlere Wandtemperatur ϑ_W , die Austrittstemperatur ϑ_{aus} , der Druckverlust ΔP und der Kondensatvolumenstrom $\dot{V}_c$.

4.3. Versuchsdurchführung

Tabelle 4.2.: Konstante Größen, Versuchsparameter und Messgrößen während der Gemischversuche im Rechteckkanal und im Rohr

Unveränderliche Größen	Versuchsparameter	Messgrößen
$\tilde{x}_1 = 0,5$	$\dot{M}_{G, \text{ein}} = 30 - 100 \frac{\text{g}}{\text{min}}$	$\vartheta_W, \vartheta_{\text{aus}}$
$P = 4,5 \text{ bar} ; \vartheta_{\text{ein}} = 54^\circ\text{C}$	$\theta = 10^\circ - 90^\circ$	ΔP
$b = 4,6 \text{ mm} \quad h = 15 \text{ mm}$	$\dot{M}_{KW} = 2 - 6 \frac{\text{l}}{\text{min}}$	$\dot{V}_c$
Rohr $d = 7 \text{ mm}$	$\vartheta_{KW} = 25^\circ\text{C} - 51^\circ\text{C}$	

Eine Versuchsreihe zur Bestimmung des Wärmeübergangs begann mit dem Einstellen eines der gewünschten Kondensationstemperatur entsprechenden Systemdrucks und damit der gewünschten zugehörigen Eintrittstemperatur. Die Temperatur des Heizmediums am Verdampfer wurde so eingestellt, dass der Dampf am Eintritt um etwa 1-2 K überhitzt vorlag. Damit sollte gewährleistet werden, dass der Verdampfer den gesamten Massenstrom verdampft hatte. Der Kühlwassermassenstrom und die Kühlwassertemperatur wurden zeitgleich mit dem Druck eingestellt. Jede Temperaturänderung im System verursachte Druckschwankungen, deswegen stellte es sich als günstig heraus, frühzeitig alle Versuchsparameter festzulegen und den Druck dann über die Beheizung des Behälters B1 einzustellen.

Es wurde bis zum Erreichen eines stationären Zustands gewartet. Wenn sich die Temperaturmesswerte innerhalb von 2 Minuten nur noch um bis zu 0,2K änderten, wurde die Aufzeichnung aller Messwerte am Computer gestartet. Die Messwerte wurden ca. eine halbe Minute lang aufgezeichnet und gemittelt gespeichert. In dieser Zeit wurde der Kondensatmassenstrom gemessen, indem eine Menge von 33ml im Messzylinder B2 aufgefangen und die dafür nötige Zeitdauer gemessen wurde. Der Kondensatvolumenstrom wurde zunächst notiert und später zu den anderen Messwerten in der Auswertungstabelle am PC hinzugefügt.

Als nächstes wurde eine um mehrere Minuten versetzte Kontrollmessung durchgeführt, um den stationären Zustand zu validieren. Dann wurde eine neue Kühlwassertemperatur eingestellt und erneut gemessen. Wenn eine Messreihe für alle erreichbaren Kühlwassertemperaturen abgeschlossen war, wurde der Dampfmassenstrom oder der Neigungswinkel variiert und erneut gemessen.

4.3.2. Wärmeübergangsmessungen mit Reinstoffen

Die Versuche wurden genauso wie die Gemischversuche durchgeführt. Die Reinstoffversuche fanden allerdings bei unterschiedlichen Drücken und auch in unterschiedlich breiten Kanälen statt, so dass in Tabelle 4.2 nun die unveränderlichen Größen entfallen. Der Druck änderte sich insbesondere natürlich bei einem Wechsel des Fluids.

Es wurden zuerst Messungen beim hydraulischen Durchmesser $d_h = 7 \text{ mm}$, verschiedenen Neigungswinkeln und Kühlwassertemperaturen vorgenommen. Dann wurde der Wärmeübergang im Kanal mit halben hydraulischen Durchmesser gemessen. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt werden wird, stellte sich eine gute Übereinstimmung mit dem bereits für $d_h = 7 \text{ mm}$ hergeleiteten Modell zur Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom Neigungswinkel heraus und es wurde deswegen entschieden, die Versuche mit einem größeren hydraulischen Durchmesser nicht durchzuführen. Es wurden in der umgebauten Versuchsanlage Messungen mit R123 und Wasser durchgeführt.

4.3. Versuchsdurchführung

Tabelle 4.3.: Versuchsparmeter und Messgrößen während der Reinstoffversuche im Rechteckkanal

Versuchsparmeter	Messgrößen
$\dot{M}_{G, \text{ein}} = 10 - 100 \frac{\text{g}}{\text{min}}$	$\vartheta_W, \vartheta_{\text{aus}}$
$\theta = 10^\circ - 90^\circ$	ΔP
$\dot{M}_{KW} = 2 - 6 \frac{\text{l}}{\text{min}}$	$\dot{V}_c$
$\vartheta_{KW} = 15 - 100^\circ \text{C}$	
$P = 0,6 - 7 \text{bar}$	
$b = 4,6 \text{mm}; 2 \text{mm}$	

4.3.3. Druckverlustmessungen

Fiedler u. Auracher (2004b) haben bereits den Druckverlust im Rohr untersucht. Es zeigte sich, dass der Druckverlust bei den Wärmeübergangsmessungen nur wenige Millibar betrug. Der Druckverlust steigt erst in der Nähe des Flutpunkts signifikant an. Beim Erreichen des Flutpunkts ergibt sich ein abrupter Anstieg der Druckdifferenz, der letztendlich zur Flutpunktidentifizierung genutzt werden kann. Bei den Versuchen in Rechteckkanälen konnten diese Ergebnisse bestätigt werden. Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch zwei Druckverlustverläufe für den Rechteckkanal mit dem hydraulischen Durchmesser 3,5mm. Der steile Anstieg des Druckverlustes wurde bei der Flutpunktbestimmung von Anfang an miteinbezogen. Insbesondere diente der graduelle Anstieg der Druckdifferenz vor dem Fluten der kontrollierteren Versuchsdurchführung (Vergleich Kapitel 4.5.3).

Der Druckverlust ist bei der Rückflussskondensation kein wichtiger Auslegungsparameter. Die problemlose Funktion eines Rückflussskondensators ist nur unter Bedingungen möglich, bei denen auch der Druckverlust gering ist, da sonst Fluten auftritt. Dementsprechend ist hier keine Korrelation für den Druckverlust beim Fluten ermittelt worden.

4.3.4. Flutversuche mit Reinstoffen

Der Umschlagpunkt an dem gerade das Kondensat vom Dampf mitgerissen wird, wird als Flutpunkt bezeichnet. Die Definition des Flutpunkts ist dabei nicht klar festgelegt und hängt von den Beobachtungsmöglichkeiten bzw. Messmöglichkeiten ab. In den Versuchen von Fiedler wurde der Flutpunkt visuell über das Vorhandensein von Flüssigkeit im Schauglas am Austritt der Messstrecke und durch Messungen mittels des Ultraschall-Echoverfahrens (siehe Fiedler u. Auracher (2002)) definiert. Bereits dort wurde gezeigt, dass der am Flutpunkt steil ansteigende Differenzdruck entlang der Messstrecke ebenfalls ein gutes Maß für den Flutpunkt ist. Dies wurde auch von anderen Autoren angemerkt (Bankoff u. Lee (1986); Fiedler u. Auracher (2004b); Girard u. Chang (1992); English (1963)). In der vorliegenden Arbeit wurde der Flutpunkt deswegen visuell am Schauglas und mittels Differenzdruckmessungen bestimmt. Die wichtigsten Messgrößen am Flutpunkt sind der Kondensatvolumenstrom und der Dampfmassenstrom. Aus ihnen können dann die für die gängigen Darstellungsmethoden nötigen scheinbaren Dampf- und Kondensatgeschwindigkeiten berechnet werden, siehe dazu Kapitel 4.5.3.

4.3. Versuchsdurchführung

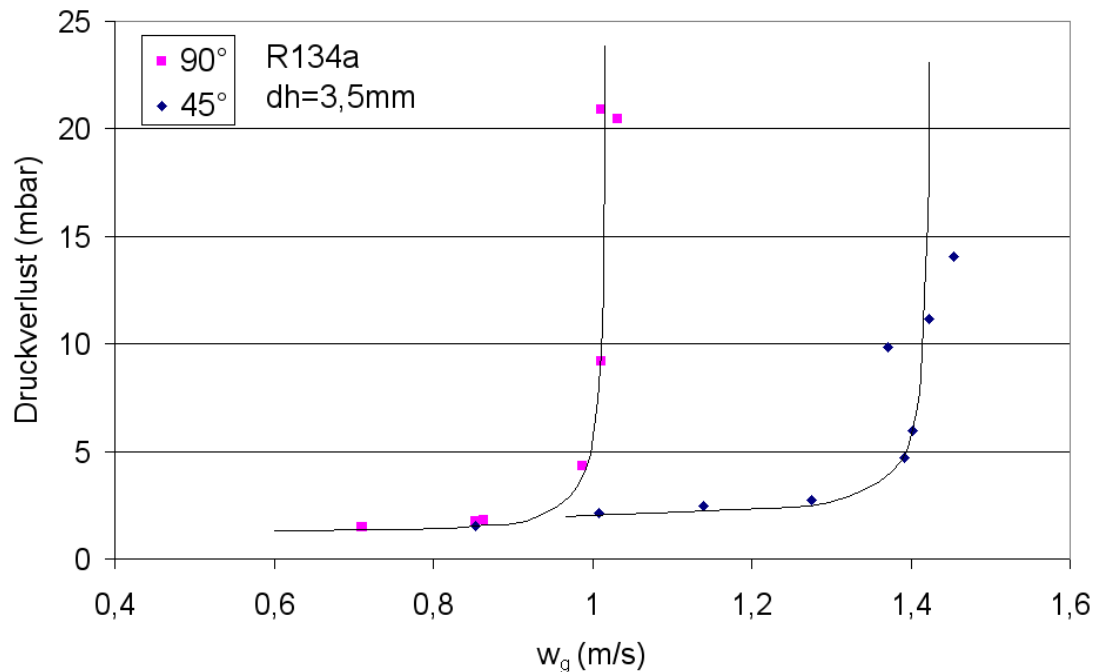


Abbildung 4.7.: Verlauf des Druckverlustes im Rechteckkanal $dh=3,5\text{mm}$ mit steigender scheinbarer Dampfgeschwindigkeit bei konstantem Kondensatmassenstrom

Die am Flutpunkt messbaren Dampf- und Flüssigkeitsmassenströme sind von der experimentellen Vorgehensweise abhängig. Hysteresearartige Phänomene wurden festgestellt. Diese werden später beschrieben.

Die Versuche wurden in folgender Reihenfolge durchgeführt:

Zunächst wurde ein konstanter Systemdruck von 8bar eingestellt. Die Temperatur des Heizmediums am Verdampfer wurde wieder so eingestellt, dass der Dampf am Eintritt um etwa 1K überhitzt vorlag. Der Dampfmassenstrom wurde zunächst auf einem niedrigen Niveau belassen (40g/min), damit sichergestellt war, dass kein Fluten entstehen konnte.

Hatte sich ein stationärer Zustand eingestellt, so wurde nun schrittweise der Dampfmassenstrom erhöht. Dabei musste der Druck über die Temperatur am Behälter B1 stetig auf den Sollwert nachgeregelt werden. Nach jeder Erhöhung des Dampfmassenstroms wurde ein Datenpunkt inklusive Kondensatvolumenstrom mit der Messwerterfassung aufgenommen (siehe Beschreibung im Kapitel 4.3.1). Der Kondensatmassenstrom ist bei der Reinstoffkondensation im Rückflussbetrieb weitgehend unabhängig vom Dampfmassenstrom. Der Dampfmassenstrom wurde sukzessive erhöht, bis eine deutliche Zunahme des Differenzdrucks messbar wurde. Nun wurde der Dampfmassenstrom in kleineren Schritten weiter erhöht, bis der Flutpunkt durch das Erscheinen von Flüssigkeit im Schauglas und einen deutlich erhöhten Druckverlust identifiziert werden konnte. Auch hier wurde ein Messwert aufgezeichnet. Der Messwert des Kondensatmassenstroms ist am Flutpunkt allerdings bereits verfälscht. Es wird ein Teil des Kondensats mit dem Dampf am anderen Ende der Messstrecke hinaus transportiert und der messbare Kondensatvolumenstrom am unteren Ende der Messstrecke verringert sich. Es wurde deswegen nicht dieser Messwert als Flutpunkt gewertet, sondern der vorherige Messwert, bei

4.4. Fehlerbetrachtung

dem gerade noch kein Fluten auftrat aber schon eine deutliche Erhöhung des Differenzdrucks messbar war.

Wenn die Schritte zur Erhöhung des Dampfmassenstroms zu groß waren, weil der Flutpunkt zum Beispiel erst bei höheren Dampfmassenströmen erwartet wurde, musste die Messung noch einmal beim Anfangsmassenstrom begonnen werden. Eine schrittweise Reduzierung des Dampfmassenstroms kann nicht zur Identifizierung des Flutens herangezogen werden, denn der Dampfmassenstrom bei dem das Fluten aufhört ist geringer als der, den man erreicht, wenn man sich dem Flutpunkt durch eine Dampfstromerhöhung nähert. Dieser Hystereseeffekt wurde auch bei adiabaten Versuchen mit dem Stoffpaar Luft-Wasser bekannt (Bankoff u. Lee (1986); Hewitt (1977); Stephan (1990)). In der Literatur wird der Flutpunkt deswegen ausschließlich durch Dampfstromerhöhung bei konstantem Kondensatmassenstrom ermittelt.

4.4. Fehlerbetrachtung

Messinstrumente geben den Messwert mit einer gewissen Messunsicherheit wieder. Diese Unsicherheit hat Einfluss auf die Interpretierbarkeit der gemessenen Werte und den aus diesen abgeleiteten Größen. In diesem Kapitel soll zunächst die Berechnungsmethodik beschrieben werden, mittels der die Unsicherheit, im weiteren Verlauf auch einfach Fehler genannt, bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt wird.

4.4.1. Berechnung des Messfehlers

Zufällige Fehler sind Schwankungen der Messgröße, die in der Modellvorstellung aus vielen kleinen Störungen entstehen, die unabhängig voneinander und mit gleich wahrscheinlichem positivem oder negativem Vorzeichen auftreten (Graenicher (1994)). Die schwankenden Meßwerte werden während des Versuchs eine gewisse Zeit aufgezeichnet. Der betrachtete Prozeß muß dabei stationär sein, das heißt die Messgröße darf nur bezüglich einer Ruhelage (Mittelwert) schwanken und nicht kontinuierlich steigen oder fallen. In verfahrenstechnischen Messungen ist dies ein anzustrebender Idealzustand. Meist ist die Qualität der Regelung der Anlage nicht so hoch, dass ein langsames Ansteigen oder Abfallen einer Messgröße völlig vermieden werden kann. Bei ausreichend langsamen Änderungen kann trotzdem von stationärem Verhalten ausgegangen werden. In den Messungen dieser Arbeit wurde von einem stationären Wert ausgegangen, wenn alle Messgrößen mindestens 2 Minuten konstant blieben. (Siehe Kapitel 4.3). Der arithmetische Mittelwert der Messwerte $\bar{x}$ geht in die weiteren Berechnungen ein

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad . \quad (4.1)$$

Die Abweichung vom Mittelwert wurde während der Auswertung nach Gleichung 4.3 berechnet. Zunächst wurde für jeden Mittelwert die Standardabweichung s berechnet

$$s = \sqrt{\frac{1}{(N-1)} \sum_{k=1}^N (\bar{x} - x_k)^2} \quad . \quad (4.2)$$

4.4. Fehlerbetrachtung

N ist hierbei die Gesamtanzahl der Messwerte und $(\bar{x} - x_k)$ die Differenz des k -ten Messwerts vom Mittelwert. Die Standardabweichung dient dann zur Berechnung der mittleren Abweichung vom Mittelwert (DIN-1319 (1995); Graenicher (1994))

$$\Delta\bar{x} = s_m = \frac{s}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (\bar{x} - x_k)^2} \quad . \quad (4.3)$$

Diese Abweichung nennt man auch zufälliger Fehler der Messung. Er war in den Experimenten immer sehr viel kleiner als andere Fehlerbeiträge und konnte deswegen vernachlässigt werden.

Systematische Fehler sind diejenigen Fehleranteile, die bei Wiederholung einer Messung unter identischen Versuchsbedingungen einen konstanten Wert besitzen d.h. jedesmal in gleicher Grösse und mit gleichem Vorzeichen auftreten (Graenicher (1994)). Aus dieser Definition folgt, daß systematische Fehler durch Wiederholung der Einzelmessung weder erkannt noch eliminiert werden können. Eine anders formulierte Definition könnte lauten: Bei gewollten Veränderungen der Messbedingungen verhält sich ein systematischer Fehler gesetzmäßig, das bedeutet er bleibt entweder konstant oder er ändert sich als Funktion des beeinflussenden Messparameters. Er kann dann hierdurch möglicherweise entdeckt werden (Graenicher (1994)). Werden systematische Fehler entdeckt, müssen sie korrigiert werden. In den vorliegenden Experimenten wurden systematische Abweichungen der Temperatursensoren durch Kalibrierung mit einem Referenzthermometer erkannt und durch Korrektur der Berechnungsgleichungen, mittels derer das elektrische Signal in eine Temperatur umgerechnet wird, eliminiert. Es bleibt jedoch eine Restungenauigkeit bestehen, die als systematischer Fehler einkalkuliert werden muss.

Werden Messeinrichtungen nicht selber kalibriert sondern vom Hersteller, so müssen dessen Genauigkeitsangaben als systematischer Fehler in Betracht gezogen werden. Oft wird ein Intervall angegeben, in dem der Fehler liegt. Der systematische Fehler (f) ist zwar gerichtet also entweder positiv oder negativ, da er aber unbekannt ist, wird das Intervall zu null symmetrisch festgelegt

$$-f_s \leq f \leq f_s \quad . \quad (4.4)$$

Daraus folgt, dass das Ergebnis einer Messung, deren Meßwerte x_k statistisch nicht schwanken aber einer unbekannten systematischen Abweichung unterliegen, durch $x_k \pm f_s$ angegeben wird.

Aus dem zufälligen Fehler und systematischen Fehler muss nun ein Gesamtfehler berechnet werden. Die korrekte Behandlung der beiden Fehleranteile, die zwar gleichzeitig auftreten aber unterschiedliche Merkmale haben, wird in der Literatur kontrovers diskutiert (DIN-V-ENV-13005 (1999); Grabe (2002, 2000)). Die Methode, die in eine internationale Richtlinie (Guide to the expression of uncertainty in measurement, ISO-Guide oder GUM genannt (DIN-V-ENV-13005 (1999))) eingegangen ist, behandelt systematische Fehler mit den gleichen Methoden der Statistik wie zufällige Fehler und ermittelt deswegen auch für den systematischen Fehler eine Standardabweichung

$$\Delta x_s = \frac{f_s}{\sqrt{3}} \quad . \quad (4.5)$$

Die Division durch $\sqrt{3}$ entsteht durch die Behandlung der Rechteckverteilung zwischen $-f_s$ und $+f_s$ mit den Formalismen der Statistik. Dadurch kann dann der Gesamtfehler U als

4.4. Fehlerbetrachtung

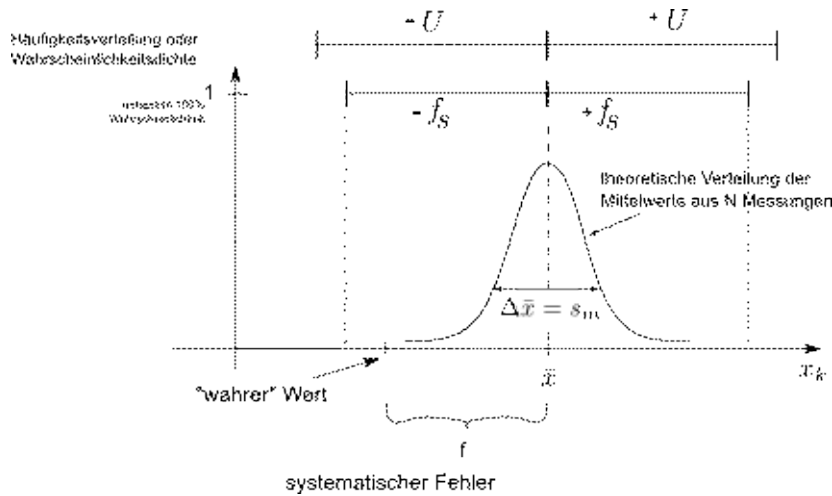


Abbildung 4.8.: Modellhafte Zusammensetzung des Gesamtfehlers

Summe zweier Standardabweichungen berechnet werden (DIN-V-ENV-13005 (1999))

$$U = \sqrt{\Delta \bar{x}^2 + \Delta x_s^2} \quad . \quad (4.6)$$

In der vorliegenden Arbeit wird der Gesamtfehler gemäß Gleichung 4.6 berechnet. In Abbildung 4.8 ist die damit verbundene Modellvorstellung der Fehlerbeiträge dargestellt.

4.4.2. Fehlerfortpflanzung

Im vorherigen Kapitel wurde beschrieben, wie in dieser Arbeit der Messfehler einer Messgröße bestimmt wird. Aus diesen Messgrößen werden weitere Kennwerte berechnet, die zur Beschreibung des Wärmeübergangs und des Flutens gebraucht werden. Auf Grund der mathematischen Zusammenhänge tragen die Messfehler in unterschiedlicher Weise zur Ungenauigkeit der Kennwerte bei. In diesem Kapitel wird diese sogenannte Fehlerfortpflanzung dargestellt und damit erläutert, wie das Ungenauigkeitsintervall der Ergebniskenngrößen ermittelt wurde.

Es werden n unabhängige¹ Meßgrößen X_i gemessen, aus denen dann die abgeleitete Größe Y berechnet wird. Der Gesamtfehler U_i der Meßgröße X_i wirkt je nach der mathematischen Beziehung $Y(X_i)$ auf unterschiedliche Weise auf den Fehler U_Y der Zielgröße Y .

Eine Taylorreihenentwicklung von $Y(X_i)$ am Meßpunkt und der Abbruch nach dem ersten Glied ergibt das so genannte Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$U_Y^2 = \sum_i^n \left(\frac{\partial Y}{\partial X_i} \right) \cdot U_i^2 \quad . \quad (4.7)$$

Der absolute Fehler U_i oder U_Y kann auch in einen relativen Gesamtfehler $u_i = \frac{U_i}{X_i}$ bzw. $u_Y = \frac{U_Y}{Y}$ umgeformt werden (Analog kann auch u_i ermittelt werden). Den relativen Gesamtfehler

¹Nicht nur die Meßgrößen sondern auch deren Fehler müssen unabhängig also unkorreliert sein. Die Rechnung für korrelierte Fehlergrößen wird hier nicht betrachtet.

4.5. Datenauswertung

gibt man gerne in Prozent vom Meßwert an. Manche Berechnungen sind mit ihm einfacher durchzuführen. Analog zu Gleichung 4.7 kann man also auch schreiben

$$u_Y^2 = \sum_i^n \frac{X_i^2}{Y^2} \cdot \left(\frac{\partial Y}{\partial X_i} \right)^2 \cdot u_i^2 \quad . \quad (4.8)$$

Der Gesamtfehler der Zielgröße Y der Messung hängt also von dem Gesamtfehler der einzelnen Meßgröße und der partiellen Ableitung ab. Diese partielle Ableitung wird auch Sensitivitäts- oder Empfindlichkeitsfaktor genannt. Sie gibt an, ob sich der betrachtete Fehler U_i in der Zielgröße verstärkt oder abschwächt. Kommen konstante Faktoren in der Berechnungsvorschrift für Y vor, so können diese den Fehler verstärken oder schwächen, der absolute Fehler bleibt aber konstant. Bei Produkten oder Potenzen von Messgrößen wird der Fehler der Zielgröße aber abhängig von den Messgrößen selber und ist nicht konstant. Bei Formulierung mittels des relativen Fehlers ergeben sich hier Vorteile. Bei Produkten aus Messgrößen addieren sich die relativen Fehler. Treten Exponenten im Produkt auf, so werden diese zu Verstärkungs- oder Abschwächungsfaktoren.

Die mathematische Beziehung zwischen der Zielgröße Y und den Messgrößen bestimmt also, ob der Messfehler entscheidende Auswirkungen auf das Endergebnis hat. In dieser Arbeit wurde mittels Gleichung 4.7 und 4.8 die Fehlerbeiträge der abgeleiteten Zielgrößen, vor allem die Nusseltzahl und die Reynoldszahl ermittelt.

Die Zielgrößen sind nicht nur von den Messwerten sondern auch von geometrischen Größen und Stoffwerten abhängig. Die genutzten Kältemittel R134a, R123 und Wasser sind gut untersuchte Fluide und die von NIST² angegebenen Ungenauigkeiten (Wagner u. Pruss (2002); Younglove u. McLinden (1994); Tillner-Roth u. Baehr (1994)) sind so gering, dass die Auswirkungen auf die Messungen und die berechneten Kenngrößen vernachlässigt werden konnten. Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der geometrischen Abmessungen des Kanals liegt im Bereich von einem Zehntel Millimeter und ist ebenfalls vernachlässigbar.

4.5. Datenauswertung

4.5.1. Wärmeübergang beim Gemisch R134a/R123

Die Auswertung erfolgte auf der Grundlage von dimensionslosen Kennzahlen. Diese Darstellung fasst Einflussgrößen zusammen und ermöglicht die kompakte Analyse der Daten. Außerdem wird die Vergleichbarkeit mit Messdaten aus der Literatur erhöht und bereits bekannte Zusammenhänge können auf ihre Anwendbarkeit überprüft werden.

Die Wärmeübergangsdaten der Gemischversuche wurden mittels der Nusseltzahl und der Reynoldszahl ausgewertet. Zunächst wurde der übertragene Wärmestrom aus einer integralen Energiebilanz am Messkanal bestimmt, siehe Gleichung 4.9. Die erforderlichen thermodynamischen Daten und Stoffwerte wurden mittels des Programms Refprop 7 (Lemmon u. a. (2002)) ermittelt

$$\dot{Q} = \dot{M}_{G,ein} \cdot h_{G,ein} - (\dot{M}_{G,ein} - \dot{M}_c) \cdot h_{G,aus} - \dot{M}_c \cdot h_c \quad . \quad (4.9)$$

²National Institute of Standards and Technology

4.5. Datenauswertung

Die jeweiligen Enthalpien wurden von Refprop unter der Angabe des Systemdrucks, der Temperatur und der Zusammensetzung ermittelt. Da für die Kondensattemperatur keine eigene Messstelle zur Verfügung stand, wurde hier angenommen, dass das Kondensat mit dem eintretenden Dampf im thermodynamischen Gleichgewicht steht. Die Siedetemperatur unter den Bedingungen am Messstreckeneintritt konnte dann zur Ermittlung des Molanteils in der Flüssigkeit ($\tilde{x}_{1c}$ für R134a) herangezogen werden, die wiederum zur Berechnung der Kondensatenthalpie benötigt wurde. Der Dampf kondensiert jedoch an der Kondensatfilmoberfläche, die eine geringere Temperatur als die Siedetemperatur besitzt. Der berechnete Wärmestrom wird dadurch um 6% bei kleinen Kondensationsraten und bis zu 10% bei größeren Kondensationsraten unterschätzt (Erläuterung der Rechnung siehe A.3).

Der Molananteil am Austritt der Messstrecke $\tilde{y}_{1Gaus}$ wurde über die Komponentenbilanz entlang des Messkanals ermittelt

$$\dot{N}_{Gaus} \cdot \tilde{y}_{1Gaus} = \dot{N}_{Gein} \cdot \tilde{y}_{1Gein} - \dot{N}_c \cdot \tilde{x}_{1c} \quad . \quad (4.10)$$

Die Ungenauigkeit bei der Festlegung von $\tilde{x}_{1c}$ führt zu einem Fehler bei der Bestimmung von $\tilde{y}_{1Gaus}$. Die Enthalpie am Austritt der Messstrecke hängt von diesem Molananteil ab. Die Änderung der Enthalpie mit der Konzentration ist aber gering, so dass der resultierende Fehler bei maximal 2% liegt (siehe A.3). Der maximale Unterschätzung des Wärmestroms auf Grund der Ermittlung der nicht messbaren Konzentrationen im Kondensat und Dampf liegt also bei 12%.

Die Enthalpiedifferenz auf der Kühlwasserseite wurde ebenfalls berechnet und mittels des Kühlwassermassenstroms in einen Wärmestrom umgerechnet, siehe Gleichung 4.11. Die Enthalpien des Wassers wurden ebenfalls mit Refprop aus den gemessenen Ein- und Austrittstemperaturen bestimmt

$$\dot{Q}_{KW} = \dot{M}_{KW} \cdot (h_{KW,ein} - h_{KW,aus}) \quad . \quad (4.11)$$

Der Vergleich der beiden Wärmeströme, Gleichung 4.9 und Gleichung 4.11, konnte jedoch nicht immer zur Validierung der Messungen genutzt werden, da bei einer Temperaturdifferenz im Kühlwasser von etwa 0,5 K der Fehler der Temperaturmessung in der Größenordnung der Messgröße lag und daher keine gesicherte Berechnung des Wärmestroms möglich war.

Dividiert man den Wärmestrom durch das Produkt aus Fläche und treibender Temperaturdifferenz erhält man einen kalkulatorischen Wärmedurchgangskoeffizient. Er fasst den Wärmeübergang vom Dampf an den Film und vom Film an die Wand zusammen

$$k_m = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta\vartheta_{log}} \quad (4.12)$$

mit

$$\Delta\vartheta_{log} = \frac{\vartheta_{G,ein} - \vartheta_{G,aus}}{\ln\left(\frac{\vartheta_{G,ein} - \vartheta_W}{\vartheta_{G,aus} - \vartheta_W}\right)} \quad . \quad (4.13)$$

4.5. Datenauswertung

Im Gegensatz zu Reinstoffuntersuchungen wurde hier eine logarithmische Temperaturdifferenz gewählt, da sich die Dampftemperatur entlang des Kanals änderte. Für die Wandtemperatur wurde ein arithmetischer Mittelwert der Thermoelementmesswerte eingesetzt. Die mittlere absolute Abweichung vom Mittelwert betrug 0,5 bis 1,7K.

Mittels k_m konnte eine Nusseltzahl formuliert werden. Hierbei wurde die in der Literatur übliche Kondensat-Nusseltzahl verwendet

$$Nu = \frac{k_m}{\lambda_L} \left(\frac{\eta_L^2}{\rho_L^2 \cdot g} \right)^{1/3} \quad . \quad (4.14)$$

Diese Nusseltzahl ist nützlich beim Vergleich von Reinstoff und Gemischdaten. Sie darf allerdings nicht mit der Nusseltzahl des Kondensatfilms verwechselt werden, in der der Wärmeübergangskoeffizient der Flüssigkeit an der Wand an die Stelle von k_m tritt.

Die Kondensat-Reynoldszahl wurde mit dem Kondensatmassenstrom entsprechend der Nusseltschen Wasserhauttheorie gebildet

$$Re_c = \frac{\dot{M}_c}{U \cdot \eta_L} \quad . \quad (4.15)$$

Mit U = Umfang des benetzten Querschnitts. Die implizit verwendete charakteristische Länge ist die Kondensatfilmdicke.

Die Reynoldszahl der Dampfströmung Re_G ist folgendermaßen definiert

$$Re_G = \frac{4 \cdot \dot{M}_G}{U \cdot \eta_G} \quad . \quad (4.16)$$

Dabei wurde als charakteristische Länge der hydraulische Durchmesser des leeren Kanals gewählt. Die charakteristische Geschwindigkeit ist damit die Geschwindigkeit des Dampfes im leeren Kanal.

4.5.2. Wärmeübergang von Reinstoffen

Die Überhitzung des eintretenden Dampfes betrug nur 2-3 K. Der abzuführende Wärmestrom aufgrund der Überhitzung kann deswegen gegenüber dem Wärmestrom, der durch Kondensation übertragen wird, vernachlässigt werden. Der Wärmestrom ergibt sich aus der beim Phasenwechsel frei werdenden Verdampfungsenthalpie

$$\dot{Q} = \Delta h_{LV} \cdot \dot{M}_c \quad .$$

Die Verdampfungsenthalpie wurde beim Druck am Eintritt in die Messstrecke bestimmt und der Kondensatmassenstrom aus dem gemessenen Volumenstrom und der Kondensatdichte bei Eintrittstemperatur ermittelt.

Zur Kontrolle des Wärmestroms wurde wieder die Bilanz des Kühlwassers herangezogen, siehe Gleichung 4.11.

4.5. Datenauswertung

Bei der Kondensation eines Reinstoffes z.B. in einem Rohr entsteht kein radiales Temperaturgefälle in der Dampfströmung. Die Wärme wird am Kondensatfilm auf Grund des Phasenwechsels frei und wird durch Wärmeleitung und Konvektion durch den Film zur Rohrwand transportiert. Die Differenz zwischen der Sättigungstemperatur des Dampfes und der Temperatur der inneren Oberfläche der Kanalwand ist entscheidend für den Wärmestrom. In den Versuchen änderte sich die Kühlwassertemperatur auf Grund der hohen Wärmekapazität von Wasser und der Wahl des Kühlwassermassenstroms entlang der Kanallänge nur um 0.3-1K. Die Sättigungstemperatur ändert sich nur bei starkem Druckverlust der Dampfströmung entlang der Kanalachse. Unterhalb des Flutpunkts ist der Druckverlust so gering, dass keine Änderung der Sättigungstemperatur messbar ist. Als treibende Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta_m$ kann bei Reinstoffversuche also die Differenz zwischen der Sättigungstemperatur bei dem Druck am Eintritt der Messstrecke und der mittleren Wandtemperatur, gemessen durch die eingelöteten Thermolemente, angesetzt werden. Diese Temperaturdifferenz wurde auch von Fiedler für die Reinstoffversuche im Rohr genutzt. Es sollte in dieser Arbeit eine möglichst gute Vergleichbarkeit mit den Werten von Fiedler erreicht werden und eine abweichende Definition der Temperaturdifferenz würde die Vergleichbarkeit verschlechtern. Der Wärmeübergangskoeffizient im Kondensatfilm wurde deswegen mit dem arithmetischen Mittelwert der Wandtemperaturen $\bar{\vartheta}_W$ gebildet

$$\alpha_m = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \Delta\vartheta_m} \quad , \quad (4.17)$$

mit

$$\Delta\vartheta_m = \vartheta_{ein} - \bar{\vartheta}_W \quad . \quad (4.18)$$

Zur dimensionslosen Darstellung wird mit dem in 4.17 definierten Wärmeübergangskoeffizient die Kondensat-Nusseltzahl formuliert, wie sie bereits von Nusselt 1916 formuliert wurde

$$Nu = \frac{\alpha_m}{\lambda_L} \left(\frac{\eta_L^2}{\rho_L^2 \cdot g} \right)^{1/3} \quad . \quad (4.19)$$

Die Definition der Reynoldszahl entspricht Gleichung 4.15.

4.5.3. Auswertung der Flutpunktmessungen

Für die Auswertung sind allein der gemessene Kondensatvolumenstrom bei Flutbeginn und der Dampfmassenstrom an diesem Punkt entscheidend, da der Flutpunkt überwiegend durch die Dampf- und Kondensatgeschwindigkeit charakterisiert wird. Dabei greift man auf leicht ermittelbare Größen zurück, wie die Dampf- bzw. Gasgeschwindigkeit und Flüssigkeitsgeschwindigkeit im leeren Rohr oder Kanal, die wie folgt definiert sind

$$w'_G = \frac{\dot{M}_G}{\rho_G A_q} \quad , \quad (4.20)$$

$$w'_L = \frac{\dot{V}_L}{A_q} \quad . \quad (4.21)$$

4.5. Datenauswertung

McQuillan u. Whalley (1985) werteten über 2700 Messwerte aus und stellten die Flutpunkte mittels folgender dimensionslosen Geschwindigkeiten dar

$$w_G^+ = \frac{w'_G \cdot \rho_G^{1/2}}{[gd \cdot (\rho_L - \rho_G)]^{1/2}} \quad , \quad (4.22)$$

$$w_L^+ = \frac{w'_L \cdot \rho_L^{1/2}}{[gd \cdot (\rho_L - \rho_G)]^{1/2}} \quad . \quad (4.23)$$

In diesen Definitionen steht d je nach Anwendung für den Rohrdurchmesser oder für den hydraulischen Durchmesser des Rechteckkanals. Sie werden in dieser Arbeit ebenfalls dazu benutzt eine Übersicht über die Messwerte zu erstellen. Die Messwerte konnten damit jedoch nicht korreliert werden.

Die in Kapitel 5.3 dargestellte Auswertung des Einflusses verschiedener Stoffwerte auf das Fluten wurde daher mit folgenden dimensionslosen Kennzahlen gemäß McQuillan u. Whalley (1985) durchgeführt

$$Ku_G = \frac{w'_G \rho_G^{1/2}}{[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}} \quad , \quad (4.24)$$

$$Bo = \frac{d_h^2 g (\rho_L - \rho_g)}{\sigma} \quad , \quad (4.25)$$

$$Fr = \frac{\dot{V}_L}{U} \cdot \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)^3}{\sigma^3} \right]^{1/4} \quad . \quad (4.26)$$

Dabei steht Ku_g für die Kutateladze Zahl der Gasphase, Bo für die Bond Zahl und Fr für eine besondere Definition der Froude Zahl.

Zapke u. Kröger (2000b) untersuchten Rechteckkanäle und trugen die Ergebnisse mittels folgender dimensionslosen Kennzahlen auf

$$Fr_G = \frac{\rho_G w_G'^2}{g \cdot h(\rho_L - \rho_G)} \quad , \quad (4.27)$$

$$Fr_L = \frac{\rho_L w_L'^2}{g \cdot d_h(\rho_L - \rho_G)} \quad , \quad (4.28)$$

$$Oh_L = \sqrt{\frac{\eta_L^2}{\rho_L d_h \sigma}} \quad . \quad (4.29)$$

Die Korrelation einiger Ergebnisse mit diesen Kennzahlen wird im Kapitel 3.1.1 dargestellt.

5. Wärmeübergang und Fluten bei Reinstoffen

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

5.1.1. Messergebnisse und Vergleich zwischen Rohr und Rechteckkanal

Bei Reinstoffen hängt der Wärmeübergangsmechanismus ausschließlich von der Verteilung des Flüssigkeitsfilms im Kanalquerschnitt ab (Fiedler u. Auracher (2004a)). Im Gegensatz zu Stoffgemischen gibt es keinen Wärmewiderstand in der Gasphase. Es zeigt sich, dass Rechteckkanäle offenbar günstigere Eigenschaften aufweisen als Rohre. In Abbildung 5.1 ist die Nusseltzahl über der Kondensat-Reynoldszahl für den Rechteckkanal aufgetragen. Die Versuche fanden im Kanal mit $d_h = 7\text{mm}$ statt. Versuchsfluid war R134a. Die Reynoldszahl im Kondensatfilm ist gemäß Gleichung 4.15 definiert und lag zwischen 50 und 130 und die Nusseltzahlen variierten von 0,38 bis 0,65. Die Nusseltzahl wurde in Kapitel 4.5.2 definiert (Gleichung 4.19).

Man erkennt, dass die Nusseltzahl mit größer werdendem Re_c abfällt. Dies ist auf die mit der Reynoldszahl ansteigende Flüssigkeitsbelastung des Kanals und der damit steigenden Filmdicke zurückzuführen. Fiedler hat gezeigt, dass die Neigung des Kanals aus der Vertikalen eine deutliche Verbesserung des Wärmeübergangs mit sich bringt (Fiedler u. Auracher (2004a, 2002)). Auch in Abbildung 5.1 ist zu erkennen, dass die Nusseltzahlen für den geneigten Kanal deutlich höher liegen als im senkrechten Fall. Die Vergrößerung beträgt etwa 30%. Im Rechteckkanal ergibt sich also wie im Rohr durch die unsymmetrische Verteilung des Kondensats eine Verbesserung des Wärmeübergangs: Der Kondensatbach im unteren Teil des Kanals transportiert das Kondensat aus dem Kanal. Hier ist der Wärmeübergang gering, da der Flüssigkeitsfilm dick ist. An den senkrechten Wänden dagegen ist der Kondensatfilm sehr dünn. Hier findet der größte Teil der Wärmeübertragung statt. Fiedler u. a. (2003) konnten die im Vergleich mit der Oberseite dickeren Filme auf der Unterseite des Rohres messen. Die verwendete Ultraschallmesstechnik ist jedoch nicht empfindlich genug, um auch die sehr dünnen Filme an den seitlichen Wänden genau zu erfassen.

Abbildung 5.2 verdeutlicht die Lage des Maximums der Nusseltzahl. Die höchsten Messwerte treten bei einem Winkel von 30° auf. Im Rohr lag das Maximum bei etwa 45° . Im Vergleich zum Rohr ergeben sich für alle Winkel höhere Nusseltzahlen. Die rechteckige Geometrie verbessert also den Wärmeübergang bei Rückflusskondensation. Im Durchschnitt liegen die Werte des Rechteckkanals gegenüber der Rohrgeometrie um 50% (Abbildung 5.2) höher. Der Anteil der Fläche mit sehr dünnen Kondensatfilmen an der Gesamtfläche ist offenbar beim Rechteckkanal größer als beim Rohr. Es ist zu vermuten, dass die senkrechte Ausrichtung der Seitenflächen im Rechteckquerschnitt im Vergleich zu den gekrümmten Flächen in einem geneigten Rohr die Verbesserung des Wärmeübergangs verursacht. Läuft der Kondensatfilm an der gekrümmten

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

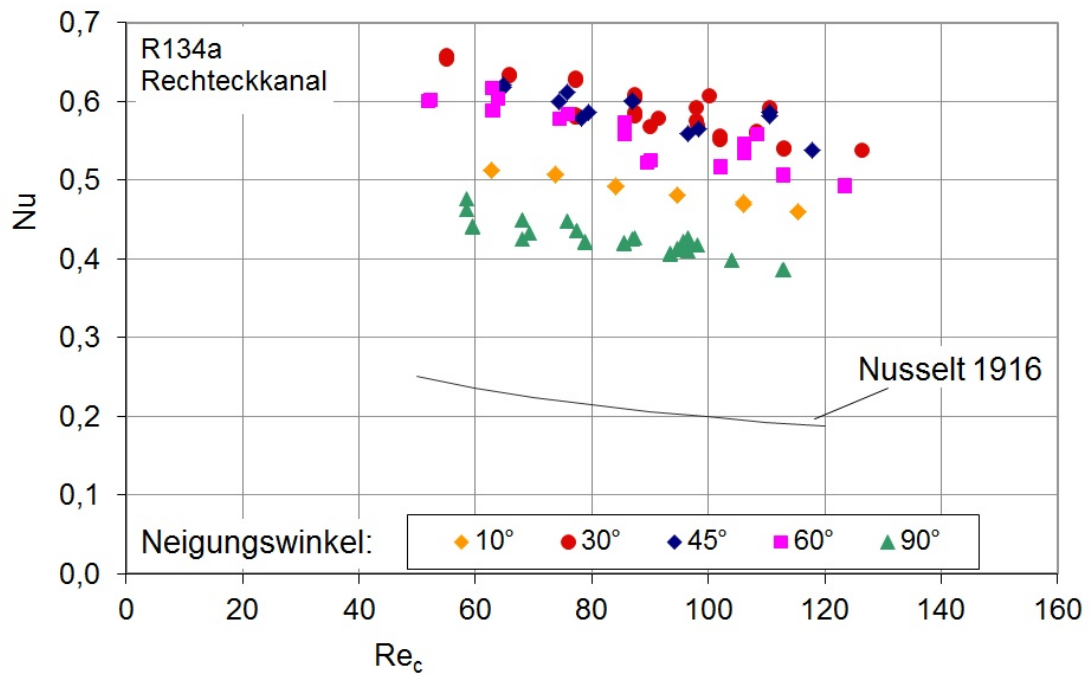


Abbildung 5.1.: Wärmeübergang im Rechteckkanal $d_h=7\text{mm}$, Nu vs. Re für Neigungswinkel von 10° bis 90°, Versuchsfluid R134a

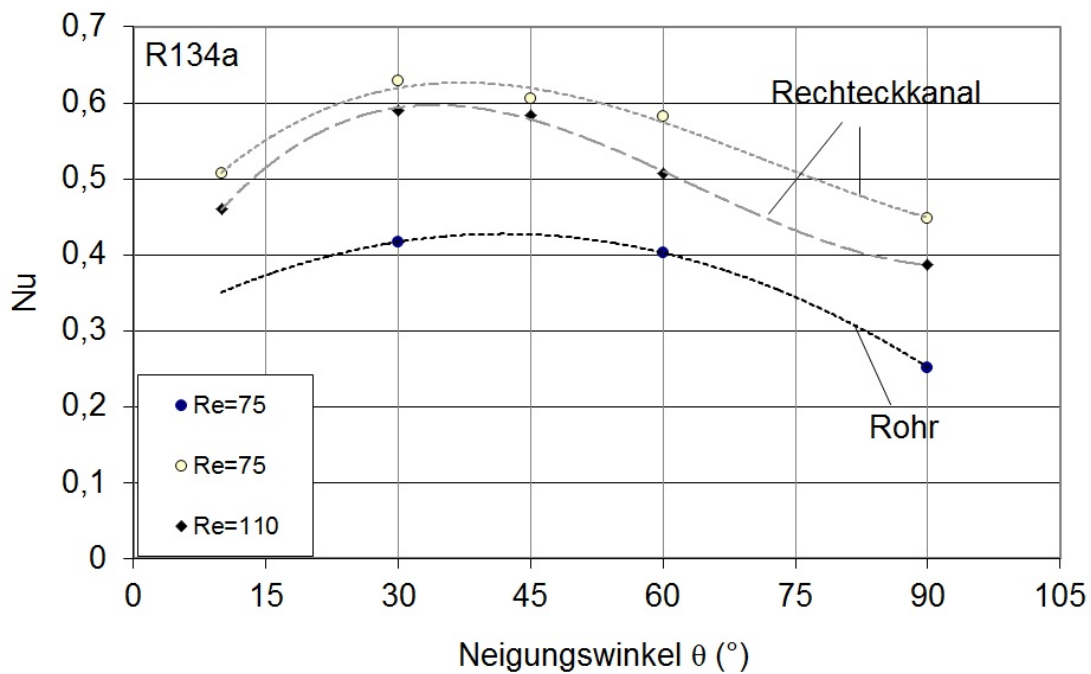


Abbildung 5.2.: Nusseltzahl im Rechteckkanal $d_h=7\text{mm}$ und im Rohr in Abhängigkeit vom Neigungswinkel der Messstrecke, Versuchsfluid R134a

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

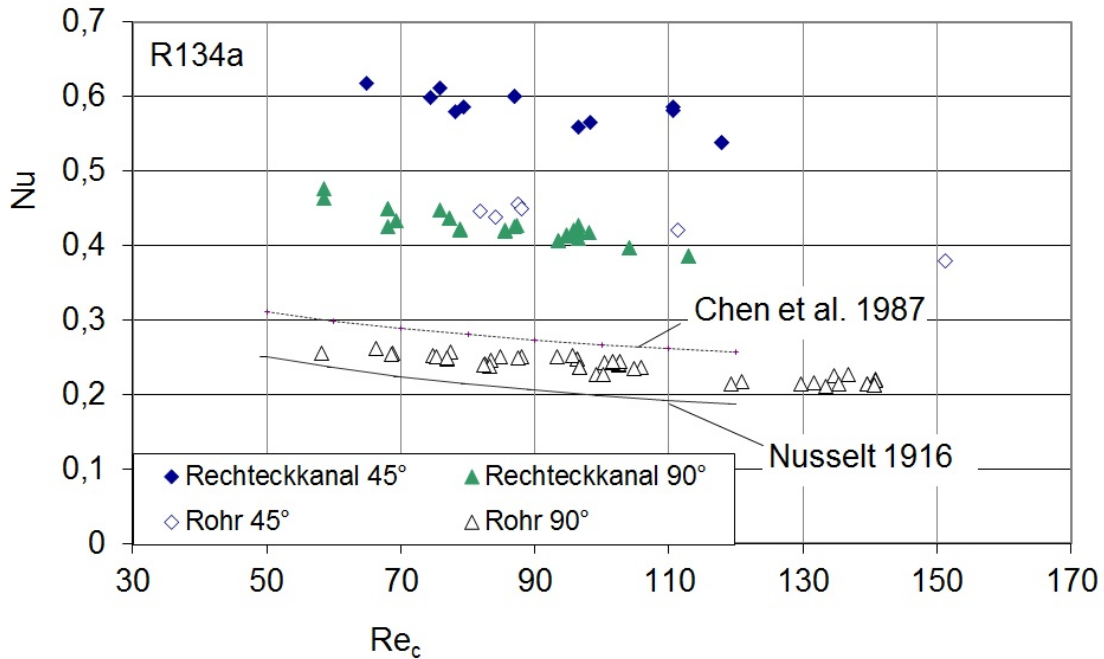


Abbildung 5.3.: Vergleich der Nusseltzahl im Rohr und im Rechteckkanal für Neigungswinkel 45° und 90°, Versuchsfluid R134a, $d = d_h = 7mm$

Fläche ab, so wirkt nur die am Umfang tangentielle Komponente der Schwerkraft und im Mittel ergeben sich geringere Kondensatgeschwindigkeiten als im Fall einer senkrechten Fläche. Außerdem läuft das Kondensat an der Rohrwand in einer kurvigen Bahn ab und fließt nicht auf dem direkten senkrechten Weg in den Kondensatbach, wie das beim Rechteckkanal der Fall ist. In den folgenden Kapiteln wird darauf noch näher eingegangen.

Für den Fall eines senkrechten Kanals existieren die Unterschiede zwischen Rohr und Rechteckgeometrie in dieser Form nicht mehr, weil das Kondensat nun dieselbe Länge überströmt und in beiden Fällen die Flächen senkrecht ausgerichtet sind. Hier findet keine Ungleichverteilung des Flüssigkeitsfilms durch die Schwerkraft statt. Der Wärmeübergang im senkrechten Fall ist jedoch im Rechteckkanal immer noch wesentlich besser als im Rohr (s. Abb. 5.2 und 5.3). Es bieten sich zwei Erklärungsmöglichkeiten an: Entweder ist im Rechteckkanal der Anteil der Flächen mit dünnem Film auch bei der senkrechten Anordnung immer noch größer als im Rohr oder der Film wird durch Schubspannungskräfte im Rechteckkanal stärker durchmischt als im Rohr. Beide Effekte werden nun diskutiert:

5.1.1.1. Einfluss der Schubspannung und der Wellenbildung auf den Kondensatfilm

Abbildung 5.3 zeigt die Nusseltwerte von Fiedler zusammen mit den Werten des Rechteckkanals bei gleichem hydraulischen Durchmesser. Außerdem sind die Korrelationen von Chen u. a. (1987) und Nusselt (1916) eingetragen. Chen et al. erweiterten die klassische Nusselt Theorie durch Einbeziehung des Einflusses der Schubspannungen, der Wellenbildung und Durchmischung des Kondensatfilms. Sie werteten analytische und experimentelle Arbeiten aus der

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

öffentlichen Literatur für vertikale Rohre aus. Wie in der Abbildung zu sehen ist, gibt die Korrelation von Chen et al. die Messwerte des Rechteckkanals nicht wesentlich besser wieder als die Nusselttheorie. Die Rohrmesswerte liegen zwischen Chen und der Nusselttheorie wiedergegeben. Die Ergebnisse anderer Autoren (Stephan (1988)) zu dem Einfluss welliger Filmströmungen zeigen ebenfalls, dass Verbesserungen, wie sie hier erreicht wurden, durch die Einbeziehung der Wellen nicht erklärbar sind.

Der Einfluss der Schubspannungen auf den Kondensatfilm müsste im Rechteckkanal größer sein als im Rohr. Tatsächlich aber ist die Querschnittsfläche des Rechteckkanals bei gleichem hydraulischen Durchmesser fast doppelt so groß wie die Querschnittsfläche des Rohres. Dementsprechend sind die Dampfgeschwindigkeiten bei gleichem Dampfmassenstrom im Rechteckkanal kleiner. Die Schubspannungen an der Kondensatoberfläche sind auf Grund der niedrigeren Dampfgeschwindigkeit also im Rechteckkanal geringer als im Rohr. Hohe Schubspannungen könnten den Film im Rohr natürlich aufgestaut haben, jedoch hätten dann bei Variation der Dampfgeschwindigkeit auch eine Variation der Nusselt-Zahl auftreten müssen, was von Fiedler nicht beobachtet wurde.

5.1.1.2. Einfluss von Oberflächenspannungseffekten

Es ist auch vorstellbar, dass die Flüssigkeit im Rechteckkanal verstärkt in den Ecken nach unten fließt und die Ecken eine Art Drainage-Effekt auslösen, wie dies z.B. bei berippten Rohren auftreten kann (Gregorig (1954); Adamek u. Webb (1990)). Dadurch entstünde im senkrechten Rechteckkanal eine Ungleichverteilung der Flüssigkeit. Die vier Ecken übernähmen dabei die Funktion des Kondensatbaches wie er im geneigten Kanal auftritt und auf den Seitenflächen würden die Filme dünner bleiben.

Ein Widerspruch zum Drainage-Effekt ist aus Abbildung 5.6 zu erkennen. Die Werte für den Wärmeübergang bei Rückflusskondensation von Wasserdampf ergeben im senkrechten Rechteckkanal Nusseltzahlen, die mit der Nusselttheorie wiedergegeben werden können. Der Drainage-Effekt in den Ecken sollte bei Wasser wesentlich ausgeprägter sein als bei Kältemitteln. Die Saugwirkung der Ecken hängt nach Gregorig (1954) von der Krümmung der Flüssigkeitsoberfläche in den Ecken und der Oberflächenspannung des Fluids ab. Die Oberflächenspannung von Wasser ist um ein Vielfaches höher als die von R134a. Dementsprechend sollte die Saugwirkung von Wasser größer sein und die Nusseltzahl höher. Die Berechnungen mit den Gleichungen von Gregorig und deren Anwendung bei Adamek u. Webb (1990) in Abbildung 5.4 zeigen, dass die erreichbare Verbesserung bei 15-20% liegt. Die Messwerte für den senkrechten Rechteckkanal liegen aber mehr als 50% höher als die mit der Nusseltgleichung berechneten Werte (siehe Abbildung 5.4), Drainage-Effekte können also nicht die alleinige Ursache für die erhöhten Nusseltzahlen sein.

Weder Oberflächenspannungseffekte noch mögliche Wellenbildung auf dem Kondensatfilm können die Ergebnisse für den senkrechten Kanal erklären. Die Messeinrichtungen, insbesondere die Lage der Temperatursensoren am Ein- und Austritt, die Rohrleitungsführung und die Messgeräte waren mit denen der Rohrversuche identisch, apparative Unterschiede können daher ausgeschlossen werden. Eine weitere mögliche Ursache könnte die geometrische Abweichung von der Senkrechten sein. Auf Grund der Konstruktion des Messkanals musste auf die beiden Stirnseiten des Rechteckkanals ein gewisser Druck ausgeübt werden, um die Dichtwirkung der Profildichtung zu gewährleisten. Dabei konnte eine leichte Durchbiegung des Kanals

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

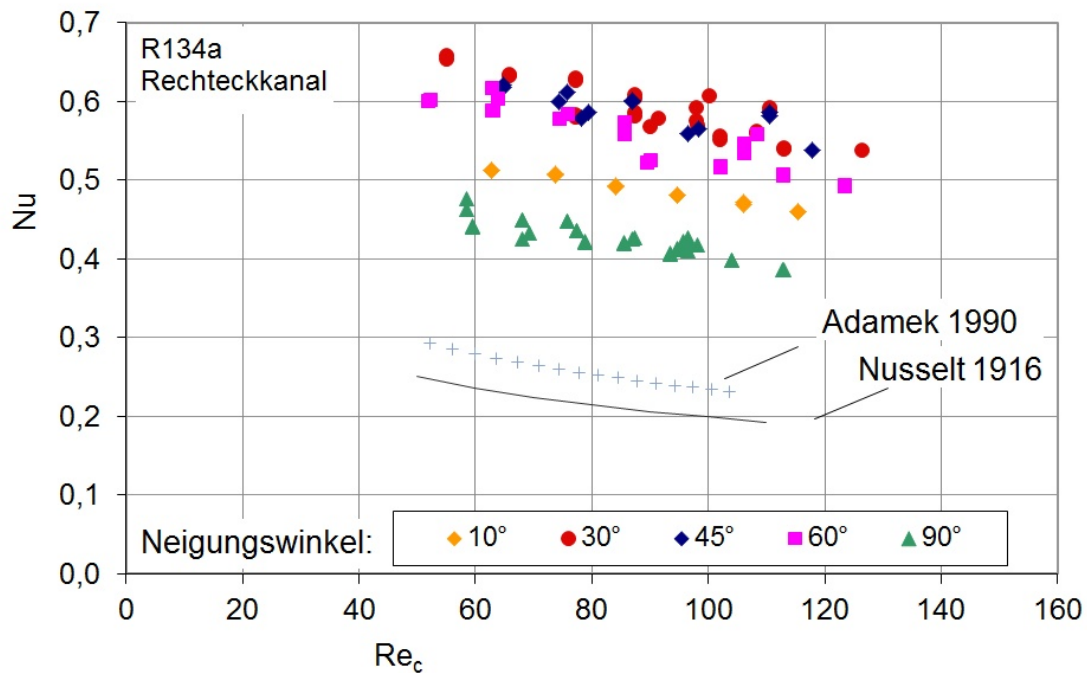


Abbildung 5.4.: Verbesserung des Wärmeübergangs durch Oberflächenspannungseffekte berechnet nach Adamek u. Webb (1990).

festgestellt werden. Die Durchbiegung war gerade so groß, dass der Blick durch den Kanal von einem Ende zum anderen im eingespannten Zustand nicht mehr möglich war. Möglicherweise reicht diese Durchbiegung, um eine Umverteilung des Kondensatfilms zu bewirken.

5.1.2. Variation der Stoffwerte

Die Messwerte für R123 ergänzen die Werte für R134a im unteren Reynoldszahlbereich sehr gut. In Abbildung 5.5 ist zu erkennen, dass die Verläufe nahezu nahtlos ineinander übergehen. In Abbildung 5.6 sind weiterhin die Messwerte für Wasser bei 0,6 bar eingetragen. Wie später bei den Ergebnissen zum Fluten noch gezeigt wird, ist der Arbeitsbereich eines Rückflusskondensators beim Medium Wasser wesentlich stärker eingeschränkt als bei den untersuchten Kältemitteln. Das Fluten findet bereits bei sehr niedrigen Dampf- und Kondensatmassenströmen statt. Aus diesem Grund sind die Reynoldszahlen für das Kondensat niedrig und auch der Wärmeübergang muss bei kleinen Reynoldszahlen gemessen werden.

Die Messwerte liegen für Wasser niedriger als nach den Daten für Kältemittel erwartet und fallen mit einer Steigerung der Reynoldszahl stark ab. In Abbildung 5.6 ist ebenfalls der Verlauf der Nusseltzahl gemäß der Nusselttheorie eingetragen. Wie schon in Kapitel 5.1.1 erwähnt, werden die Messwerte bei 90° damit gut wiedergegeben. Die Messwerte beim Neigungswinkel 60° liegen wie erwartet über denen bei 90°, obwohl der Unterschied weniger ausgeprägt ist als bei den Messungen mit Kältemitteln.

5.1. Wärmeübergangsmessung mit den Reinstoffen R134a und R123

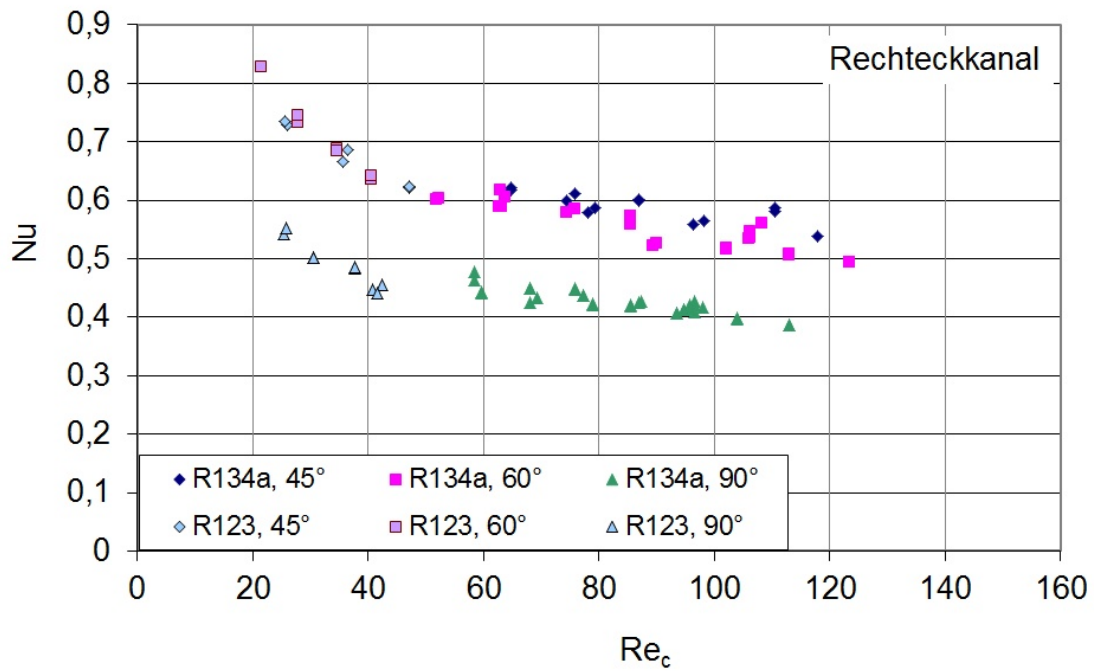


Abbildung 5.5.: Wärmeübergang der Reinstoffe R123 und R134a im Rechteckkanal ($dh=7\text{mm}$) bei verschiedenen Neigungswinkeln

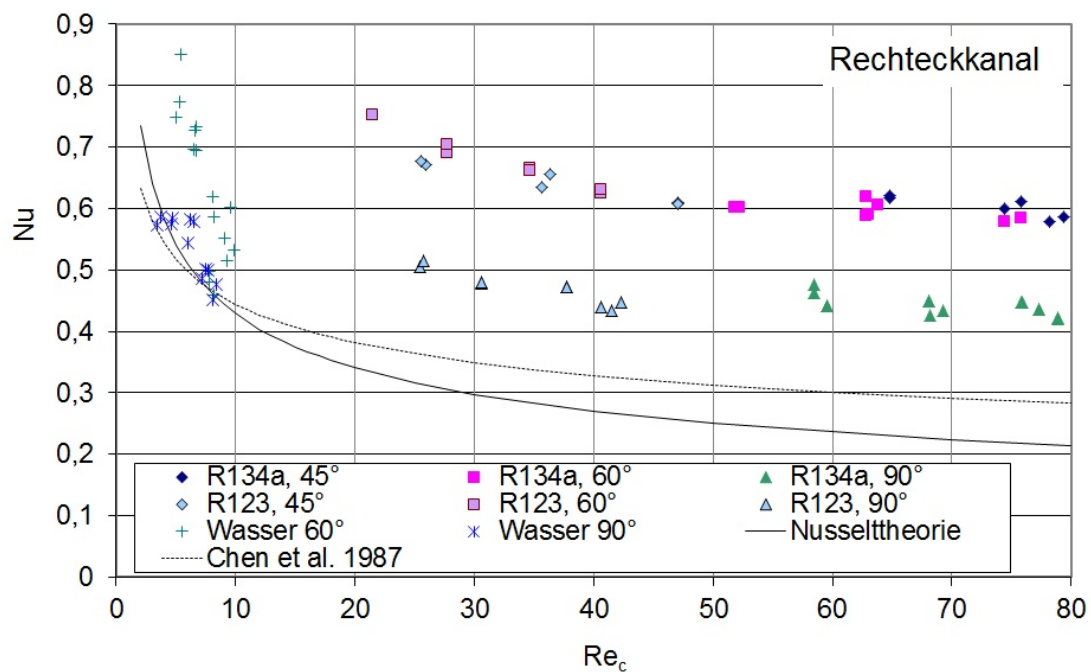


Abbildung 5.6.: Wärmeübergang von Reinstoff R123, R134a und Wasser im Rechteckkanal ($dh=7\text{mm}$) bei verschiedenen Neigungswinkeln

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

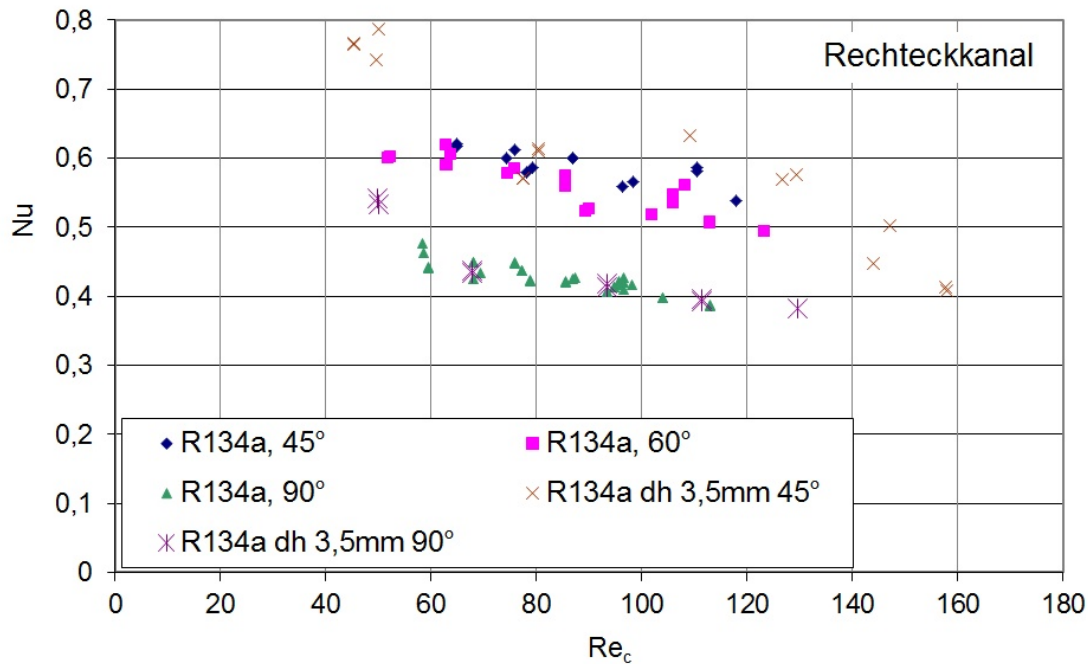


Abbildung 5.7.: Wärmeübergang von Reinstoff R134a im Rechteckkanal mit dem hydraulischen Durchmesser 7mm und 3,5mm bei verschiedenen Neigungswinkeln

5.1.3. Variation der Kanalgeometrie

Untersuchungen zum Einfluss der Geometrie wurden mit einem Kanal mit einem geringeren hydraulischen Durchmesser $d_h = 3,5\text{mm}$ durchgeführt. Abbildung 5.7 zeigt zusätzlich wieder die bekannten Messwerten für den Kanal mit $d_h = 7\text{mm}$. Die Werte für den kleineren hydraulischen Durchmesser und 90° Neigungswinkel weichen nicht von denen des größeren Kanals ab. Die Werte für 45° streuen stärker, sind aber auch mit denen des größeren Kanals beim gleichen Neigungswinkel vergleichbar. Dieses Ergebnis lässt den Schluss zu, dass die Messwerte beider Durchmesser mit derselben Nusselt-Korrelation beschrieben werden können.

Die Änderung des hydraulischen Durchmessers wurde dabei, wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben, durch die Verkürzung der kurzen Seite des Rechteckkanals erreicht. Die aufrechtstehende lange Seite wurde nicht verändert. Eine Vergrößerung des hydraulischen Durchmessers durch Variation der langen Seite wurde nicht durchgeführt.

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

5.2.1. Simulation des Wärmeübergangs im Rechteckkanal

Die Herleitung der für die Simulation verwendeten Gleichungen wurde bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Die numerisch berechnete Filmdicke entlang der dimensionslosen Längsachse des Kanals $Z^+ = \frac{z}{L}$ und der dimensionslosen Höhe der Seitenwand $X^+ = \frac{x}{H}$ zeigt beispielhaft die Abbildung 5.8 für verschiedene Neigungswinkel und konstante Unterkühlung von 3K. Die

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

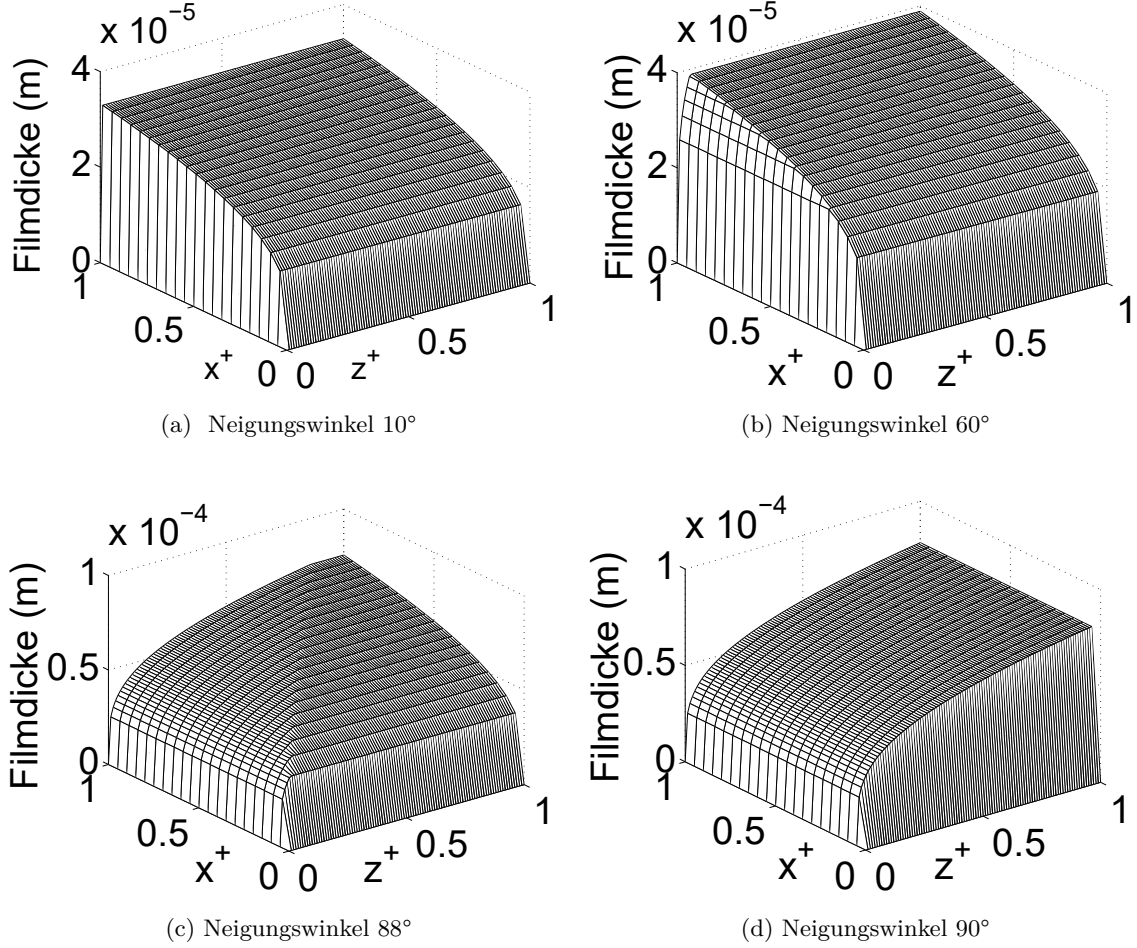


Abbildung 5.8.: Filmdicke auf einer Seitenwand des Rechteckkanals bei verschiedenen Neigungswinkeln

Darstellung bezieht sich auf die senkrecht stehende lange Seitenwand. Die Filmdicke beim Neigungswinkel 10° steigt vom Wert Null an der Oberkante der Wand $X^+ = 0$ schnell an und erreicht bei $X^+ = 1$ für alle Werte Z^+ außer an der Kante $Z^+ = 0$ den Maximalwert von $3,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Mit steigendem Neigungswinkel steigt auch der Maximalwert der Filmdicke an. Bei 60° Neigungswinkel beträgt dieser $4 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Das bedeutet gleichzeitig, dass auch die mittlere Filmdicke an dieser Wand gestiegen und damit der Wärmeübergang allein durch den veränderten Neigungswinkel gesunken ist.

Der Verlauf der Filmdicke entlang der Senkrechten entspricht dem von Nusselt hergeleiteten Verlauf. Anfangs und Endpunkt sind jedoch auf der gekippten Wand anders angeordnet. Insbesondere am oberen Ende des Kanals ist ein dreieckiger Wandbereich vorhanden, dessen Filmdickenverlauf sich von dem Rest der Wand unterscheidet. Dieser Bereich ist aber für Neigungswinkel zwischen 10° und 60° im Vergleich zur Gesamtfläche klein. Der dreieckige Bereiche wurde in Abbildung 3.2 im Kapitel 3.2 als Teilfläche B bezeichnet.

Je nach Neigungswinkel des Kanals ändert sich die überströmte senkrechte Länge der Wand

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

und damit der Endwert und der Mittelwert der Filmdicke. Bei 10° liegt der Kanal fast noch waagrecht und die überströmte senkrechte Länge ist nur etwas größer als die Kanalhöhe von 15mm. Beim Neigungswinkel 60° muss das Kondensat eine wesentlich längere Strecke auf der Seitenwand überströmen. Nach Gleichung 3.23 ist der Weg um den Faktor $\frac{1}{\cos\theta}$, also um den Faktor 2, größer. Dadurch strömt entlang eines größeren Teils der Fläche der Seitenwand ein dickerer Film und der Wärmeübergang ist schlechter.

Wird der Neigungswinkel über 60° hinaus gesteigert, so wird die Teilfläche B größer. Bei etwa 88° (Abbildung 5.8c) sind Teilfläche A und B gleich groß. Man erkennt, dass nun einerseits die Kante $Z^+ = 0$ und andererseits die Kante $X^+ = 0$ den Startpunkt für den senkrecht ablaufenden Film darstellt. Beim Neigungswinkel 60° dominierte noch der Film, der an der Kante $X^+ = 0$ beginnt. Der Film mit dem Startpunkt $Z^+ = 0$ nimmt bei einer weiteren Steigerung des Neigungswinkels schnell den restlichen Teil der Fläche ein, so dass nach der kleinen Änderung von 2° das Profil einer senkrechten Wand der Länge L erreicht ist (Abb. 5.8d). Der Umschlagpunkt bei 88° Neigungswinkel ist durch das Verhältnis von Länge L zu Höhe H der Seitenwand festgelegt. Bei kürzeren Kanälen derselben Höhe verschiebt sich der Umschlagpunkt zu niedrigeren Neigungswinkeln. Im Fall gleich langer Seiten L und H würde sich der Umschlagpunkt zu einem Winkel von 45° verschieben. Der Umschlagwinkel ergibt sich aus der Trigonometrie zu

$$\theta_{UmS} = \arctan \frac{L}{H} \quad . \quad (5.1)$$

In diesem Modell der Filmverteilung auf der Seitenwand des Kanals steigt die mittlere Filmdicke mit dem Neigungswinkel stetig aber nicht linear an. Das bedeutet, dass bei kleinen Neigungswinkeln ein besserer Wärmeübergang erreicht wird als bei größeren. Wird das Verhältnis zwischen Länge und Höhe des Kanals verkleinert, gilt dies weiterhin. Um einen guten Wärmeübergang zu erreichen, sollte also ein kleiner Neigungswinkel und ein großes Verhältnis zwischen Länge und Höhe gewählt werden. Eine im Vergleich zur Länge kleine Seitenwandhöhe garantiert bei kleinen Neigungswinkeln kurze Ablauflängen über fast die gesamte Seitenwand.

Der Wärmeübergang des gesamten Kanals kann nun durch die getrennte Behandlung aller vier Wände beschrieben werden. Die beiden Seitenwände wurden bereits oben beschrieben. Die obere und untere Kanalwand lassen sich ebenfalls getrennt betrachten, wenn angenommen wird, dass das Kondensat, das sich an der oberen Wand bildet nicht entlang der Seitenwand, sondern nur entlang der Kanalachse herabströmt. Auf dem Boden des Kanals sammelt sich das Kondensat der Seitenwände. Der Wärmeübergang am Boden ist vergleichsweise gering, da die Filmdicke hier groß ist. Er kann aber auch aus der Filmdicke berechnet werden.

5.2.2. Simulation des Wärmeübergangs im Rohr

Die Simulationsergebnisse für das gesamte Kondensationsrohr können in einer anderen Darstellungsweise auch bei Fiedler (2003) wiedergefunden werden. Im Kapitel 5.2.4 werden die Daten in einer anderen Darstellungsweise den Messwerten gegenübergestellt. Im Kapitel 3.3 sind die Berechnungsgrundlagen dieser Simulation dargestellt. Weiterhin wurden in diesem Kapitel Gleichungen für den Ablaufweg des Kondensats an der Rohrwand hergeleitet. Als Ergebnis erhält man ein Integralausdruck, der nicht analytisch lösbar ist, da er für den Umfangswinkel 0° und 180° unendlich groß wird. Trotzdem kann das Integral in festen Grenzen

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

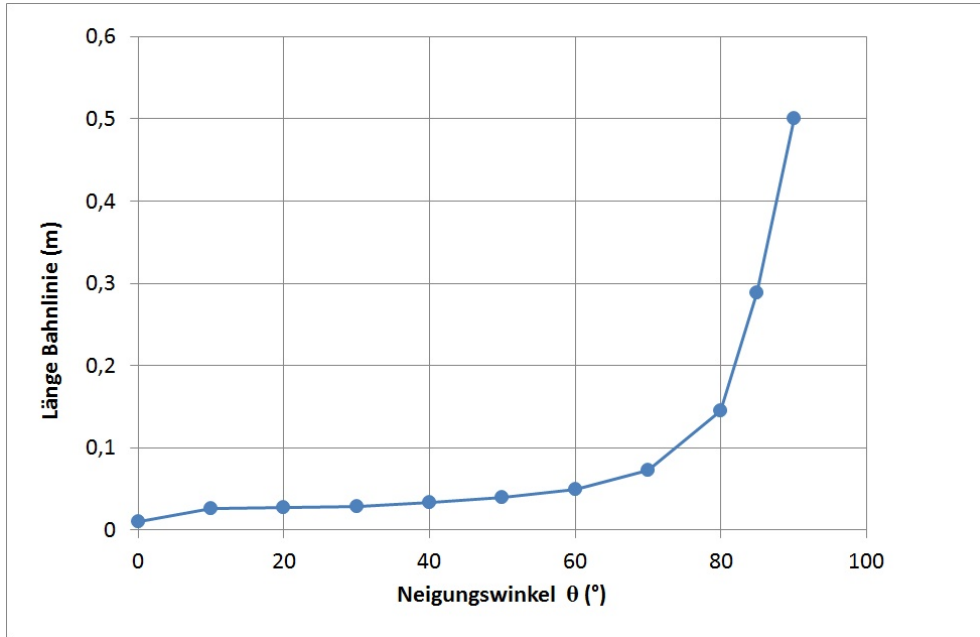


Abbildung 5.9.: Länge der Bahnlinie im Rohr berechnet nach Gleichung 3.60 für ϕ zwischen 1° und 170° . Neigungswinkel θ zwischen 0 und 90° . Hierbei wurde für die Bahnlänge bei 90° der Wert der Rohrlänge von $0,5$ m eingesetzt und für die Bahnlänge bei Winkel 0° die Bogenlänge am Kreis zwischen 1° und 170° eingesetzt.

gelöst werden. Damit ist es möglich den Ablaufweg für verschiedene Neigungswinkel und zwischen festen Umfangswinkeln zu berechnen.

Berechnet man beispielsweise das bestimmte Integral zwischen den Winkeln $\phi = 1^\circ$ und 170° , so kann man die äquivalente Bahnlänge in diesem Bereich für verschiedene Neigungswinkel vergleichen. Dies zeigt Bild 5.9. Die numerische Integration wurde für diese Abbildung mit der Software Mathcad durchgeführt. Die Länge der Bahn beim Neigungswinkel 0° entspricht dem halben Umfang des Kanals. Bereits bei kleinen Neigungen erhöht sich die Bahnlänge bleibt aber bis zu einem Winkel von 60° auf annähernd gleichem Niveau. Erst bei größeren Winkeln verlängert sich die Bahnlinie mit einer Änderung des Neigungswinkels stärker.

Dieser Zusammenhang wurde auch beim Rechteckkanal im vorherigen Kapitel 5.2.1 in ähnlicher Weise ermittelt. Die mathematische Beschreibung der Bahnlinie im Rohr in Gleichung 3.60 im Abschnitt 3.3.2 zeigt, dass die Abhängigkeit vom Neigungswinkel θ im Ausdruck $\sqrt{1 + \left(\frac{\tan\theta}{\sin\phi}\right)^2}$ verankert ist. Beim Rechteckkanal ändert sich der Ablaufweg im Teilbereich A mit $\frac{1}{\cos\theta}$. Setzt man $\phi = 45^\circ$, dann kann man für den Ausdruck $\sqrt{1 + \left(\frac{\tan\theta}{\sin\phi}\right)^2}$ auch schreiben

$$\sqrt{1 + (\tan\theta)^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{\sin\theta}{\cos\theta}\right)^2} \quad (5.2)$$

und mit

$$\sin^2\theta + \cos^2\theta = 1 \quad (5.3)$$

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

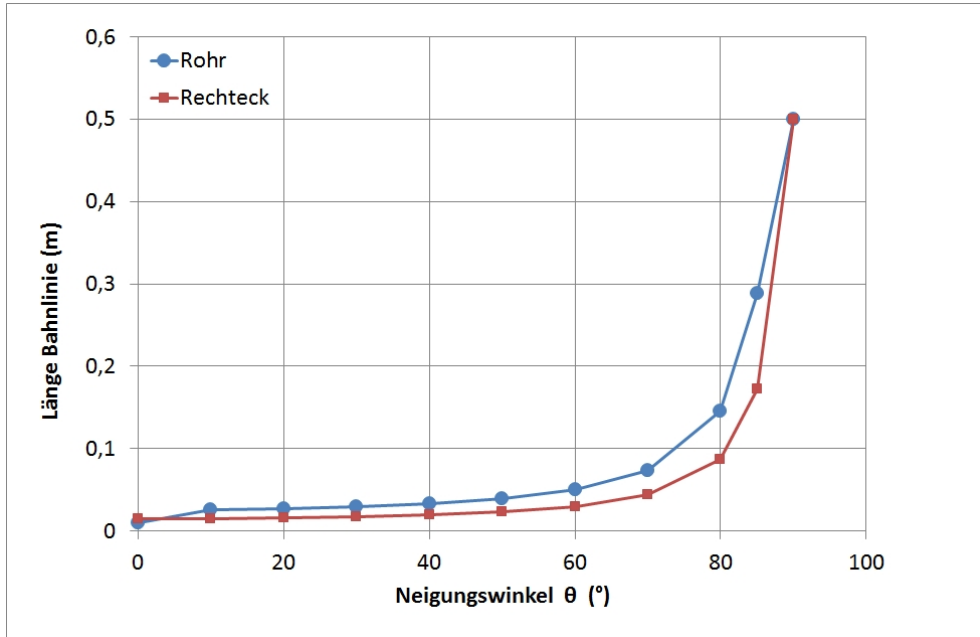


Abbildung 5.10.: Vergleich der Länge der Bahnlinie im Rohr und im Rechteckkanal. Für den Rechteckkanal wurde nur Teilfläche A für θ zwischen 0 und 88° betrachtet und angenommen, dass das Kondensat über die gesamte Seitenfläche mit der Höhe 15mm strömt.

ergibt sich

$$\sqrt{1 + (\tan\theta)^2} = \frac{1}{\cos\theta} \quad . \quad (5.4)$$

Das bedeutet die Abhängigkeit des Ablaufweges vom Neigungswinkel ist für den Rechteckkanal und für das Rohr am Umfang bei $\phi = 45^\circ$ identisch. Am Rest des Umfangs ist der Ablaufweg von beiden Winkeln abhängig.

Abbildung 5.10 zeigt die Kurve aus Abbildung 5.9 zusammen mit einer Kurve für die Länge der Bahnlinie im Rechteckkanal. Bei der Berechnung der Werte wurde nur Teilfläche A (Abb. 3.2) berücksichtigt. Weiterhin wurde angenommen, dass das Kondensat die gesamte Teilfläche überströmt, d. h. die Dicke des Kondensatbachs wurde nicht einberechnet. Die Höhe der Seitenwand ist 15mm.

Die Abbildung zeigt, dass die Länge der Bahnlinie im Rohr bereits bei kleinen Neigungswinkeln größer ist. Der Anfangswert bei $\theta = 0^\circ$ ist beim Rechteckkanal etwas größer, da im Grenzfall des waagerechten Rechteckkanals die Länge der Bahnlinie der Seitenwandhöhe von 15mm entspricht. Im waagerechten Rohr ist der Bogen am Kreisumfang aber nur $\pi \cdot R = 11\text{mm}$ lang (vernachlässigt man die Reduktion des Bogens durch die Betrachtung von 1° bis 170°).

Die Länge der Bahnlinie im Rohr ist bei allen Neigungswinkeln größer als im Rechteckkanal. Besonders bei Winkeln oberhalb von 60° wird die Differenz größer. Im senkrechten Fall müssen beide Bahnlinien wieder gleich lang werden, da in beiden Fällen die Kanallänge von 0,5m überströmt wird. Deswegen nähern sich die Kurven bei Neigungswinkeln oberhalb 85° wieder an. Für das Rohr wurde hier auf die äquivalente Bahnlänge zurückgegriffen. Dadurch

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

ist die aufgetragenen Bahnlinie proportional zur Filmdicke in der jeweiligen Geometrie. Die Filmdicke im Rohr ist damit für alle Neigungswinkel größer als die im Rechteckkanal und der Wärmeübergangskoeffizient bei der Reinstoffkondensation im Rohr niedriger einzuschätzen. Diese Betrachtung bezieht sich allerdings nur auf die Kondensationsvorgänge an der Wand ohne auf den Einfluss des Kondensatbachs Bezug zu nehmen. Der Wärmeübergang im gesamten Kanal wird im nächsten Kapitel betrachtet.

5.2.3. Vergleich der Simulation mit den Experimenten im Rechteckkanal

In Abbildung 5.11 sind die Ergebnisse der Rechnung, durchgezogene Linien, zusammen mit den Messwerten für R134a und R123 im Kanal mit der Breite 4,6mm dargestellt. Die Rechnung umfasst den gemittelten Wärmeübergang aller 4 Flächen. Die berechneten Werte stimmen für kleine Reynoldszahlen gut mit den gemessenen überein. Mit steigender Reynoldszahl liegen die Rechenwerte unter den Messwerten. Dieser Trend ist auf die Annahme der Gültigkeit der Filmtheorie zurückzuführen. Offenbar kann die Filmströmung an der Wand bei Reynoldszahlen oberhalb von 60 nicht mehr als laminarer glatter Film betrachtet werden. Auf dem ablaufenden Kondensatfilm entstehen Wellen, die den Film durchmischen und zu einem verbesserten Wärmetransport führen. Die Entstehung der Wellen wird insbesondere auch durch den Gegenstrom des Dampfes begünstigt. Stephan (Baehr u. Stephan (1998)) gibt an, dass mit einem Korrekturfaktor von 1,15 gerechnet werden sollte, um bereits kleine Wellen am Kondensatfilm zu berücksichtigen.

Die berechneten Kurven für Neigungswinkel zwischen 10° und 45° liegen dicht beeinander. Im vorherigen Kapitel wurde bereits gezeigt, dass sich der Ablaufweg in diesem Winkelbereich nicht stark ändert, daher bleibt der Wärmeübergang auf einem hohen Niveau. Zwischen 60° und 90° werden die Ablaufwege länger und der Wärmeübergang sinkt. Die Messwerte zeigen diesen Trend ebenfalls, da auch hier zwischen den Messwerten für 60° und 90° die größte Differenz auftritt. Die Differenz der Messwerte ist allerdings kleiner als die Differenz der berechneten Werte. Bei den Messwerten findet eine Steigerung der Nusseltzahl um ca. 50% statt, die berechneten Werte verdoppeln sich zwischen 90° und 60° .

Insgesamt sagen die Rechnungen für 90° Neigungswinkel niedrigere Nusseltzahlen voraus, wie bereits im Kapitel 5.1 erläutert. Für kleinere Neigungswinkel liegen die berechneten Kurven über den gesamten Reynoldszahlbereich näher an den Messwerten.

5.2.4. Vergleich der Simulation mit den Experimenten im Rohr

In dieser Arbeit wurde die Berechnung von Fiedler erneut aufgegriffen. Im nächsten Kapitel werden die Simulationen für Rohr und Rechteckkanal zusammen mit den Messwerten betrachtet. Dieses Kapitel stellt zunächst die Simulationen und Messwerte von Fiedler in anderer Form gegenüber.

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

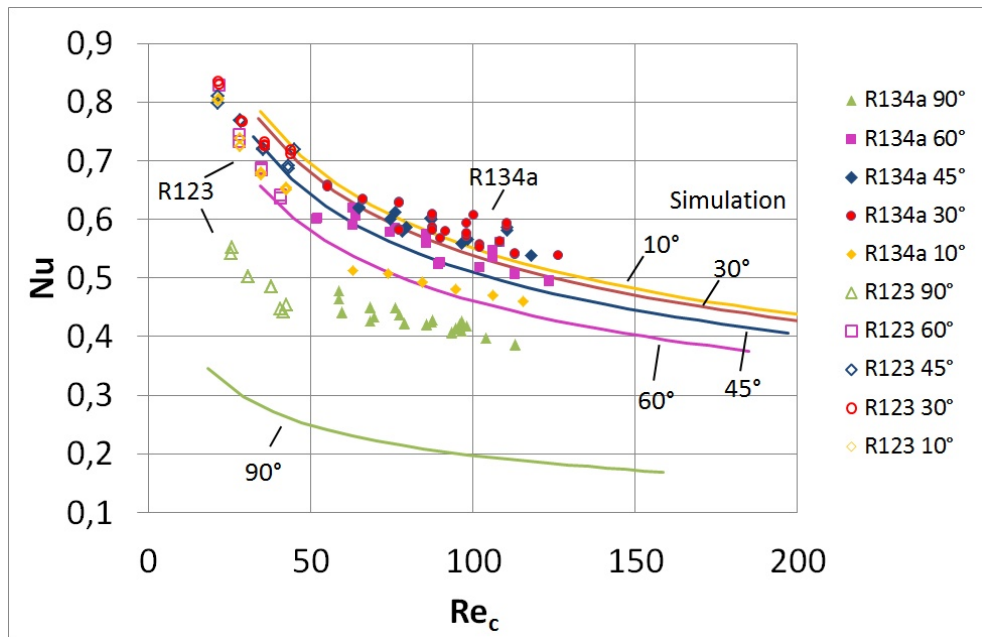


Abbildung 5.11.: Messdaten und Simulation für den Wärmeübergang von R134a und R123 im Rechteckkanal $dh=7\text{mm}$, $b=4,6\text{mm}$.

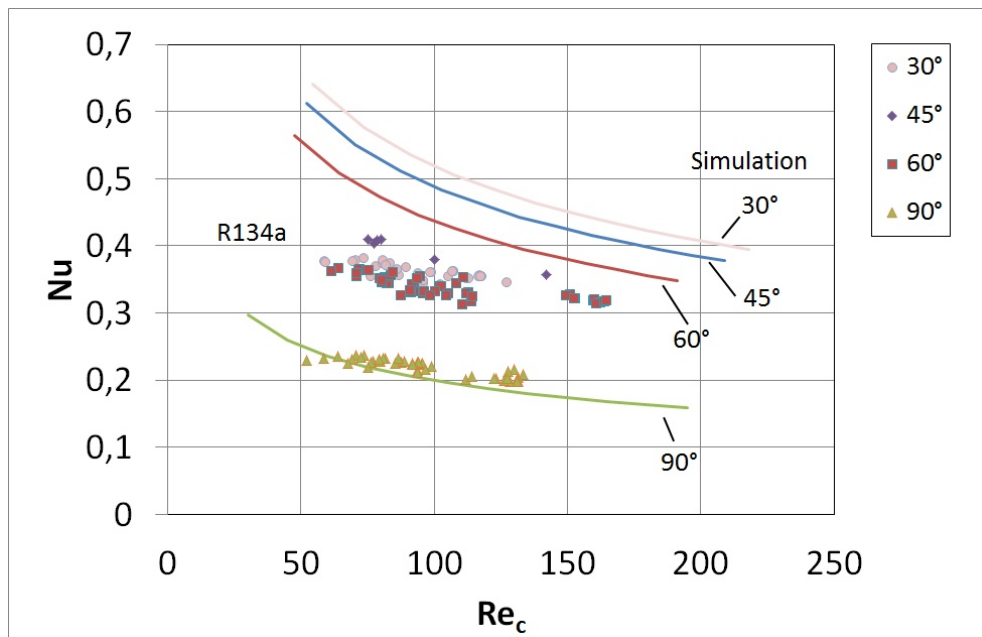


Abbildung 5.12.: Messdaten und Simulationsergebnisse für den Wärmeübergang von R134a im Rohr mit $d=7\text{mm}$.

Fiedler hat in seiner Arbeit die lokalen Filmdicken im Rohr bei verschiedenen Neigungswinkeln berechnet und mit den gemessenen Filmdicken verglichen. In Kapitel 3.3 wurde der Modellansatz von Fiedler bereits dargestellt. Er ermittelte auch den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten.

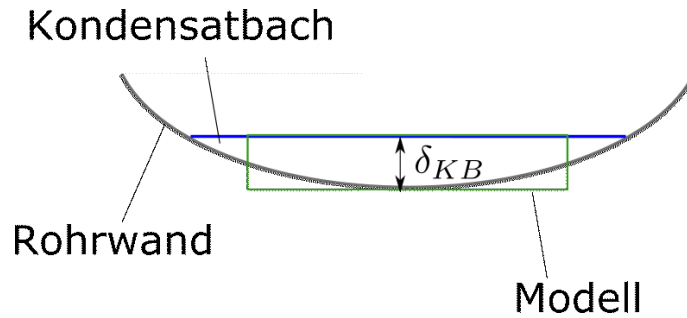


Abbildung 5.13.: Modell für den Kondensatbach nach Fiedler (2003)

zienten für das Rohr durch Integration der örtlichen Werte über den Umfangswinkel und der Länge des Rohres. In einem Diagramm verglich er diesen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten mit den gemessenen Werten (Bild 6.36 in Fiedler (2003)). Die berechneten Werte lagen etwa 10-15% über den gemessenen Werten. Aus dem Vergleich berechneter und gemessener Wärmeübergangskoeffizienten kann der Verlauf bei steigender Reynoldszahl nicht abgelesen werden. Die Darstellung der berechneten Nusselzzahlen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl fehlte. Aus diesem Grund wurden die Werte mittels des Berechnungsprogramms aus der Arbeit von Fiedler hier neu berechnet (siehe auch Kapitel 3.3).

In Abbildung 5.12 ist zu erkennen, dass die berechneten Nusselt Zahlen größer sind als die gemessenen. Dies war zu erwarten, weil bei Fiedler auch bereits die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten größer waren als die gemessenen. Die Diskrepanz zwischen Berechnung und Messung ist in der gewählten Auftragung allerdings etwas größer und liegt bei 20-30%. Fiedler hatte Wärmeübergangskoeffizienten aus den Messwerten durch Berechnung des Wärmestroms, der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Dampfstrom und der Wärmeübertragungsfläche ermittelt. Der Wärmestrom kann aus der Bilanz des R134a ermittelt werden oder aus der Bilanz des Kühlwassers. Für die Nu-Re Diagramme nutzte Fiedler den Wärmestrom der R134a Seite, wohingegen beim Vergleich der simulierten Wärmeübergangskoeffizienten und der gemessenen der Wärmestrom des Kühlwassers Verwendung fand. In Abbildung 5.12 wurden die Nusselt- und Reynoldszahlen der Messpunkte so verwendet, wie sie bei Fiedler veröffentlicht wurden. Entsprechend ist der Wärmestrom der R134a Seite in diese Werte eingeflossen und nicht der Wärmestrom der Kühlwasserseite.

Abbildung 5.12 zeigt, dass der Wärmeübergang im Mittel bei Neigungswinkeln zwischen 30° und 60° weit niedriger ausfällt als dies für eine laminare Filmströmung nach obigem Modell erwartet werden kann. Die Werte für den Neigungswinkel 90° stimmen hingegen gut mit den Werten überein, die man mittels den Ergebnissen der Nusseltschen Wasserhauttheorie berechnen kann. Fiedler hat die Abweichung darauf zurückgeführt, dass das Modell die Form des Kondensatbachs nur vereinfacht berücksichtigt. Der Kondensatbach wird im Modell so behandelt, als ströme er auf einer ebenen Fläche, die in gleicher Weise wie das Rohr geneigt sei. Die Ränder dieses ebenen Films sind idealisiert rechteckig geformt siehe Abbildung 5.13.

Die Filmdicke ist also über die gesamte Breite konstant. In der Realität ist der Kondensatbach in der Mitte am höchsten und läuft dann zu den Seiten hin in einen dünneren Film aus. Die Querschnittsfläche hat also eher die Form eines Kreisabschnitts als die eines Rechtecks. Auch wenn die Bestimmungsgleichung für die Kondensatfilmdicke bei Fiedler die Form des

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

Kreisabschnitts nicht berücksichtigt

$$w_{KB} = \frac{(\rho_L - \rho_G) \cdot g \cdot \sin\theta}{3\eta_L} \delta_{KB}^2 \quad , \quad (5.5)$$

so wird bei der Berechnung des Kondensatmassenstroms aus der Kondensatbachgeschwindigkeit w_{KB}

$$\dot{M}_{KB} = w_{KB} A_{KB} \rho_L \quad (5.6)$$

die Querschnittsfläche A_{KB} jedoch als Querschnitt des Kreisabschnitts berechnet. Fiedler gibt an, dass dies womöglich nicht ausreiche, um den Kondensatbach zu beschreiben und dass „die Kondensatfilmdicke auf Grund der Oberflächenspannung im seitlichen Bereich des Rohres dicker ist als nach dem Modell berechnet“, denn im Modell werde die Rohrkrümmung vernachlässigt. Der Wärmeübergangskoeffizient würde insgesamt kleiner werden, wenn die Filme im seitlichen Bereich dicker wären.

Andererseits ist denkbar, dass die Annahme einer konstanten Filmdicke im Kondensatbach δ_{KB} die Abweichung verursacht. Die Filmdicke des Bachs wird nach außen hin kleiner, das bedeutet, die Geschwindigkeit des Bachs müsste nach außen ebenfalls kleiner werden. Dies würde aber dazu führen, dass weniger Massenstrom im zur Verfügung stehenden Querschnitt transportiert werden könnte. Die Querschnittsfläche müsste also größer werden und damit würde der Bach seitlich weiter ansteigen müssen. Dies würde die Fläche auf der das Kondensat in einem dünnen Film nach unten strömt verkleinern und dadurch den Gesamt-Wärmeübergangskoeffizienten verringern. Die exakte Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils des Flüssigkeitsfilms wäre aber numerisch sehr aufwendig und war nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Der Trend der Messwerte bei Neigungswinkeln zwischen 30° und 60° stimmt nicht mit dem Trend der Berechnungen überein. Der Kurvenverlauf in Abbildung 5.12 ist steiler als der Verlauf der Messwerte. Fiedler hat keine Messungen mit dem Kältemittel R123 durchgeführt, deswegen ist keine Aussage über den Verlauf der Messwerte unter einer Reynoldszahl von 60 möglich. Der Trend der Messwerte ist deswegen nicht so einfach mit denen der Simulation zu vergleichen wie es in Abbildung 5.11 möglich war. Verschiebt man in Gedanken die Kurven der Simulation parallel nach unten in die Ebene der Messwerte, so scheint sich jedoch eine ähnliche Tendenz abzuzeichnen wie in Abbildung 5.11. Der Trend der Messwerte ist flacher. Die Nusseltzahl sinkt also nicht so stark mit einer Änderung der Reynoldszahl, wie dies in der Simulation vorhergesagt wird. Hierfür können wieder ähnliche Erklärungsansätze gefunden werden, wie bei den Messwerten im Rechteckkanal. Der Film ist im Gegensatz zu den Annahmen in der Simulation nicht ideal glatt und der Wärmeübergang deswegen nicht alleine von der Dicke des Films abhängig sondern auch von seiner Dynamik.

Im nächsten Kapitel wird nun der Wärmeübergang im Rohr und im Rechteckkanal bei gleichem hydraulischen Durchmesser gegenübergestellt.

5.2.5. Vergleich der Simulation von Rohr und Rechteckkanal

Der Wärmeübergang für beide Geometrieformen wurde mit dem Modell der laminaren Filmkondensation simuliert. Abbildung 5.14 zeigt die Ergebnisse für zwei verschiedene Reynoldszahlen über dem Neigungswinkel aufgetragen. In beiden Geometrien wird eine Abnahme der

5.2. Simulationsergebnisse und Vergleich mit den Experimenten

Nusseltzahl mit größer werdendem Neigungswinkel berechnet. Die Werte für den Neigungswinkel 90° sind hier nur der Vollständigkeit halber aufgetragen. Sie wurden mittels der Gleichung von Nusselt für Rohr und Rechteckkanal in gleicher Weise berechnet.

Im Gegensatz zu den Messergebnissen, Vergleich Bild 5.2, ergibt die Simulation, dass sich der Wärmeübergang in Rohr und Rechteckkanal bei gleichem hydraulischen Durchmesser nur wenig unterscheidet. Wie in den letzten Kapiteln dargestellt wurde, kann der Wärmeübergang im Rechteckkanal bei laminarer Filmkondensation auf die Weglänge des Kondensats entlang der benetzten Wand zurückgeführt werden. Für das Rohr gilt dies nicht. Entlang der Kondensatbahn ändern sich die Komponenten der Erdbeschleunigung und führen zu unterschiedlichen Filmdickenzuwächsen entlang der Bahn. Bei einem Rechteckkanal stehen dessen maßgeblichen Wärmeübertragungsflächen senkrecht und die Schwerkraftkomponente bleibt entlang der Kondensatbahn konstant.

Das Modell der laminaren Filmkondensation beschreibt offenbar den geneigten Rechteckkanal besser als das geneigte Rohr, wie der Vergleich von Simulation und Experiment in Abbildung 5.12 und Abbildung 5.11 zeigt. Das könnte bedeuten, dass das Modell der laminaren Filmkondensation im Rechteckkanal besser zutrifft als im geneigten Rohr. Betrachtet man Rohr und Rechteckkanal bei gleichem Dampfmassenstrom und gleichem hydraulischen Durchmesser, so unterscheidet sich die Dampfgeschwindigkeit in beiden Geometrien erheblich. Die Geschwindigkeit im Rohr ist 1,8 mal größer als im Rechteckkanal. Eine Abweichung des Wärmeübergangskoeffizienten zu niedrigen Werten kann allerdings nur durch eine Vergrößerung der Filmdicke entstehen. Ein Aufstauen des Films bei höheren Dampfmassenströmen wurde von Fiedler allerdings nicht beobachtet.

Eine andere Abweichung vom Modell ist die Vergrößerung der Filmdicke im Übergang zwischen Bach und seitlichem Kondensatfilm. Im Rohr ist dieser Übergang fließend und es können Oberflächenspannungseffekte eine Rolle spielen. Die Modellierung des Rohrs basiert auf der Modellierung des Kondensatbachs als flacher Kreisabschnitt, wohingegen der reale Kondensatbach eine gekrümmte Oberfläche hat. Weiterhin kommen auch Ungenauigkeiten durch die Modellannahmen in Frage, wodurch die Filmdicken an der Kanalwand oberhalb des Kondensatbachs zu gering berechnet wurden und deswegen der Wärmeübergangskoeffizient überschätzt wird.

Ein wichtiges Ergebnis des Vergleichs der Messergebnisse (Kapitel 5.1.1) ist jedoch, dass der Wärmeübergangskoeffizient im Rechteckkanal für Reinstoffe dem Wärmeübergangskoeffizient im Rohr überlegen ist. Wie beim Rohr wurde festgestellt, dass sich der Wärmeübergangskoeffizient bei geneigter Anordnung im Rechteckkanal verbessert. Der optimale Winkel liegt allerdings eher bei 30° als bei 45° . Die weitere Verbesserung des Wärmeübergangs beim Neigungswinkel von 10° wie sie die Simulation voraussagt, konnte im Experiment nicht bestätigt werden.

5.3. Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen

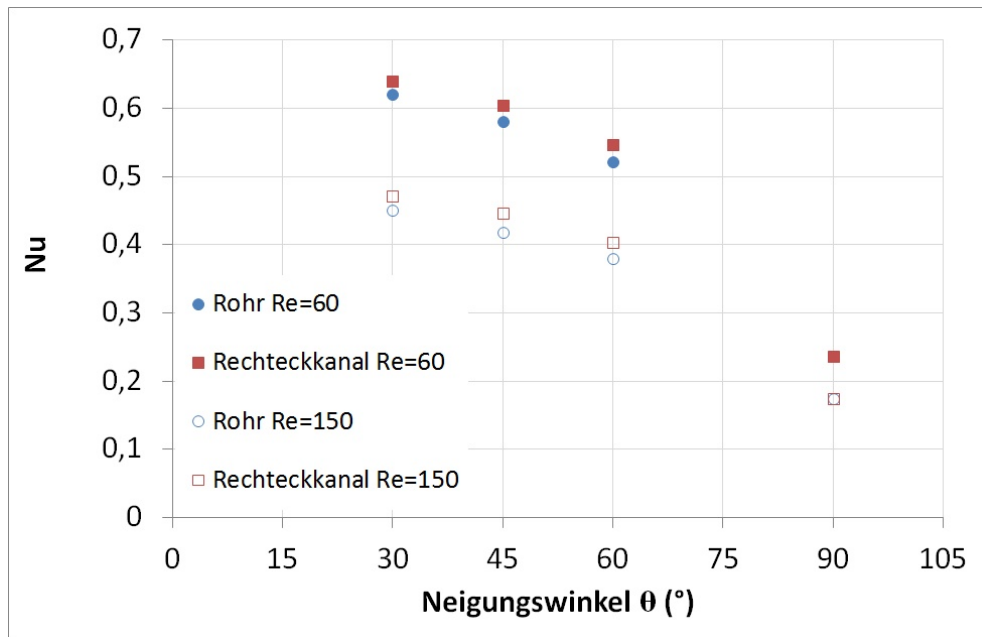


Abbildung 5.14.: Simulationsergebnisse für den Wärmeübergang von R134a im Rechteckkanal $dh=7\text{mm}$, $b=4,6\text{mm}$ und im Rohr mit $d=7\text{mm}$. Mittlere Nusseltzahl aufgetragen über dem Neigungswinkel.

5.3. Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen

Eine Übersicht der Ergebnisse zum Flutpunkt im Rechteckkanal zeigt Abbildung 5.15. Hier wurde eine in der Literatur übliche Form der Auftragung gewählt. Es ist die Wurzel aus der scheinbaren dimensionslosen Dampfgeschwindigkeit und die entsprechende Größe für die Kondensatgeschwindigkeit aufgetragen (siehe Gleichung 4.23). Man erkennt in der Abbildung, dass sich je nach Geometrie und Versuchsstoff Messpunktinseln ergeben, die alle eine Gemeinsamkeit haben: Vergleicht man die Flutdaten jeweils bei gleicher Geometrie und Versuchsstoff aber verschiedenen Neigungswinkeln, so zeigt sich, dass die Dampfgeschwindigkeiten am Flutpunkt beim Neigungswinkel von 90° immer niedriger liegen als bei kleineren Neigungswinkeln.

Die Konstruktion von Rückflusskondensatoren kann daher signifikant verbessert werden, wenn von vertikalen Strömungskälen Abstand genommen wird und gekippte Anordnungen gewählt werden. Dies gilt wie die Ergebnisse zeigen, unabhängig vom verwendeten Fluid.

Einen Vergleich des Einflusses der Geometrie zeigt Abbildung 5.16. Hier sind Messdaten im Rechteckkanal und Rohr dargestellt. Die Messdaten wurden jeweils mit R134a beim gleichen Druck ermittelt, das heißt über den Einfluss von Stoffwerten gibt dieses Diagramm keine Auskunft. Man erkennt hier, dass offenbar im Rechteckkanal, obwohl dessen hydraulischer Durchmesser nur die Hälfte des Rohrdurchmessers beträgt, höhere Dampfgeschwindigkeiten am Flutpunkt erreicht werden. Aus der Literatur (ESDU (1989); Bankoff u. Lee (1986); Zapke u. Kröger (2000a)) ist dagegen bekannt, dass ab einem kritischen Durchmesser, der je nach Autor zwischen 25 und 15mm variiert, die erreichbare Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt mit abnehmenden Durchmesser ebenfalls abnimmt.

5.3. Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen

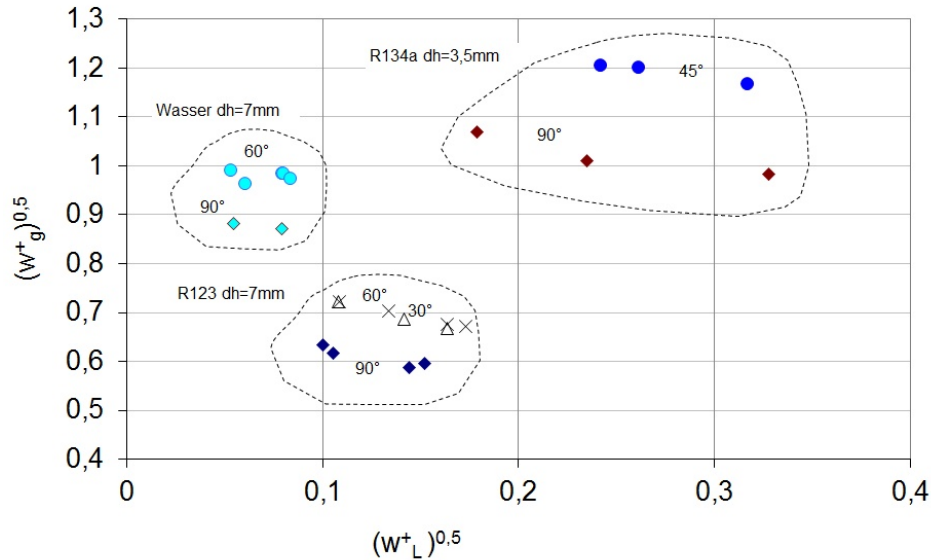


Abbildung 5.15.: Wurzel aus der scheinbaren dimensionslosen Dampfgeschwindigkeit am Flutpunkt im Rechteckkanal aufgetragen über die entsprechende Kondensatgeschwindigkeit für R134a, R123 und Wasser.

Zapke u. Kröger (2000b) stellten bei ihren Untersuchungen zum Fluten in Rechteckkanälen fest, dass die maßgebliche Länge im Rechteckkanal nicht der hydraulische Durchmesser, sondern die Kanalhöhe war. Mit vergrößerter Kanalhöhe vergrößerte sich auch die Gasgeschwindigkeit am Flutpunkt, wobei in ihren Messungen die Kanalbreite keinen Einfluss auf das Fluten hatte. Die Kanalhöhe beträgt in den verwendeten Rechteckkanälen dieser Arbeit 15mm. Sie ist also mehr als doppelt so groß wie der Rohrdurchmesser. Die Messdaten unterstützen die Argumentation von Zapke und Kröger.

Zapke und Kröger begründeten ihr Ergebnis mit dem vorherrschenden Flutmechanismus in ihren Experimenten, nämlich der Bildung von Flüssigkeitsbrücken im Kanalquerschnitt, die aus aufgestauten Wellen entstanden sind. Fiedler u. Auracher (2002) führen das Fluten ebenfalls auf das Vorhandensein von Flüssigkeitsbrücken zurück. Offenbar bewirkt der vergrößerte Abstand zwischen dem Kondensatbach und der darüberliegenden Wand im Vergleich zum Rohr, dass Flüssigkeitsbrücken erst bei höheren Gasgeschwindigkeiten ausgebildet werden können.

Eine Korrelation der Ergebnisse zum Fluten im Rohr gelang mittels der dimensionslosen Größen von Zapke und Kröger (aus Gleichung 4.27 bis 4.29) jedoch nicht (Fiedler u. Auracher (2002)). Auch die Werte für den Rechteckkanal werden nicht zufriedenstellend wiedergegeben (siehe Abbildung 5.17). Ergebnisse der empirischen Gleichung, die Zapke und Kröger ermittelten (Gleichung 4.27), sind in der Abbildung 5.17 ebenfalls eingezeichnet. Der Trend der Kurve passt gut zu den Messdaten des Rechteckkanals mit einem hydraulischen Durchmesser von 3,5mm und senkrechter Ausrichtung. Die Messwerte sind jedoch etwa doppelt so groß im Hinblick auf Fr_G wie die Rechenwerte. Werte für R123 im Rechteckkanal mit 7mm hydraulischem Durchmesser und senkrechter Ausrichtung liegen hingegen weit unter den Rechenwerten. Die Messwerte lassen sich mit den Ansätzen von Zapke und Kröger also nicht einheitlich beschreiben. Möglicherweise ist der Unterschied zwischen adiabaten Messun-

5.3. Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen

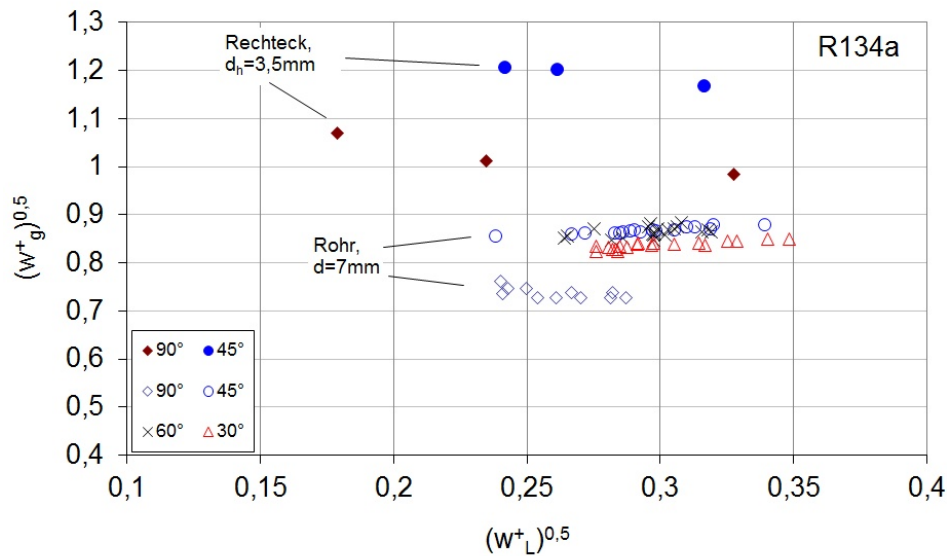


Abbildung 5.16.: Vergleich der Flutpunkte im Rohr, $d=7\text{mm}$, und Rechteckkanal, $d_h = 3,5\text{mm}$, bei gleichen Stoffdaten (R134a)

gen und Kondensationsmessungen dafür verantwortlich (Mouza u. a. (2005); Deendarlianto u. a. (2005)). In den adiabaten Messungen von Zapke und Kröger konnten Verhältnisse von Dampf- und Flüssigkeitsmassenströmen eingestellt werden, die mit Kondensationsmessungen nicht erreicht werden können. Entsprechend kann der ermittelte Zusammenhang zwischen der Gas-Froudezahl und der Flüssigkeits-Froudezahl Effekte umfassen, die in Kondensationsexperimenten nicht auftreten können. Zusätzlich waren die Kanalhöhen sowie das Höhe zu Breite Verhältnis in den Experimenten der Autoren wesentlich größer. Zapke und Kröger berichten von einem großen Wirbel am Gaseintritt der Messstrecke, der in engen Kanälen möglicherweise gar nicht entstehen kann.

Messergebnisse für den Rechteckkanal, $d_h = 7\text{mm}$, und dem Versuchsfluid R134a zeigen eine ungewöhnliche proportionale Veränderung des Dampfmassenstroms am Flutpunkt mit dem Kondensatmassenstrom (siehe Abbildung 5.18). Dieses Phänomen wurde auch von Mouza u. a. (2002, 2005) beschrieben. Sie erklärten dies mit der Veränderung von Wellenfronten auf der Filmoberfläche. Mouza et al. benutzten ein Glasrohr mit dem Innendurchmesser 7mm und das Stoffpaar Wasser/Luft. Der Bereich der eingesetzten Flüssigkeits- und Dampfmasenströme wurde allerdings speziell zur Untersuchung des Flüssigkeitsverhaltens gewählt. Der Flüssigkeitsmassenstrom war im Durchschnitt fünfzigmal größer als der Gasmassenstrom. Diese Verhältnisse können in einem Kondensationsexperiment niemals erreicht werden, da im Grenzfall der Flüssigkeitsmassenstrom gleich dem Dampfmassenstrom ist.

Es konnte keine Korrelation aus der Literatur gefunden werden, die alle Messwerte mit zufriedenstellender Genauigkeit beschreibt.

Die von McQuillan u. Whalley (1985) vorgeschlagene Modellierung mittels der Kutateladze Zahl des Gases, der Bond und der Froude Zahl (siehe Gleichungen 4.24 bis 4.26) geben die Messwerte im Rechteckkanal mit $d_h = 7\text{mm}$ gut wieder

5.3. Charakteristik des Flutens in engen Rechteckkanälen

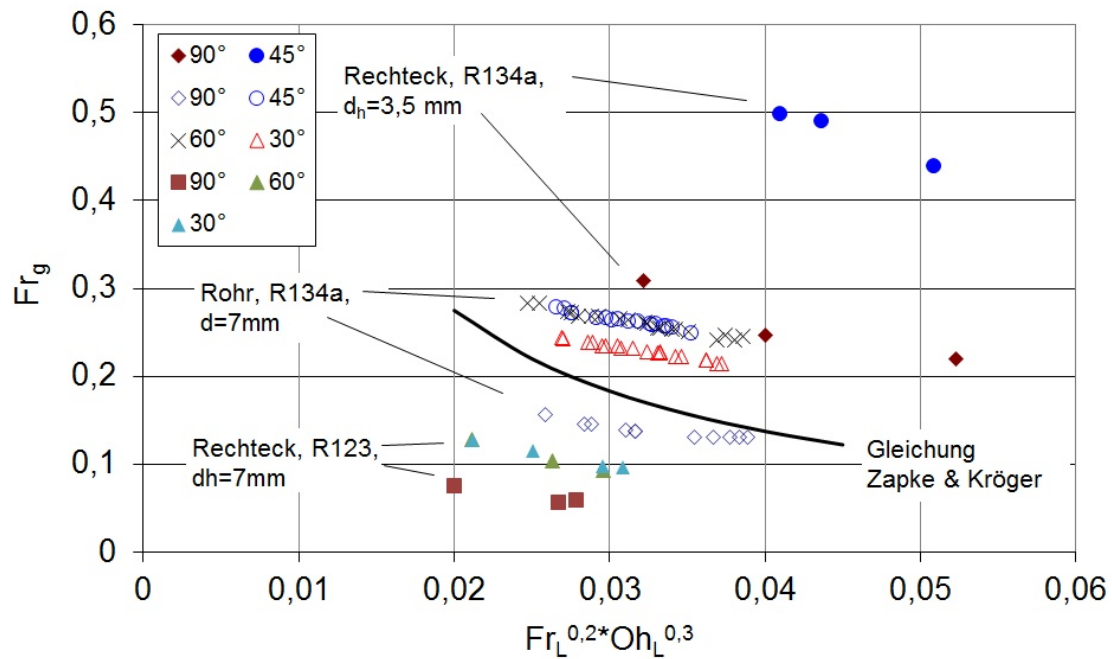


Abbildung 5.17.: Auftragung nach Zapke und Kröger, Vergleich der Flutpunkte im Rohr $d = 7 \text{ mm}$ und Rechteckkanal $d_h = 3,5 \text{ mm}$ und 7 mm mit der Korrelation nach Gleichung 3.6

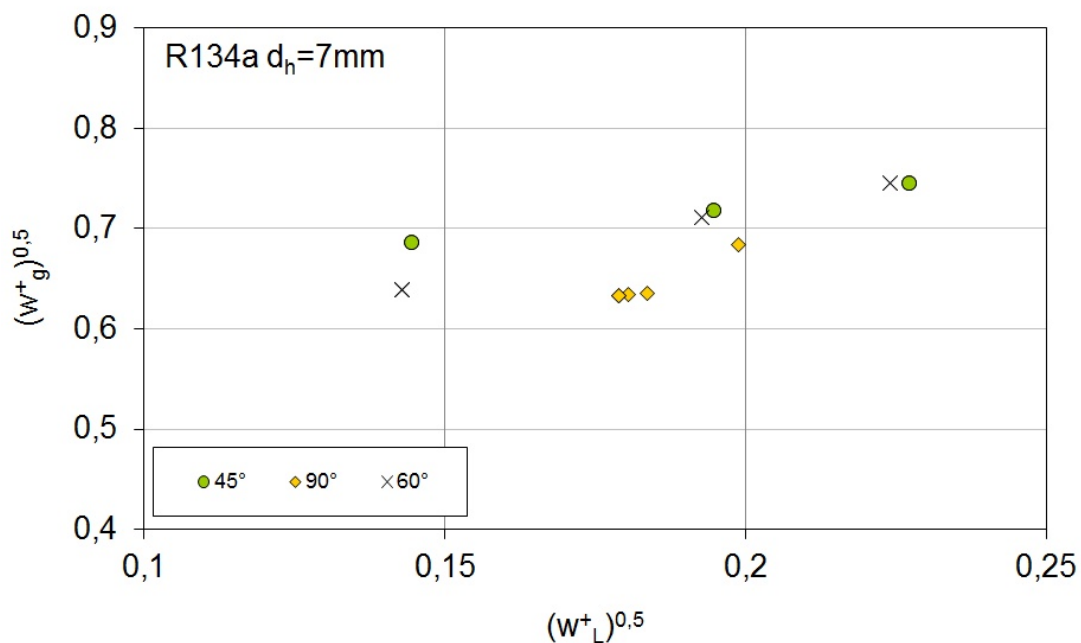


Abbildung 5.18.: Ungewöhnlicher proportionaler Verlauf der Flutpunkte im Rechteckkanal $d_h = 7 \text{ mm}$, mit Versuchsfluid R134a bei verschiedenen Neigungswinkeln

5.4. Schlussfolgerung zum Vergleich von Rohr- und Rechteckkanal im Hinblick auf Wärmeübergang und Fluten

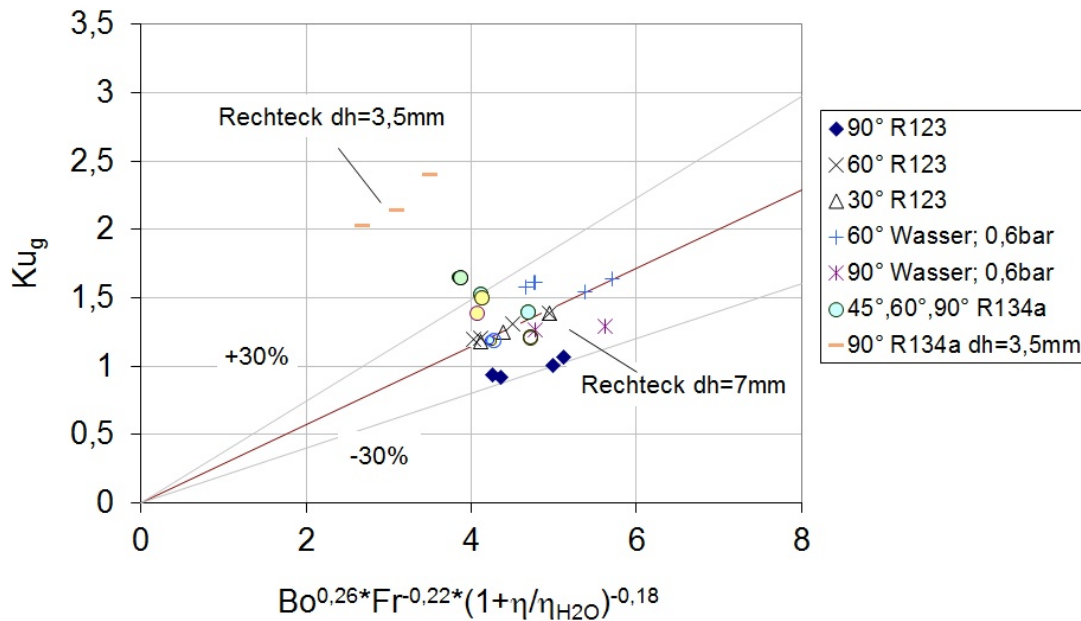


Abbildung 5.19.: Auftragung und Korrelation der Flutdaten für den Rechteckkanal $d_h = 7\text{mm}$ gemäß des Vorschlags von McQuillan u. Whalley (1985). Gleichung 5.7 entspricht der eingezeichneten Geraden.

$$Ku_G = 0,286 \cdot Bo^{0,26} \cdot Fr^{-0,22} \cdot \left(1 + \frac{\eta}{\eta_{H_2O}}\right)^{-0,18} \quad (5.7)$$

Abbildung 5.19 zeigt, dass keine Anpassung der Gleichung 5.7 notwendig ist, um die Daten von R123, Wasser und R134a für $d_h = 7\text{mm}$ zu beschreiben. Exemplarisch wurden auch Werte für den Rechteckkanal mit $d_h = 3,5\text{mm}$ aufgetragen, die aber nicht in gleicher Weise wiedergegeben werden können, wie die Werte bei $d_h = 7\text{mm}$. Da die McQuillan/Whalley Gleichung vor allem mittels Daten für das senkrechte Rohr ermittelt wurde, fehlt der Einfluss des Neigungswinkels. Das Fluten tritt im senkrechten Fall bei etwa 15-20% niedrigeren scheinbaren Dampfgeschwindigkeiten auf, siehe Abbildung 5.15. Die Daten der verschiedenen Versuchsfluide streuen aber auch in dieser Größenordnung, so dass auch die verschiedenen Neigungswinkel mittels Gleichung 5.7 abgebildet werden können. Es ist in Abbildung 5.19 zu erkennen, dass die meisten Daten innerhalb eines Fehlerbandes von $\pm 30\%$ liegen.

5.4. Schlussfolgerung zum Vergleich von Rohr- und Rechteckkanal im Hinblick auf Wärmeübergang und Fluten

Der Wärmeübergang im Rechteckkanal ist bei allen Neigungswinkeln besser als im Rohr mit gleichem hydraulischen Durchmesser. Die Simulation zeigt, dass dies an den dünneren Flüssigkeitsfilmen an den senkrecht stehenden Wänden des Rechteckkanals liegt. Der Neigungswinkel

5.4. Schlussfolgerung zum Vergleich von Rohr- und Rechteckkanal im Hinblick auf Wärmeübergang und Fluten

mit den höchsten Nusseltzahlen liegt im Rechteckkanal bei 30° . Für Neigungswinkel zwischen 30° und 60° wurden auch die höchsten Gasgeschwindigkeiten am Flutpunkt gemessen. Die Strömungsbegrenzung ist somit bei diesen Neigungswinkeln am geringsten, das bedeutet, dass der Winkel 30° bei der Auslegung von Rückflusskondensatoren mit Rechteckkanälen optimal ist. Die senkrechte Anordnung ist durch die geringste Nusseltzahl und den geringsten Gasgeschwindigkeiten am Flutpunkt gekennzeichnet und sollte deswegen vermieden werden.

Beim Rechteckkanal mit einem größeren Höhe zu Breite Verhältnis, $d_h = 3,5mm$, konnten deutlich größere Gasgeschwindigkeiten am Flutpunkt gemessen werden als beim Durchmesser $d_h = 7mm$. Durch die Simulation des Wärmeübergangs im Rechteckkanal wurde aber gezeigt, dass Kanäle mit geringer Seitenwandhöhe und dafür größerer Länge bei unveränderter Wärmeübertragungsfläche einen besseren Wärmeübergang haben müssten. Bei einem großen Höhe zu Breite Verhältnis im Rechteckkanal kann der Kanal also bei höheren Gasgeschwindigkeiten betrieben werden, allerdings ist der Wärmeübergang dann nicht so hoch, wie bei geringerer Seitenwandhöhe. Die Vorausberechnung des Flutpunkts im Rechteckkanal ist für beliebige Kanalgeometrien nicht zuverlässig möglich, sonst könnte ein Optimum für das Höhe zu Breite Verhältnis aus Wärmeübertragung und Flutgrenze berechnet werden. In dieser Arbeit zeigt der Kanal mit $d_h = 3,5mm$ Durchmesser durch die größeren Gasgeschwindigkeiten am Flutpunkt bei unverändert gutem Wärmeübergang gegenüber dem Kanal mit $d_h = 7mm$ bessere Ergebnisse.

Der Rechteckkanal ist dem Rohr sowohl bei der Betrachtung des Wärmeübergangs als auch bei der Betrachtung der Gegenstrombegrenzung vorzuziehen. Rückflusskondensatoren sollten also rechteckige Kanäle besitzen und es sollte die vertikale Ausrichtung der Kanäle in jedem Fall vermieden werden.

6. Wärmeübergang beim Gemisch R134a/R123

6.1. Experimentelle Ergebnisse

In der Abbildung 6.1 sind zwei typische Verläufe der Kondensat-Nusseltzahl über der Kondensat-Reynoldszahl zu sehen. Man erkennt, dass die Nusselt Zahl mit zunehmender Reynoldszahl abfällt. Die Reynoldszahl wird mittels des Kondensatmassenstroms gebildet (Gleichung 4.15) und ist damit ein Maß für die Kondensationsrate. Der größte Abfall der Nusseltzahl ereignet sich bereits am Anfang der Messreihe bei kleinen Reynoldszahlen und mündet bei höheren Reynoldszahlen asymptotisch in eine Horizontale.

Wie in Abbildung 6.1 ebenfalls zu erkennen ist, ist der Wärmeübergang nun auch vom Dampf-massenstrom abhängig. Bei gleicher Reynoldszahl ist die Nusseltzahl bei größerem Dampf-massenstrom größer. Neben dem Widerstand im Kondensatfilm tritt bei der Gemischkondensation auch ein Stoff- und Wärmeübergangswiderstand im Dampf auf. Dieser Widerstand ist bei größerem Dampfmassenstrom kleiner (Kellenbenz (1994); Webb u. Al-Shammari (2002); Fullarton u. Schlünder (2002)). Im Fall der Reinstoffkondensation gibt es keinen dampfseitigen Widerstand und es kann keine direkte Verbesserung des Wärme- und Stoffübergangs durch Erhöhung des Dampfmassenstroms erreicht werden.

Abbildung 6.2 zeigt den Vergleich der Reinstoffmessungen von Fiedler mit den Gemischmessungen. Beide wurden in der Rohrmessstrecke durchgeführt. Die Abbildung zeigt, dass sich die Nusseltzahlen bei der Gemischkondensation nur für sehr kleine Kondensat-Reynoldszahlen denen der Reinstoffkondensation annähern. Geringe Kondensationsraten bewirken noch keine signifikante Ausbildung eines dampfseitigen Widerstandes. Mit steigender Reynoldszahl wird der Wärmeübergang im Vergleich zum Reinstoff verschlechtert. Der Wärmestrom bei höheren Re_c ist zwar größer kann aber nur durch eine signifikante Absenkung der Kühlwassertemperatur erreicht werden. Dadurch sinkt das Verhältnis $\frac{\dot{Q}}{\Delta\vartheta_{log}}$ und damit der Wärmedurchgangskoeffizient. Dies ist eine Folge des größer werdenden Stoff- und Wärmeübergangswiderstands in der Gasphase wie im nächsten Kapitel beim Vergleich mit Simulationsdaten noch näher erläutert wird.

Weiterhin erkennt man, dass der Neigungswinkel bei der Gemischkondensation einen wesentlich geringeren Einfluss hat als bei der Reinstoffkondensation. Beim Reinstoff sind die Nusseltzahlen für einen Neigungswinkel von 90° nur knapp halb so groß wie bei 30° und 45° Neigungswinkel (Fiedler u. Auracher (2004a)). Beim Gemisch zeigt sich nur bei kleinen Kondensat-Reynoldszahlen ein Unterschied zwischen den Messreihen bei 90° und 45° . Die Neigung des Kanals wirkt vor allem auf die Filmverteilung und diese bestimmt den thermischen Widerstand des Kondensatfilms. Bei höheren Reynoldszahlen verschwindet die Differenz zwischen den Messreihen, da der dampfseitige Widerstand gegenüber dem Widerstand des Kondensatfilms überwiegt.

6.1. Experimentelle Ergebnisse

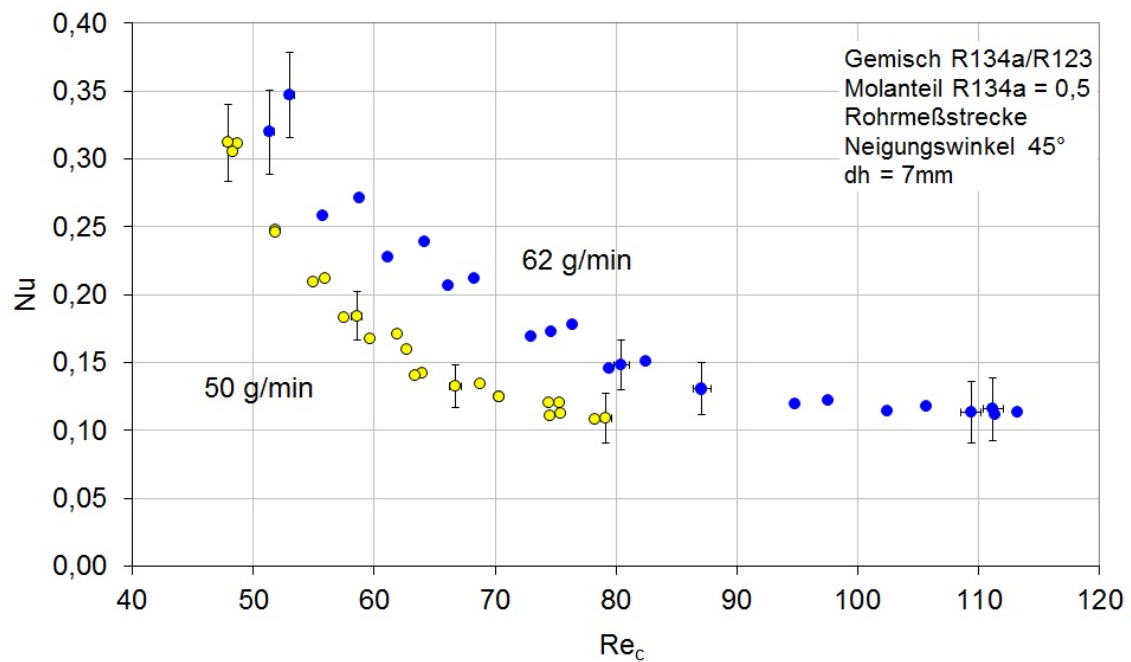


Abbildung 6.1.: Wärmeübergang beim Gemisch R134a/R123. Dampfmassenströme am Eintritt: 50 g/min und 62 g/min

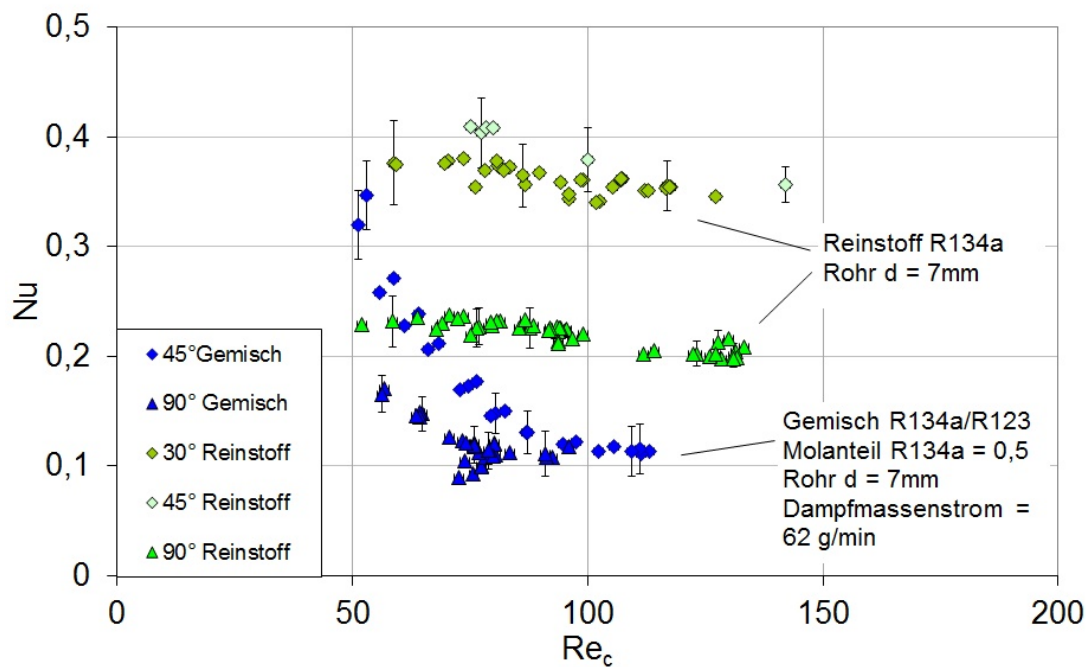


Abbildung 6.2.: Vergleich des Wärmeübergangs zwischen Reinstoff R134a und Gemisch R134a/R123 bei 45° und 90° Neigungswinkel, Rohr d=7mm.

6.1. Experimentelle Ergebnisse

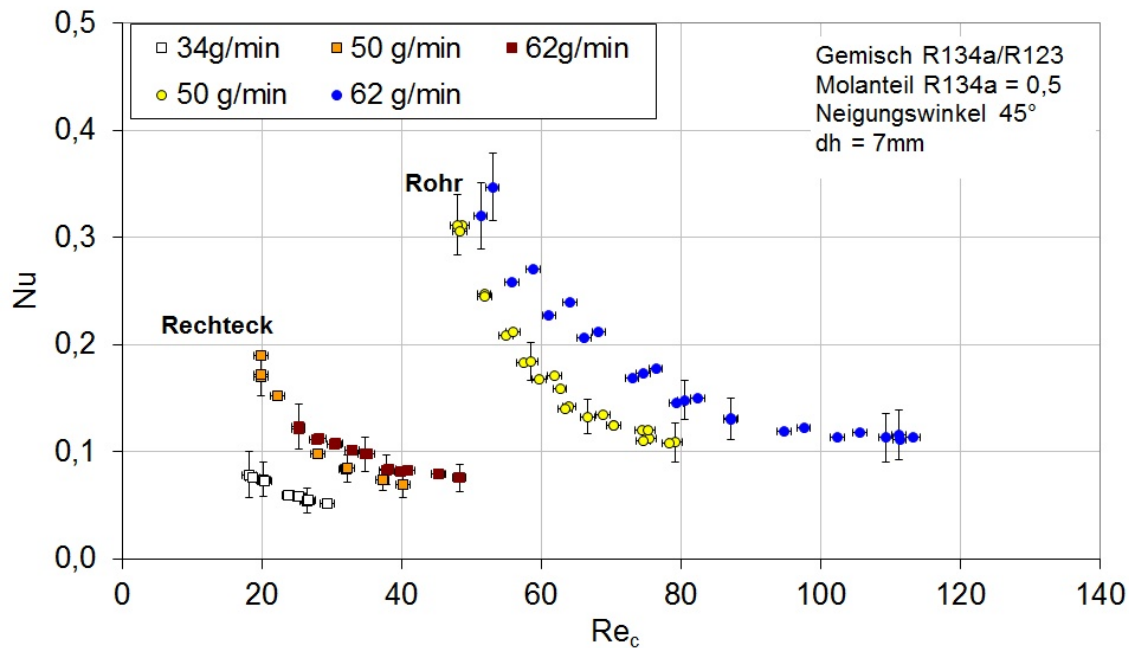


Abbildung 6.3.: Vergleich Rechteckkanal und Rohr bei Dampfmassenströmen von 34g/min, 50g/min und 62g/min, dh=7mm, Neigungswinkel 45°

Die in Abbildung 6.2 dargestellten Nusseltzahlen für Gemisch- und Reinstoffkondensation sind unterschiedlich definiert. Bei der Reinstoffkondensation existiert nur ein Wärmeübergangskoeffizient im Kondensatfilm. Die Nusseltzahl ist nach Gleichung 4.19 definiert. Die Nusseltzahl für die Gemischdaten ist nach Gleichung 4.14 definiert. Der in der Definition verwendete Wärmeübergangskoeffizient ist eigentlich ein Wärmedurchgangskoeffizient, denn er fasst den Wärmeübergangskoeffizienten des Dampfes an der Kondensatfilmoberfläche und den Wärmeübergangskoeffizienten des Flüssigkeitsfilms zusammen. Normalerweise werden nur einzelne Wärmeübergangskoeffizienten mittels Nusseltzahlen dimensionslos dargestellt. Die Messung der Temperatur der Filmoberfläche ist in den Experimenten jedoch nicht möglich gewesen, deswegen konnten die einzelnen Wärmeübergangskoeffizienten nicht ermittelt werden. Der Wärmeübergangskoeffizient kann auch als Wärmestrom betrachtet werden, der auf eine bestimmte Temperaturdifferenz und Übertragungsfläche bezogen ist. In diesem Sinne ist die gewählte Darstellungsweise für den Vergleich der Reinstoffkondensation und Gemischkondensation in einem Querschnitt des Rohres richtig, da für beide Fälle der Gesamtwärmestrom auf die Temperaturdifferenz zwischen Dampf-Kernströmung und der Rohrwand bezogen wurde. Die Wärmeübertragungsfläche ist auf Grund der kleinen Filmdicke ebenfalls dieselbe.

Die Messwerte charakterisieren überdies den Mittelwert über das gesamte Rohr.

In Abbildung 6.3 sind Ergebnisse der Gemischmessungen im Rechteckkanal denen im Rohr gegenübergestellt. Die Reynoldszahlen bei den Messungen im Rechteckkanal betragen nur etwa die Hälfte der Reynoldszahlen im Rohr. Obwohl der hydraulische Durchmesser bei beiden Messstrecken derselbe ist, ist der Umfang des Rechteckkanals um den Faktor 1,79 größer. Die Reynoldszahl ist proportional zum Verhältnis des Kondensatmassenstroms zum Kanal-

6.2. Simulationsergebnisse

umfang. Bei gleichem Kondensatmassenstrom ergeben sich somit niedrigere Reynoldszahlen im Rechteckkanal. Die Nusseltzahlen im Rechteckkanal sind ebenfalls niedriger. Die Re-Zahl gibt die Verteilung des Kondensats auf den verfügbaren Umfang wieder, somit liegen die Messwerte im Rechteckkanal generell bei niedrigeren Re, obwohl der Kondensatmassenstrom in ähnlicher Größe anfiel wie bei den Messungen im Rohr. Durch die Verteilung des Kondensats auf einem größeren Umfang stellt sich eine kleinere Filmdicke und damit ein geringerer Wärmeübergangswiderstand im Film ein. Der entscheidende Widerstand liegt aber auf der Gasseite. Daher führt die verringerte Filmdicke nicht zu erhöhtem Wärmedurchgang.

Nicht nur der Umfang sondern auch die Querschnittsfläche ist bei gleichem hydraulischen Durchmesser größer als beim Rohr ($A_{\text{Rechteck}}/A_{\text{Rohr}} = 1,79$). Vergleicht man das Rohr und den Rechteckkanal bei gleichem Dampfmassenstrom so sind die Dampfgeschwindigkeiten im Rechteckkanal um den Faktor $\frac{1}{1,79}$ kleiner. Der konvektive Stoff- und Wärmeübergang wird dementsprechend verschlechtert und die Nu-Zahlen des Rechteckkanals liegen niedriger.

Rechteckkanäle können bei der Gemischkondensation allerdings die gleichen Nusseltzahlen erreichen, wie Rohre. Dazu muss aber der Dampfmassenstrom im Vergleich zum Rohr größer gewählt werden. Es muss allerdings die Betriebsgrenze der Gegenstromkondensation berücksichtigt werden, denn es kann bei zu groß gewählten Reynoldszahlen der Gasphase zum Fluten kommen (siehe Kapitel 5.3).

Das wichtigste Ergebnis der Untersuchung des Kältemittelgemisches ist, dass der Wärmeübergang im Rechteckkanal nicht zwangsläufig besser ist als im Rohr. Im Gegenteil, er ist unter der Bedingung gleicher Kondensat-Reynoldszahl, gleichem Neigungswinkel und gleicher Zusammensetzung schlechter und kann nur durch eine höher gewählte Dampf-Reynoldszahl auf das Niveau der Rohrgeometrie gebracht werden.

6.2. Simulationsergebnisse

Zur Verdeutlichung der Vorgänge bei der Kondensation von Gemischen wurde die einfache Rohrgeometrie mittels einer schrittweisen Berechnungsmethode nachgerechnet. Das verwendete Modell wurde bereits im Kapitel 3.4.2 beschrieben. Die Berechnung basiert auf der Lösung der Energie- und Stoffbilanzen am Kondensatfilm nach der Stoffübergangsmethode. Der Dampfmassenstrom am Rohreintritt, die Kühlwassertemperatur, der Kühlwassermassenstrom, der Systemdruck, die Eintrittstemperatur und die Eintrittskonzentration der Mischung sind unveränderliche Vorgabeparameter. Die vorgegebenen Parameter und die Startwerte für iterierte Größen entsprechen den Werten aus den Experimenten. Alle anderen Größen ergeben sich auf Grund der Bilanzen aus der Rechnung.

Zunächst sollen hier die berechneten Temperatur und Konzentrationsverläufe an einem festen Betriebspunkt dargestellt und diskutiert werden. Danach werden die berechneten globalen Größen den Experimenten an den jeweiligen Betriebspunkten gegenüber gestellt.

Abbildung 6.4 zeigt den errechneten Temperaturverlauf im senkrechten Rohr für die angegebenen Versuchsparameter. j bezeichnet die Anzahl der Berechnungstützstellen. Bei $j=0$ endet das Kondensatorrohr und bei $j=400$ liegt der Dampfeintritt. Das Bild zeigt den Verlauf der Dampf-, Film- und Wandtemperatur. Die Kühlwassertemperatur ist konstant, wurde aber zur Orientierung ebenfalls aufgetragen. Man erkennt, dass die Dampftemperatur entlang des Kondensationsrohres abfällt. Während der Kondensation findet eine konvektive Kühlung

6.2. Simulationsergebnisse

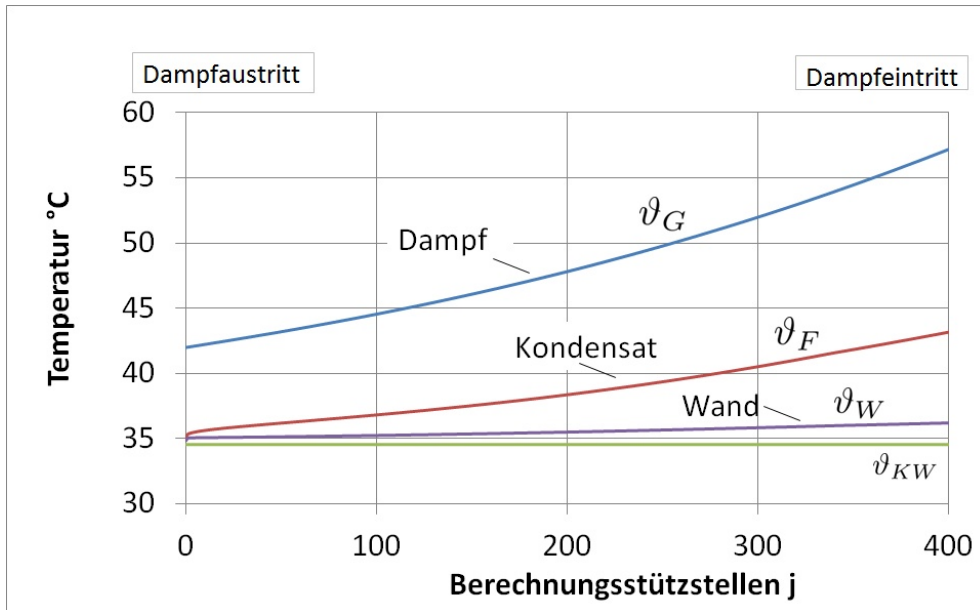


Abbildung 6.4.: Errechneter Temperaturverlauf im senkrechten Rohr. Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur $\vartheta_{KW}=34,6^{\circ}\text{C}$, Kühlwasservolumenstrom 4,37L/min, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5

des Dampfgemisches statt. Am interessantesten ist die Filmtemperatur, da sie sich erst aus der Rechnung ergibt und Aussagen über deren Lage zwischen Dampf- und Wandtemperatur vorher nicht möglich sind. Die Filmtemperatur ist am Dampfeintritt sehr groß. Hier ist der Kondensatfilm am dicksten und daher sein Wärmeleitwiderstand am größten. Nach oben hin fällt die Filmtemperatur ab. Am oberen Ende des Kondensationsrohres erreicht die Filmtemperatur fast die Wandtemperatur. Der Film ist so dünn, dass sein Wärmewiderstand nahezu Null ist.

Nicht nur der Verlauf der bisher unbekannten Filmtemperatur kann berechnet werden, sondern auch der Konzentrationsverlauf und der damit zusammenhängenden lokal kondensierenden Massenstrom. In Bild 6.5 ist auf der linken Ordinate der Kondensatmassenstrom aufgetragen und auf der rechten der R134a Molanteil im Dampfkern $\tilde{y}_{1G}$ sowie an der Phasengrenze im Dampf $\tilde{y}_{1F}$ und in der Flüssigkeit $\tilde{x}_{1F}$. Entlang des Kondensationsrohres nimmt der lokale Kondensatstrom von Dampfeintritt zu Dampfaustritt stetig ab. Der Leichtsieder- (R134a-) Molanteil im Dampf an der Phasengrenze $\tilde{y}_{1F}$ nimmt erwartungsgemäß zu, genauso wie der Molanteil $\tilde{y}_{1G}$. Es kondensiert vornehmlich der Schwersieder, wobei der Leichtsieder sich im Dampf anreichert. An der Phasengrenzfläche wird Gleichgewicht zwischen der Flüssigphase und der Dampfphase vorausgesetzt. Die Konzentration des Leichtsieders im Kondensat an der Oberfläche $\tilde{x}_{1F}$ ist daher die Gleichgewichtskonzentration zum Dampf mit der Konzentration $\tilde{y}_{1F}$. Die Konzentration $\tilde{x}_{1F}$ steigt entsprechend ebenfalls von Eintritt zu Austritt an. Die Differenz der Leichtsiedermolanteile $\tilde{y}_{1G}$ und $\tilde{y}_{1F}$ im Dampf nimmt von Eintritt zu Austritt ab. Der Kondensatmolenstrom und damit auch der Kondensatmassenstrom ist von dieser Konzentrationsdifferenz abhängig. Im Modell wird der konvektive Stoffstrom aus Stoffübergangskoeffizient und treibender Konzentrationsdifferenz gebildet, siehe Gleichung 3.83. Der

6.2. Simulationsergebnisse

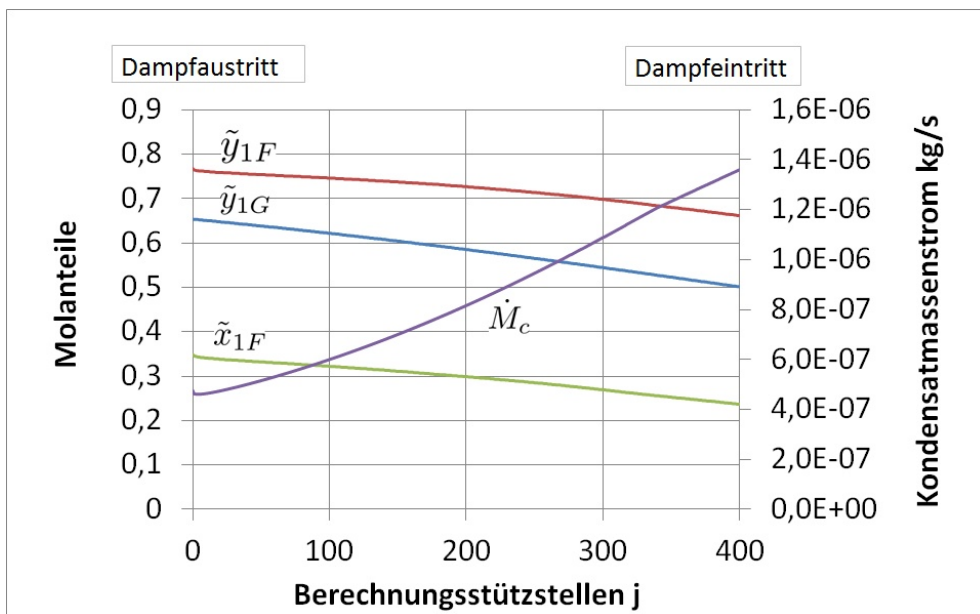


Abbildung 6.5.: Konzentrationsverlauf (Primärachse) und Kondensatmassenstrom (Sekundärachse) im senkrechten Rohr. Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur 34,6°C, Kühlwasservolumenstrom 4,37L/min, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5, $\tilde{y}_{1F}$ Dampf molanteil an der Phasengrenze, $\tilde{y}_{1G}$ mittlerer Dampf molanteil in der Dampfströmung, $\tilde{x}_{1F}$ Flüssigkeits molanteil an der Phasengrenze, $\dot{M}_c$ Kondensat massenstrom

6.2. Simulationsergebnisse

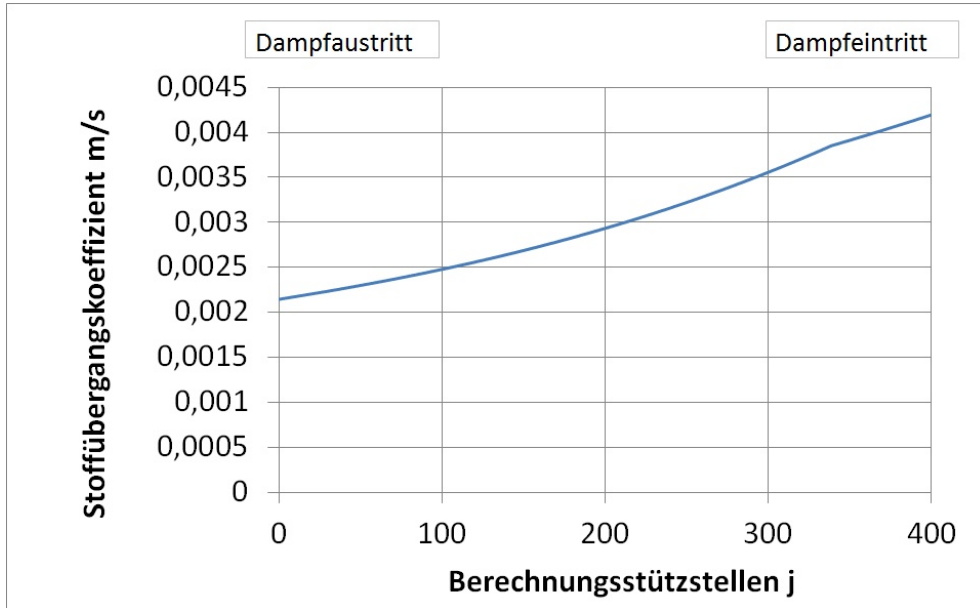


Abbildung 6.6.: Stoffübergangskoeffizient β aufgetragen über der Anzahl der Berechnungsstützstellen (entspricht Rohrlänge). Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur 34,6°C, Kühlwasservolumenstrom 4,37L/min, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5

Stoffübergangskoeffizient nimmt ebenfalls von Eintritt zu Austritt ab. Er halbiert sich nahezu. Abbildung 6.6 zeigt dies. Im Vergleich zur Änderung der Konzentrationsdifferenz ändert sich der Stoffübergangskoeffizient wesentlich stärker. Die Änderung der treibenden Konzentrationsdifferenz aus Gleichung 3.83 beträgt nur 10-20%. Der Kondensatmassenstrom fällt also ab, weil der Stoffübergangskoeffizient entlang der Messstrecke kleiner wird. Der Stoffübergangskoeffizient wiederum hängt maßgeblich von der Reynoldszahl des Dampfes ab (siehe Gleichung 3.72 bis 3.87). Da die Dampf-Reynoldszahl sinkt, während der Dampf entlang der Messtrecke kondensiert, wird der konvektive Stoffübergang verringert und der Kondensatmassenstrom sinkt.

Die Kondensatbildung geht mit der Freisetzung von Wärme einher. Dieser Wärmestrom zusammen mit dem Wärmestrom durch Abkühlung des Gases strömt zur Kondensatoberfläche. Man kann einen Wärmedurchgangskoeffizient k bilden, der sich auf beide Wärmeströme bezieht. Ausgangspunkt ist die Energiebilanz, Gleichung 3.70. $\dot{q}_G$ wird durch den Wärmeübergangskoeffizient und der Temperaturdifferenz nach Gleichung 3.71 ausgedrückt. Für den Ausdruck $n \cdot \Delta h_{LV}$ kann ein fiktiver Wärmeübergangskoeffizient α_{lat} formuliert werden

$$\dot{n} \cdot \Delta h_{LV} = \alpha_{lat} (\vartheta_G - \vartheta_F) \quad , \quad (6.1)$$

$$\alpha_{lat} = \frac{\dot{n} \cdot \Delta h_{LV}}{(\vartheta_G - \vartheta_F)} \quad . \quad (6.2)$$

Die Energiebilanz ist dann

$$k \cdot (\vartheta_G - \vartheta_{KW}) = k' \cdot (\vartheta_F - \vartheta_{KW}) = \alpha_G E_T \cdot (\vartheta_G - \vartheta_F) + \alpha_{lat} \cdot (\vartheta_G - \vartheta_F) \quad , \quad (6.3)$$

6.2. Simulationsergebnisse

mit der Ackermannkorrektur (Gleichung 3.85)

$$E_T = \frac{1}{1 - \exp(-\varepsilon_T)} \quad . \quad (6.4)$$

Eliminiert man die Temperaturdifferenzen ergibt sich die Definitionsgleichung des Wärmedurchgangskoeffizienten

$$k = \left(\frac{1}{\alpha_G E_T + \alpha_{lat}} + \frac{1}{k'} \right)^{-1} \quad . \quad (6.5)$$

Der Wärmedurchgangskoeffizient besteht aus zwei Anteilen. Der erste Anteil ist der Kehrwert der Summe aus Wärmeübergangskoeffizient des Gases und fiktivem Wärmeübergangskoeffizient α_{lat} . Der Verlauf von $\alpha_G E_T + \alpha_{lat}$ entlang des Kondensatorrohres ist in Abbildung 6.7a dargestellt. Der zweite Anteil ist der Kehrwert des Wärmedurchgangskoeffizient k' , der in Abbildung 6.7b dargestellt ist. Letzterer steigt entlang des Kondensatorrohres an, weil die Filmdicke von Rohreintritt zu Rohraustritt abnimmt. Der andere Anteil $\alpha_G E_T + \alpha_{lat}$ sinkt in gleicher Richtung ab, da die Kondensatstromdichte abnimmt. Der Anteil mit dem niedrigeren Wert bestimmt aus mathematischen Gründen die Größe des lokalen Wärmedurchgangskoeffizienten

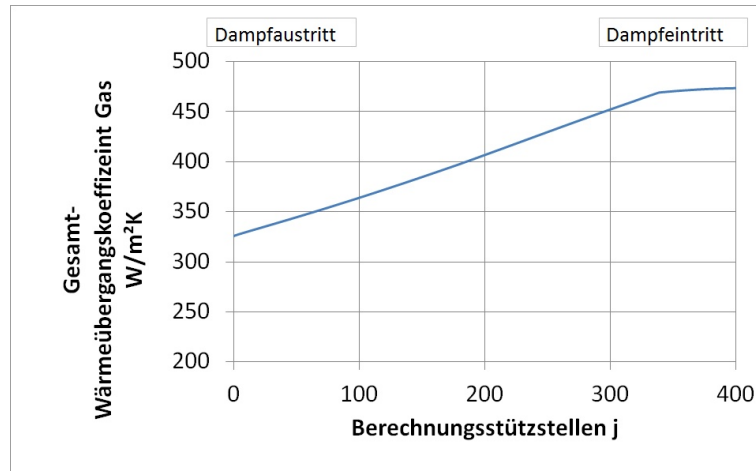
Je nach Verlauf der beiden Anteile können sich sehr unterschiedliche lokale Wärmedurchgangskoeffizienten ergeben. Der Wärmedurchgangskoeffizient ist exemplarisch in Abbildung 6.7c über der Rohrlänge aufgetragen. Der Wärmedurchgangskoeffizient bleibt im Mittel auf einem konstanten Niveau. Die konkurrierenden Anteile gleichen sich in diesem Betriebspunkt nahezu aus.

Eine Vorstellung davon, in welchem Teil des Rohres welcher Anteil überwiegt, bekommt man, in dem man den Quotienten aus k' und $\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}$ über der Rohrlänge aufträgt, wie dies in Abbildung 6.8 getan wurde. Die Abbildung zeigt, dass besonders im hinteren Teil des Kondensatorrohres, im Bereich $j = 0$ bis 200, der Wärmedurchgangskoeffizient k' deutlich größer ist als der gesamte Wärmeübergangskoeffizient in der Gasphase. Die Dicke des Kondensatfilms ist noch dünn und sowohl die Wärmeleitung der Rohrwand als auch der konvektive Wärmeübergang im Kühlwasser ist wesentlich größer als der Wärmeübergang im Gas. Der Wärmeübergangswiderstand der Gasphase dominiert deswegen und bestimmt das Niveau des Wärmedurchgangskoeffizienten k . Der Anteil α_{lat} im Wärmeübergangswiderstand der Gasphase ist meist größer als $\alpha_G \cdot E_T$ und hängt stark vom Stofftransport im Gas ab, siehe Gleichung 6.2, deswegen wurde dieser Kondensationszustand von Schlünder in Fullarton u. Schlünder (1984) als stoffübergangskontrolliert bezeichnet. Das Verhältnis $\frac{k'}{\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}}$ sollte nach Schlünder dafür größer als 2 sein.

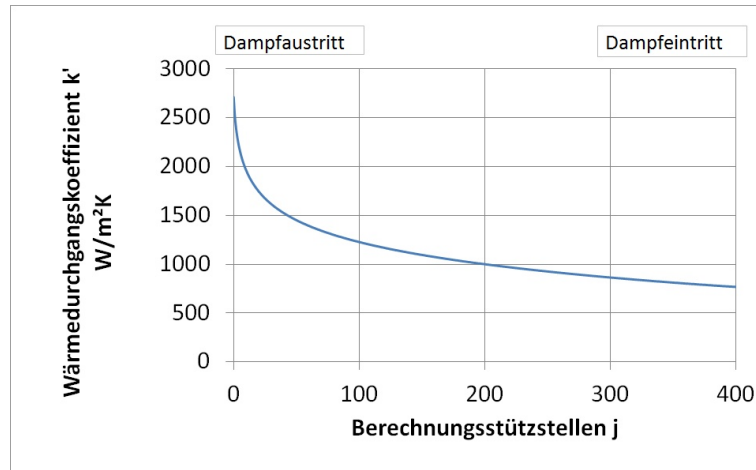
Im vorderen Teil des Kondensatorrohres, $j > 200$, sinkt das Verhältnis unter zwei. Es spielen beide Anteile k' und $\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}$ eine Rolle. Je mehr das Verhältnis absinkt desto stärker wird der Einfluss des Wärmedurchgangs zwischen Filmoberfläche und Kühlwasser. Sinkt das Verhältnis unter 0,5 wurde der Kondensationszustand von Schlünder et al. als wärmeübergangskontrolliert bezeichnet. Man erkennt in Abbildung 6.8, dass diese Grenze selbst am Rohranfang nicht erreicht wird.

Im nächsten Abschnitt werden die Simulationsergebnisse zum dominierenden Wärmeübergangswiderstand mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

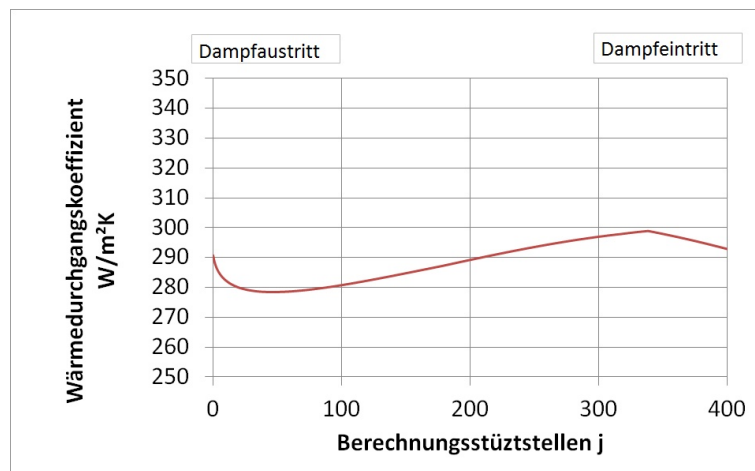
6.2. Simulationsergebnisse



(a) Summe Wärmeübergangskoeffizient Gasphase α_G und fiktiver Wärmeübergangskoeffizient α_{lat} , Gleichung 6.2.



(b) Wärmedurchgangskoeffizient k'



(c) Wärmedurchgangskoeffizient k nach Gleichung 6.5.

Abbildung 6.7.: Anteile am Wärmedurchgangskoeffizient für Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur 34,6°C, Kühlwasservolumenstrom 4,37L/min, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5

6.3. Vergleich zwischen Simulation und Experiment

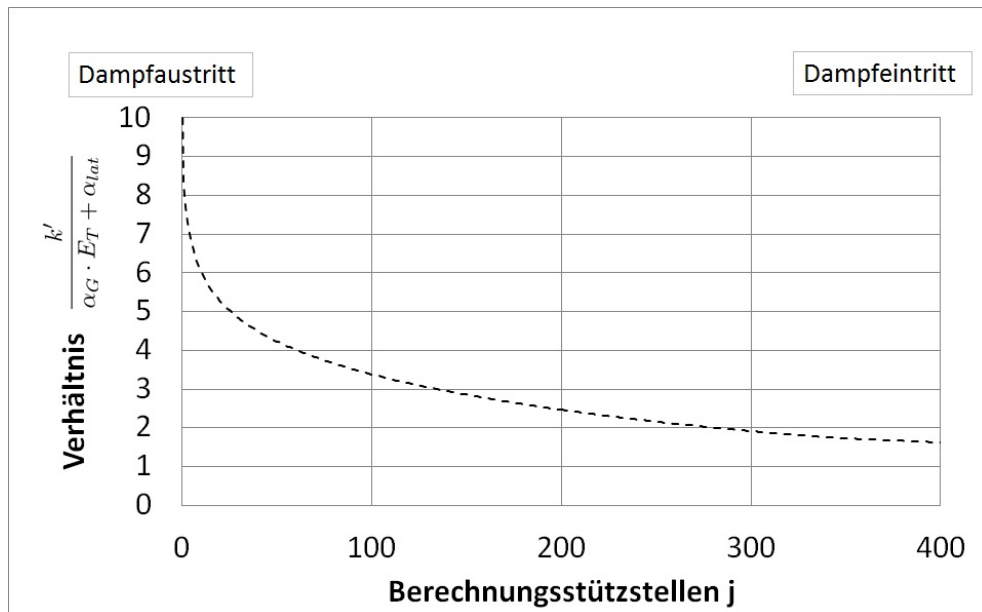


Abbildung 6.8.: Verhältnis $\frac{k'}{\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}}$ entlang des Kondensatorrohres. Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur 34,6°C, Kühlwasservolumenstrom 4,37L/min, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5

6.3. Vergleich zwischen Simulation und Experiment

Wie im Kapitel 6.1 dargestellt wurde, ist ein Vergleich zwischen den Messwerten der Gemisch-Experimente und den Reinstoffergebnissen am besten mit dem kalkulatorischen Wärmeübergangskoeffizient, Gleichung 4.12, und der daraus abgeleiteten Nusselzahl, Gleichung 4.14, möglich. Der Vergleich mit Simulationsrechnungen soll deswegen ebenfalls mittels dieser Größen geschehen. Der kalkulatorische Wärmeübergangskoeffizient wird dem mittleren Wärmedurchgangskoeffizient der Simulation gegenübergestellt. Abbildung 6.9 zeigt die simulierten und die experimentellen k-Werte im direkten Vergleich.

Die Linien zeigen Ergebnisse aus den Modellgleichungen. Die Messwerte sind als Datenpunkte dargestellt. Die gestrichelte Linie zeigt Ergebnisse des Modells bei der Wärme- und Stoffübergang der Gasphase mittels der Gleichung von Gnielinski abgebildet wurde. Der hervorgehobene Datenpunkt mit der Bezeichnung Simulationslauf A markiert den Betriebspunkt, der als Grundlage der Diagramme des vorhergehenden Abschnitts diente.

Man erkennt, dass der Verlauf der experimentellen Werte bei hohen Kondensat-Reynoldszahlen mit den berechneten Werten zusammenlaufen. Allerdings steigt die Nusselzahl im Modell mit der Kondensat-Reynoldszahl anfangs leicht an. Der Trend der Messwerte ist gegenläufig. Sie fallen von hohen Nusselzahlen mit steigender Reynoldszahlen auf niedrigere Nusselzahlen ab. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse einer Modellrechnung, bei der der Ansatz von Wallis für den rauhen Kondensatfilm genutzt wurde, siehe Gleichung 2.34. Die Werte sinken nun ebenfalls mit Re ab. Der Verlauf ist flacher als der Verlauf der Messwerte und ergibt für größere Reynoldszahlen zu hohe Nusselzahlen. Im Gegensatz zum Verlauf ohne Wallis Ansatz für den rauhen Film gibt der Verlauf die Messwerte aber bereits besser wieder.

6.3. Vergleich zwischen Simulation und Experiment

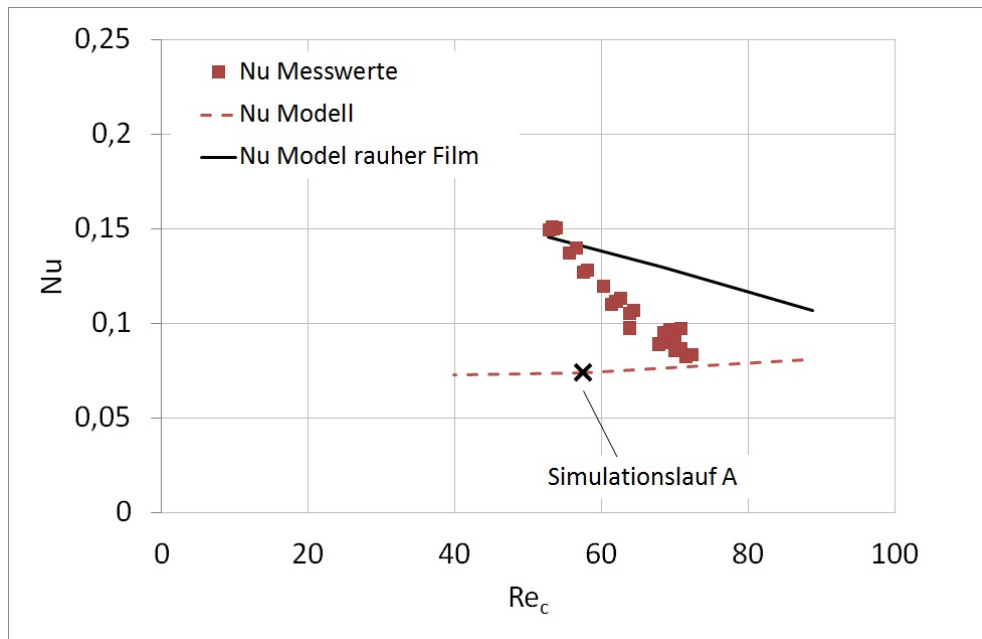


Abbildung 6.9.: Nusseltzahl aufgetragen über der Kondensat-Reynoldszahl im senkrechten Rohr bei $\dot{M}_G=45\text{g/min}$, Druck 4,5bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5, Modell und Messwerte, Simulationslauf A bei Kühlwassertemperatur $34,6^\circ\text{C}$ und Kühlwasservolumenstrom $4,37\text{L/min}$, war Grundlage der Detaildigramme im Abschnitt 6.2

Im Diagramm 6.10 ist das Verhältnisses von Wärmedurchgangskoeffizient zwischen Film und Kühlwasser k' und Gesamt-Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}$ im Gas für beide Simulationsfälle dargestellt. Der Verlauf der Kurve für den Fall mit Wallis Korrektur fällt am Anfang des Rohres stärker ab als die Kurve, die sich ohne Wallis Korrektur ergibt. Die Werte der Kurve liegen für einen großen Teil des Kondensationsrohres (zwischen $j=40$ und 400) unter der Kurve für den Fall ohne Wallis Korrektur, das bedeutet, dass die Wärmeleitung des Kondensatfilms und der Wärmeübergang im Kühlwasser für den Wärmedurchgang eine stärkere Rolle spielt als im Fall ohne Korrektur. Zusätzlich fällt auf, dass fast bis zur Hälfte des Rohres ($j=210-400$) alle Werte unter 1 bleiben und am Eintritt des Kondensationsrohres nun Werte für das dargestellte Verhältnis unterhalb von 0,5 erreicht werden ($j=270-400$), so dass der Wärmeübergangskoeffizient der Gasseite hier gänzlich an Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten verliert und in diesem Bereich von wärmeübergangskontrollierter Kondensation gesprochen werden kann.

Dieser Zusammenhang gilt auch für einen anderen als den hier betrachteten Betriebspunkt. Die Korrektur steigert den Wärme- und Stoffübergang nämlich besonders bei hohen Kondensat-Reynoldszahlen, die insbesondere im vorderen Teil des Rohres vorhanden sind. Es ist sogar so, dass jeder andere Ansatz für eine Korrektur des Wärme- und Stoffübergangs, der sich auf die Wechselwirkung zwischen Dampf und Flüssigkeit bezieht, ebenfalls besonders auf den Eintrittsbereich des Kondensationsrohres wirken muss, da dort einerseits die Dampfgeschwindigkeit und andererseits die Filmdicke groß genug sind. Weiter oben im Rohr sind wesentlich

6.3. Vergleich zwischen Simulation und Experiment

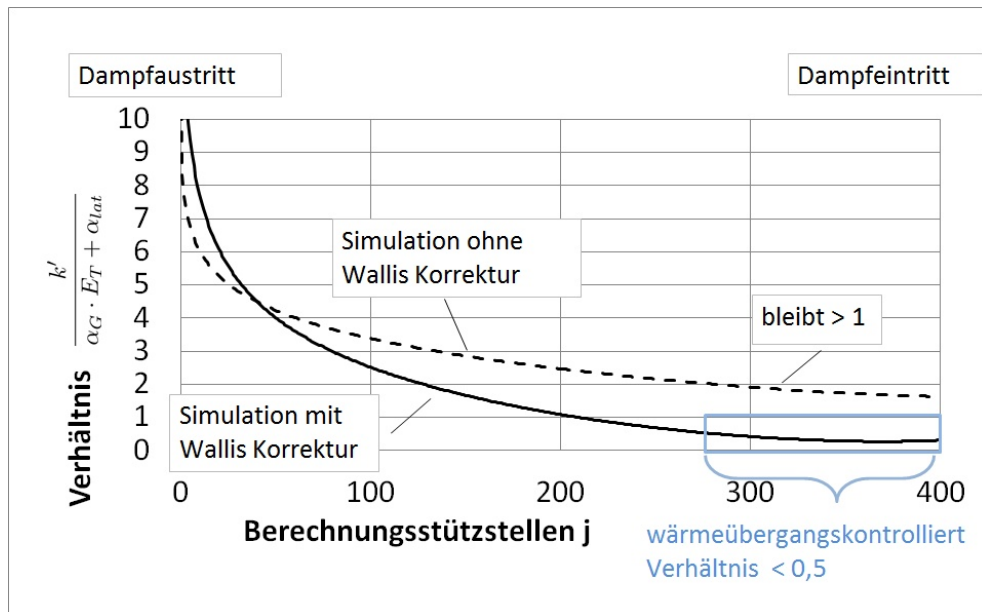


Abbildung 6.10.: Verhältnis $\frac{k'}{\alpha_G \cdot E_T + \alpha_{lat}}$ entlang des Kondensatorrohres. Gestrichelte Linie: ohne Korrektur wie in Abbildung 6.8. Durchgezogene Linie: mit Korrektur nach Wallis. Dampfmassenstrom 45g/min, Kühlwassertemperatur 34,6°C, Druck 4,5bar.

dünnere Flüssigkeitsfilme vorhanden und der Dampf hat wegen des lokalen Kondensatstroms bereits viel Geschwindigkeit verloren.

Die Simulation zeigt Hinweise darauf, dass der steile Abfall der Nusseltzahl mit größer werdender Kondensat-Reynoldszahl darauf zurückzuführen ist, dass in einem signifikanten Teil des Kondensatorrohres der Wärmewiderstand des Kondensatfilms den Wärmedurchgang mitbestimmt. Es wäre zu erwarten, dass in diesem Fall auch der Neigungswinkel starken Einfluss haben müsste, denn wenn der Wärmedurchgang durch den Kondensatfilm bestimmt wird, so kann der Wärmedurchgang verbessert werden, wenn die mittlere Filmdicke reduziert wird. Dieser aus der Reinstoffkondensation bekannte Effekt ist bei der Gemischkondensation aber nicht vorhanden, denn sobald der Wärmeübergang im Kondensatfilm verbessert wird, löst der Widerstand der Gasphase den Widerstand im Film in der Rolle des kontrollierenden Widerstands ab. Die Umverteilung des Kondensatfilms durch Schrägstellung des Rohres bewirkt zwar, dass sich ein dünner Kondensatfilm im oberen Teil des Rohrumfanges bildet, dort dominiert dann aber der Wärmewiderstand des Gases und der verkleinerte Wärmeleitwiderstand im Kondensatfilm hat keine Auswirkungen auf den Gesamtwärmeübergang mehr. Die Abhängigkeit der Nusseltzahl vom Neigungswinkel bei Gemischen ist dadurch wesentlich weniger stark ausgeprägt, als bei Reinstoffen.

Die funktionalen Zusammenhänge, die die Messwerte mit hoher Genauigkeit wiedergeben, konnten in dieser Arbeit nicht gefunden werden. Es ist aber auch in anderen Arbeiten zu lesen, dass die Wärmeübertragungsfähigkeit eines Kondensators unterschätzt wird, wenn nur einfache Beziehungen für den konvektiven Wärme- und Stoffübergang berücksichtigt werden. Stephan (2006) stellte empirische Gleichung für die Kondensation eines binären Gemisches an einer senkrechten Platte auf. Er nutzte dazu numerische Lösungen der Bilanzgleichungen und

6.3. Vergleich zwischen Simulation und Experiment

stellte fest, dass zu große Kondensatoren ausgelegt werden, wenn die Filmtheorie zur Beschreibung des Wärme- und Stoffübergangs des Gases am Kondensatfilm genutzt wird. Bartleman u. a. (2002) zeigen Experimente zur Rückflusskondensation in einem senkrechten Rohr. Sie nutzen eine Mischung aus Pentan und Iso-Oktan in einem Rohr mit dem Durchmesser 45mm. Ihre Berechnungen mit dem Modell nach Colburn u. Drew (1937) zeigten ebenfalls eine starke Unterbewertung der Wärme- und Stoffübertragungsprozesse. Sie korrigierten die Gleichungen für den Wärme- und Stoffübergangskoeffizient mit einem Ansatz von Di Cave u. a. (1987) für einen durch Wellen aufgerauten Kondensatfilm

$$F_\delta = 0,00397 Re_c^{0,476} \cdot \left(\frac{\eta_L}{\eta_G} \right)^{0,271} . \quad (6.6)$$

Diese Korrektur ähnelt der in dieser Arbeit verwendeten Korrektur von Wallis, Gleichung 3.79.

Mit den Modellansätzen dieser Arbeit lassen sich die experimentellen Daten besser interpretieren und die gekoppelten Zusammenhänge besser verstehen. Der bestimmende Wärme- und Stoffübergangswiderstand variiert entlang des Kondensationsrohres und mit der Kondensationsintensität. Dieses und die anderen Ergebnisse der Arbeit werden im folgenden Kapitel zusammenfassend dargestellt.

7. Zusammenfassung

7.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Es wurden Untersuchungen zur Rückflusskondensation in engen Kanälen durchgeführt. Es sollte insbesondere geklärt werden, wie sich die Rückflusskondensation in Rechteckkanälen im Hinblick auf Wärmeübergang und Fluten und im Vergleich zu Rohren auswirkt. Dazu wurden Messungen mit Rechteckkanälen unterschiedlicher Neigung gegen die Horizontale (10° , 30° , 45° , 60° , 90°) und unterschiedlichen hydraulischen Durchmessers (7mm und 3,5mm) durchgeführt. Versuchsstoffe waren die Kältemittel R134a und R123 sowie ein Gemisch dieser Stoffe mit dem Molanteil 0,5. Außerdem wurden Messungen mit Wasser durchgeführt. Die Gemischmessungen wurden in der Rohrmessstrecke von Fiedler (Fiedler (2003)) vorgenommen, dadurch konnten der Wärmeübergang von Mischungen mit dem der Reinstoffe ohne den Einfluss geometrischer Unterschiede der Messstrecken direkt verglichen werden. Für den Wärmeübergang bei laminarer Filmkondensation in Rechteckkanälen und der Gemischkondensation in Rohren wurden Modelle aufgestellt, die dazu dienten das theoretische Wissen mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Daraus ergaben sich Schlussfolgerungen auf die Mechanismen der Rückflusskondensation.

Die experimentellen Untersuchungen haben gezeigt, dass der Wärmeübergang bei der Kondensation eines Reinstoffs im Rechteckkanal besser ist als im Rohr. Die Nusseltzahlen bei der Kondensation von R134a im Rechteckkanal ($d_h=7\text{mm}$) liegen für alle Neigungswinkel höher als die im Rohr gleichen Durchmessers (Kapitel 5.1.1).

Die Modellierung und Berechnung des Rechteckkanals mittels der Gleichungen der laminaren Filmkondensation zeigte eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten bei Neigungswinkeln zwischen 30° und 60° . Die Ursache für den höheren Wärmeübergangskoeffizienten im Rechteckkanal konnte auf den kürzeren Ablaufweg zurückgeführt werden. Der optimale Neigungswinkel liegt in der Theorie bei möglichst kleinen Winkeln. Im Experiment lag das Maximum bei 30° .

Der Wärmeübergangskoeffizient im senkrechten Rohr und im senkrechten Rechteckkanal ist jeweils deutlich kleiner als in geneigter Ausrichtung. Dies zeigen sowohl die Experimente als auch die analytische Betrachtung. Der geringere Wert bei senkrechter Anordnung des Rechteckkanals konnte mit dem deutlich größeren Ablaufweg und der gleichmäßigeren Verteilung der Filmdicke erklärt werden.

In der geneigten Anordnung entsteht auch im Rechteckkanal ein dünner Film an den senkrechten Wänden und ein dicker Film am Boden des Kanals. Im senkrechten Fall ist die Filmdicke auf allen Wänden vergleichbar, da das Kondensat an allen senkrechten Wänden in der gleichen Weise entsteht und abläuft.

Das Fluten beginnt im senkrechten Kanal bei kleineren Dampfgeschwindigkeiten als im geneigten Kanal. Dieses aus der Rohrgeometrie bekannte Ergebnis konnte auch für den Recht-

7.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

eckkanal bestätigt werden (Abbildung 5.15). Der Betriebsbereich eines Rückflusskondensators in geneigter Anordnung ist also größer als in senkrechter Anordnung. Ein idealer Neigungswinkel für das Fluten konnte im gemessenen Intervall zwischen 30° und 60° für den Rechteckkanal nicht gefunden werden. Grundsätzlich ist aber der schräg gestellte Kanal sowohl hinsichtlich des Wärmetransports als auch hinsichtlich des Flutens dem senkrechten Fall vorzuziehen.

Obwohl der hydraulische Durchmesser des untersuchten Rechteckkanals kleiner war als der Durchmesser des Rohres (Abbildung 5.16), tritt das Fluten im Rechteckkanal im Vergleich zum Rohr erst bei höheren Dampfgeschwindigkeiten auf. Eine mögliche Ursache könnte sein, dass die freie Höhe über dem Kondensatbach im Rechteckkanal doppelt so groß ist wie im Rohr und dadurch die Ausbildung von Flüssigkeitsbrücken im Rechteckkanal weniger gut möglich ist.

Für den Rechteckkanal mit dem hydraulischen Durchmesser 7mm konnten die Messergebnisse zum Fluten für alle Stoffe ausreichend gut mit der Korrelation von McQuillan und Whalley (Gleichung 5.7) dargestellt werden (Abbildung 5.19). Sie berücksichtigt damit die Stoffwertvariation im Rahmen der Streubreite korrekt. Es konnte keine einheitliche Korrelation für die verschiedenen Geometrien Rohr, Rechteckkanal mit $d_h = 7\text{mm}$ und Rechteckkanal mit $d_h = 3,5\text{mm}$ aufgestellt werden. Auch andere Autoren z.B. Bankoff u. Lee (1986) stellten bereits fest, dass die Korrelationen in der Literatur meist nur die Daten wiedergeben, für die sie aufgestellt wurden und eine übergreifende Korrelation nicht existiert. Aus den vorliegenden Daten ist ersichtlich, dass eine Korrelation, die das Fluten allgemein beschreibt, auf Grundlage der scheinbaren Geschwindigkeiten und der Stoffdaten nicht zu finden ist. Es sollten Daten über die Wechselwirkungen zwischen Dampf- und Flüssigkeit ermittelt werden wie zum Beispiel Wellenparameter oder den Anteil an Tropfen im Gasstrom mit deren Hilfe ein mechanistisches Modell aufgestellt werden könnte. Solche Messungen waren jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Die physikalischen Mechanismen bei der Kondensation des Gemisches aus gleichen Molmengen R134a und R123 unterscheiden sich deutlich von den Mechanismen bei der Kondensation der Reinstoffe. Bei niedrigen Kondensat-Reynoldszahlen werden Nusseltzahlen in der Größenordnung des reinen R134a erreicht. Die Nusseltzahl sinkt aber mit der Reynoldszahl stark ab und erreicht dann nur noch maximal die Hälfte des Wertes des R134a. Bei der Gemischkondensation muss also mit einem schlechteren Wärmeübergang gerechnet werden. Die Ursache für die Verschlechterung wurde durch den Vergleich mit den Simulationsergebnissen für das senkrechte Rohr verdeutlicht. Offenbar ist der Wärme- und Stoffübergang in der Gasphase im unteren Teil des Kondensationsrohres durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit noch so gut, dass der bestimmende Wärmeübergangswiderstand im Flüssigkeitsfilm liegt. Entlang des Rohres nimmt die Strömungsgeschwindigkeit und die Filmdicke ab, so dass sich die Verhältnisse umdrehen und im oberen Teil des Kondensationsrohres der gasseitige Wärmeübergangswiderstand überwiegt. Es zeigte sich, dass die Messwerte besser durch die Simulation wiedergegeben werden, wenn in den Gleichungen für den Wärme- und Stoffübergang im Gas eine Korrektur für den Widerstandsbeiwert eingeführt wird, der die Rauigkeit der Filmoberfläche durch Wellenbildung berücksichtigt. Erst dann wird der steile Abfall der Nusseltzahl entlang zunehmender Reynoldszahl wiedergegeben. Der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient wird dann vornehmlich durch den Wärmewiderstand des Flüssigkeitsfilms kontrolliert. Mit steigender Reynoldszahl wird der Film dicker und der Widerstand nimmt zu, gleichzeitig sinkt die Gasgeschwindigkeit durch die hohe Kondensationsrate stark ab und im oberen Teil des Rohres steigt der gasseitige Widerstand, deswegen kommt es zum abfallenden Verlauf.

7.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Nusseltzahl des Gemischs zeigte nur eine geringe Abhängigkeit vom Neigungswinkel. Die Umverteilung der Flüssigkeit und der daraus resultierende geringere Wärmeleitwiderstand des Flüssigkeitsfilms an der Oberseite des Kanalumfangs wirkt sich nicht positiv auf die Wärmeübertragung aus, da an diesen Stellen der Widerstand des Gases den Gesamtwiderstand bestimmt.

Die Nusseltzahlen der Gemischversuche im Rechteckkanal lagen wesentlich niedriger als die vergleichbaren Werte im Rohr. Der Rechteckkanal hat eine 1,76 mal größere Querschnittsfläche als das Rohr mit gleichem hydraulischen Durchmesser. Dadurch ist die Gasgeschwindigkeit um den Faktor $1/1,76$ niedriger. Der niedrigere konvektive Wärme- und Stoffübergangskoeffizient bewirkt, dass weniger Kondensat entsteht.

Aus den oben dargestellten Ergebnissen lassen sich Schlussfolgerungen für die Auslegung von Rückflusskondensatoren ziehen, wobei sich diese Schlussfolgerungen nur auf einen Einzelkanal beziehen und bei der Verwendung von komplexeren Apparaten mit vielen parallelen Kanälen Verteilungseffekte zu berücksichtigen sind. Rückflusskondensatoren für Reinstoffe sollten immer als Rechteckkanal ausgeführt werden, da sowohl Wärmeübergang und Flutverhalten günstiger sind. Kondensatoren für Gemische sollten nur dann Rechteckkanäle besitzen, wenn die Dampf-Reynoldszahl hoch genug gewählt werden kann.

In Rückflusskondensatoren sollten die Kanäle geneigt angeordnet sein. Die Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber der senkrechten Anordnung beträgt bei der Reinstoffkondensation im Rohr etwa 50% und bei der Reinstoffkondensation im Rechteckkanal etwa 30% (Kapitel 5.1.1). Bei der Gemischkondensation beträgt sie, je nach Reynoldszahl des Kondensats, 0 bis 15% (Abbildung 6.2).

8. Ausblick

Eine umfassende Beschreibung der Flutmechanismen in geneigten Kanälen erfordert die Identifikation des vorherrschenden Flutmechanismus und die Formulierung der fluiddynamischen Abhängigkeit dieses Mechanismus' von allen Einflussgrößen. Bisher ist diese Beschreibung nicht gelungen. Bestrebungen, die Ergebnisse von Versuchen in verschiedensten Geometrien mit unterschiedlichen Versuchsfuiden und Messmethodiken allgemeingültig zu beschreiben, scheinen nicht zielführend zu sein. Selbst die Beschränkung auf einfache Geometrien und Versuchsfuide wie in dieser Arbeit lässt Fragen offen, die nur durch systematische Untersuchung der lokale Wellenstruktur am Kondensatfilm aufgeklärt werden könnten. Die Veränderung der fluiddynamischen Verhältnisse mit z.B. einer Änderung der Kanalgeometrie kann dann mit der Veränderung des Flutverhaltens in Verbindung gebracht werden. In dieser Arbeit war diese Untersuchung allerdings nicht möglich.

Diese Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten, die Wärmeübertragungsmechanismen bei der Rückflusskondensation in engen Kanälen zu verstehen und zu beschreiben. Weitere Untersuchungen zur Kondensation von Stoffgemischen und eine weitere Optimierung des Modells für die Wärme- und Stoffübertragung am Kondensatfilm sind allerdings weiterhin nötig, um die Vorhersagegenauigkeit der Modelle zu erhöhen. Die verwendete Korrektur des Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten, die die Rauigkeit der Filmoberfläche berücksichtigt, reicht noch nicht aus, um die Kondensation von Stoffgemischen vorherzusagen. Auch hier spielen lokale Phänomene am Kondensatfilm eine Rolle, die ähnlich wie die Flutmechanismen durch Untersuchung der Fluidodynamik des Kondensatfilms besser untersucht werden könnten.

A. Anhang

A.1. Abschätzung der maximalen Temperaturdifferenz zwischen eingelötetem Thermoelement und Wandinnenoberfläche

Der Abstand zwischen Thermoelement und Wandinnenfläche δ_W betrug höchstens 0,25 mm. Aus der Wärmeleitfähigkeit des Edelstahl ($\lambda_W = 15 \frac{W}{m^2 K}$) lässt sich ein Wärmeleitwiderstand formulieren, der je nach vorhandener lokalen Wärmestromdichte die Temperaturdifferenz ergibt

$$\vartheta_W - \vartheta_{Thel} = \frac{\dot{q}}{\frac{\lambda_W}{\delta_W}} \quad . \quad (A.1)$$

Der Wärmestrom lag bei allen Messungen im Rechteckkanal zwischen 30 und 165 W. Bezogen auf die Fläche des Rechteckkanals bei $dh = 7mm$, $A = 0,0196 m^2$, ergibt sich eine mittlere Wärmestromdichte von $8418 W/m^2$ und damit eine Temperaturdifferenz von 0,14 K. Diese Differenz tritt besonders bei hohen Kondensatströmen und entsprechend großen Temperaturdifferenzen zwischen Dampf und Kühlwasser auf, daher ist ihr verfälschender Einfluss gering.

A.2. Binärer Diffusionskoeffizient nach Reid und Prausnitz (Reid u. Prausnitz (1987))

Die dimensionsbehaftete Grundgleichung für den Diffusionskoeffizient nach Reid und Prausnitz lautet

$$D = \frac{0,00143 \frac{kg^{0,5} bar}{K^{1,75} kmol^{0,5}} T_G^{1,75}}{P \cdot M_{AB}^{0,5} \cdot ((\sum V D_A)^{\frac{1}{3}} + (\sum V D_B)^{\frac{1}{3}})^2} \frac{cm^2}{s} \quad (A.2)$$

mit

$$M_{AB} = 2 \left(\frac{1}{\tilde{M}_A} + \frac{1}{\tilde{M}_B} \right)^{-1} \quad . \quad (A.3)$$

VD_A und VD_B sind die atomaren Diffusionsvolumina und können Tabelle A.1 entnommen werden. T_G ist die Temperatur der binären Mischung in Kelvin, P der Absolutdruck in bar und $\tilde{M}_A$ und $\tilde{M}_B$ sind die Molmassen der Komponenten A und B der Mischung. Die Summe der Diffusionsvolumina wird entsprechend der Anteile der jeweiligen Atome in der chemischen Summenformel der Komponenten gebildet. Für R134a gilt

$$VD_{R134a} = 2 \cdot C + 4 \cdot F + 2 \cdot H = 2 \cdot 15,9 + 4 \cdot 14,7 + 2 \cdot 2,31 = 95,22 \quad (A.4)$$

A.3. Maximale Ungenauigkeit bei der Ermittlung der Enthalpie des Gemischkondensats

Formelzeichen	atomares Diffusionsvolumen
C	15,9
H	2,31
O	6,11
N	4,54
Cl	21
F	14,7

Tabelle A.1.: Auszug aus der Tabelle der atomare Diffusionsvolumina nach Reid und Prausnitz

und für R123 gilt

$$VD_{R123} = 2 \cdot C + 3 \cdot F + 2 \cdot Cl + 1 \cdot H = 2 \cdot 15,9 + 3 \cdot 14,7 + 2 \cdot 21 + 1 \cdot 2,31 = 120,21 \quad . \quad (A.5)$$

Für $P = 4,5 \text{ bar}$ und $T_G = 315,15 \text{ K}$ ergibt sich durch Einsetzen in Gleichung A.2 ein Diffusionskoeffizient von $7,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$.

A.3. Maximale Ungenauigkeit bei der Ermittlung der Enthalpie des Gemischkondensats

Die Temperatur des Kondensat konnte in den Experimenten nicht gemessen werden. Bei der Kondensation des Gemischs R134a/R123 wurde stattdessen angenommen, dass das Kondensat die Gleichgewichtstemperatur des eintretenden Dampfes annimmt. Dampf und Kondensat fließen im Gegenstrom dadurch trifft das Kondensat beim Herabfließen auf immer wärmeren Dampf. Bei der Gleichstromkondensation kühlt sich der Dampf zusammen mit dem Kondensat entlang des Kondensationsrohres immer weiter ab. Es ist also anzunehmen, dass sich das Kondensat bei Gegenstrom der Phasen nicht so stark abkühlen kann wie bei Gleichstrom. Trotzdem ist die Annahme, es nehme die Tautemperatur an, mit einem gewissen Fehler behaftet. Das Kondensat entsteht an der Oberfläche des Kondensatfilms. Die Kondensatfilmtemperatur liegt zwischen der Wandtemperatur und der Dampftemperatur. Je nach dem Verhältnis der Wärme- und Stoffübergangswiderstände im Dampf und im Kondensat liegt sie näher an der Dampf- oder Wandtemperatur. Zusätzlich spielt die Differenz zwischen Dampftemperatur und Wandtemperatur eine Rolle.

Aus den numerischen Berechnungen für folgenden Systemzustand: Dampfmassenstrom 45 g/min, Kühlwassertemperatur 34,6 °C, Kühlwasservolumenstrom 4,37 L/min , Druck 4,5 bar, Gemisch R134a / R123, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5 wurden Werte für die mittlere Kondensattemperatur und den mittleren Molanteil am unteren Rohrende berechnet. Im numerischen Modell (siehe Abschnitt 3.4) wird von einem geschichteten Kondensatfilm ohne Durchmischung ausgegangen und die Abkühlung des Kondensats wird vernachlässigt. Die Kondensatfilmtemperatur wurde für jede Berechnungsstütze j mit dem lokalen Kondensatmassenstrom $\dot{M}_F$ gewichtet und folgendermaßen gemittelt

$$\vartheta_{Fm} = \frac{1}{\dot{M}_{F,ges} c_{pL}} \sum_j \dot{M}_{F,j} \cdot c_{pL} \vartheta_{F,j} \quad . \quad (A.6)$$

A.3. Maximale Ungenauigkeit bei der Ermittlung der Enthalpie des Gemischkondensats

Kühlwasser-temp.(°C)	mittlere Kondensat-temp. (°C)	mittlerer Kondensat-Molanteil	Enthalpie (kJ/kg)	Abweichung (%)
40,6	43,8	0,23	247,4	6
34,6	39,8	0,29	243	7,6
22,7	32,5	0,42	236	10

Tabelle A.2.: Mögliche Abweichung des Wärmestrom bei der Auswertung der Versuche mit dem Gemisch R134a / R123. Dampfmassenstrom 45g/min, Druck 4,5bar, Molanteil R134a am Eintritt = 0,5

Der mittlere Kondensat-Molanteil wurde folgendermaßen ermittelt

$$\tilde{x}_{1Fm} = \frac{1}{\dot{N}_{F,ges}} \sum_j \dot{N}_{F,j} \tilde{x}_{1F} \quad . \quad (A.7)$$

Mittels dieser Größen wurde die Enthalpie des Kondensats am Rohreintritt mit Hilfe der Stoffdatenbank Refprop, Lemmon u. a. (2002), ermittelt. Gleichung 4.9 wurde anschließend genutzt, um die Änderung des Wärmestroms durch die veränderte Kondensatenthalpie zu ermitteln. In Tabelle A.2 ist die Abweichung des Wärmestroms dargestellt. Die größte Abweichung beträgt demnach 10%.

Literaturverzeichnis

Adamek u. Webb 1990

ADAMEK, T. ; WEBB, R. L.: Prediction of Film Condensation On Vertical Finned Plates and Tubes: A Model for the Drainage Channel. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 33 (1990), Nr. 8, S. 1737–1749

Al-Sibai 2004

AL-SIBAI, F.: *Experimentelle Untersuchung der Strömungscharakteristik und des Wärmeübergangs bei welligen Rieselfilmen*, RWTH Aachen, Diss., Dez 2004

Alekseev u. a. 1972

ALEKSEEV, V. P. ; POBEREZKIN, A. E. ; GERASIMOV, P. V.: Determination of flooding rates in regular packings. In: *Heat Transf. Soviet. Res.* 4 (1972), Nr. 6, S. 159–163

Baehr u. Stephan 1998

BAEHR, H.D. ; STEPHAN, K.: *Wärme und Stoffübertragung*. Springer Verlag, 1998. – ISBN 3-540-64458-x

Bakke 1997

BAKKE, K.: *Experimental and theoretical study of reflux condensation*. Trondheim, Norwegen, Norwegian University of Science and Technology, Diss., 1997

Bankoff u. Lee 1986

BANKOFF, S.G. ; LEE, S.C.: A Critical Review of Flooding Literature. In: HEWITT, G.F. (Hrsg.): *Multiphase Science and Technology* Bd. 2, Hemisphere Publishing Corporation / Springer Verlag, 1986. – ISBN 3-540-16408-1

Bartleman u. a. 2002

BARTLEMAN, A. ; CUTHBERTSON, D. ; GRANT, C.D. ; MCNAUGHT, J.M.: Some Results for Reflux Condensation of Hydrocarbon Vapor Mixtures. In: *Trans. IChemE* 80 (2002), Nr. Part A, S. 295–300

Bell u. Ghaly 1973

BELL, K. J. ; GHALY, M. A.: An approximate generalized design method for multicomponent/partial condensers. In: *AIChE Symp. Series* 69 (1973), Nr. 131, S. 72–79

Bharathan 1983

BHARATHAN, D.: Air-water countercurrent annular flow. In: *Int. J. Multiphase Flow* 9 (1983), Nr. 4, S. 349–366

Brauer 1956

BRAUER, H.: *Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen*, VDI Forschungsheft 457, Berlin, VDI Verlag, Diss., 1956

Brauer 1971

BRAUER, H.: *Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen*. Sauerländer Verlag, 1971

Chen u. a. 1987

CHEN, S. L. ; GERNER, F.M. ; TIEN, C. L.: General film Condensation Correlations. In: *Exp. Heat Transfer* 1 (1987), S. 93–107

Colburn u. Drew 1937

COLBURN, A.P. ; DREW, T.B.: The Condensation of Mixed Vapors. In: *Trans. IChemE* 33 (1937), Nr. 2, S. 197–215

Deendarlianto u. a. 2005

DEENDARLIANTO ; OUSAKA, A. ; KARIYASAKI, A. ; FUKANO, T.: Investigation of Liquid Film Behavior at the Onset of Flooding during Adiabatic Counter-Current Air-Water Two-Phase Flow in an Inclined Pipe. In: *Nucl. Eng. Des.* 235 (2005), Nr. 21, S. 2281–2294

Di Cave u. a. 1987

DI CAVE, S. ; MAZZAROTTA, B. ; SEBASTIANI, E.: Mathematical Model for Process Design and Simulation of Dephlegmators (Partial Condensers) for Binary Mixtures. In: *Can. J. Chem. Eng.* 65 (1987), S. 559–564

DIN-1319 1995

DIN-1319: *Grundlagen der Messtechnik*. Januar 1995. – DIN 1319-1 bis 1319-3

DIN-V-ENV-13005 1999

DIN-V-ENV-13005: *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen*. Juni 1999. – Deutsche Übersetzung des Guide To The Expression of Uncertainty in Measurement

English 1963

ENGLISH, K. G.: Flooding in a Vertical Updraft Partial Condenser. In: *Chem. Eng. Progr.* 59 (1963), Nr. 7, S. 51–53

ESDU 1989

ESDU, Engineering Sciences Data U.: Reflux condensation in Vertical Tubes / ESDU Data Item No. 89038, Heat Transfer Sub-series. ESDU Data Item No. 89038, Heat Transfer Sub-series, 1989. – Forschungsbericht

Feind 1960

FEIND, K.: *Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lot-rechten Rohren*, VDI - Forschungsheft 481, Diss., 1960

Fiedler 2003

FIEDLER, S.: *Untersuchungen zur Rücklaufkondensation in einem engen geneigten Rohr*. Technische Universität Berlin, Technische Universität Berlin, Diss., 2003

Fiedler u. Auracher 2002

FIEDLER, S. ; AURACHER, H.: Experimental Investigation and Prediction of Flooding During Reflux Condensation in a Small Diameter Inclined Tube. In: *Proc. 12th Int. Heat Transfer Conf.*, 2002. – ISBN: 2-84299-307-1

Fiedler u. Auracher 2004a

FIEDLER, S. ; AURACHER, H.: Experimental and Theoretical Investigation of Reflux Condensation in an Inclined Small Diameter Tube. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (2004), Nr. 19-20, S. 4031–4043

Fiedler u. Auracher 2004b

FIEDLER, S. ; AURACHER, H.: Pressure Drop During Reflux Condensation of R134A in a Small Diameter Tube. In: *Exp. Therm Fluid Sci.* 28 (2004), S. 139–144

Fiedler u. a. 2003

FIEDLER, S. ; YILDIZ, S. ; AURACHER, H.: Determination of Film Thickness and Flooding During Reflux Condensation in a Small, Inclined Tube with an Ultrasonic Transducer. In: *Int. J. Energy Research* 27 (2003), Nr. 4, 315–325. <http://dx.doi.org/10.1002/er.877>

Fullarton u. Schlünder 1984

FULLARTON, D. ; SCHLÜNDER, E.U.: Näherungsweise Bestimmung der Austauschfläche bei Kondensation von Gas-Dampfgemischen. In: *Chem. . Eng. Process.* 18 (1984), S. 283–292

Fullarton u. Schlünder 2002

Kapitel VDI-Wärmeatlas. In: FULLARTON, D. ; SCHLÜNDER, E.U.: *Filmkondensation von binären Gemischen ohne und mit Inertgas.* 9. Springer Verlag, 2002. – ISBN:3-540-62900-9

Fürst 1989

FÜRST, J.: *Kondensation in geneigten ovalen Rohren*, Uni Hamburg (Bundeswehr), Diss., 1989

Girard u. Chang 1992

GIRARD, R. ; CHANG, J. S.: Reflux Condensation Phenomena in Single Vertical Tubes. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 35 (1992), Nr. 9, S. 2203–2218

Gnielinski 1995

GNIELINSKI, V.: Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. In: *Forsch. Ingenieurwes.* 61 (1995), 240–248. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02607964>. – ISSN 0015–7899

Gnielinski 1997

In: GNIELINSKI, V.: *VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Ga.* Springer, Berlin, 1997

Gnielinski 2013

GNIELINSKI, V.: On heat transfer in tubes. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 63 (2013), Nr. 0, S. 134–140. – ISSN 0017–9310

Grabe 2000

GRABE, M.: Gedanken zur Revision der Gauß'schen Fehlerrechnung. In: *Tech. Mess.* 67 (2000), S. 283–288

Grabe 2002

GRABE, M.: Neue Formalismen zum Schätzen von Messunsicherheiten - Ein Beitrag zum Verknüpfen und Fortpflanzen von Messfehlern. In: *Tech. Mess.* 69 (2002), Nr. 3, S. 142–150

Graenicher 1994

GRAENICHER, W. H. H. ; HOCHSCHULVERLAG ZÜRICH vdf (Hrsg.): *Messung beendet-was nun.* Teubner Verlag, 1994

Gregorig 1954

GREGORIG, R.: Hautkondensation an feingewellten Oberflächen bei Berücksichtigung der Oberflächenspannungen. In: *Z. angew. Math. Phy.* 5 (1954), Nr. 1, S. 36–49

Gross u. Philipp 2006

GROSS, U. ; PHILIPP, Ch.: Conjugated shear stress and Prandtl number effects on reflux condensation heat transfer inside a vertical tube. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006), Nr. 1-2, S. 144–153

Gross u. a. 2002

GROSS, U. ; PHILIPP, Ch. ; THUMM, S.: Effect of Countercurrent Vapour Flow on Film Condensation Heat Transfer Inside a Vertical Tube. In: *12 th International Heat Transfer Conference*, 2002

Hecht u. Schuhbeck 2008

HECHT, T. ; SCHUHBECK, J.: *Dephlegmator*. <http://www.freepatentsonline.com/EP1890099A1.html>. Version: February 2008

Hewitt 2013

HEWITT, G. ; HEWITT, G. (Hrsg.): *Annular Two-phase flow*. Elsevier, 2013

Hewitt 1977

HEWITT, G. F.: Influence of End Conditions, Tube Inclination and Fluid Physical Properties on Flooding in Gas-Liquid Flows / HTFS Report RS 222, Heat Transfer and Fluid Flow Service, Engineering Sciences Division. 1977. – Forschungsbericht

Hewitt u. Wallis 1963

HEWITT, G. F. ; WALLIS, G. B.: Flooding and associated phenomena in falling film flow in a vertical tube. In: *Report AERE-R4022 (UK Atomic Energy Agency, Harwell UK)* (1963)

Howard u. a. 2002

HOWARD, L. J. ; ROWLES, H.C. ; NICKEL, R. J. ; LUCADAMO, G. A. ; HILL, B. M.: *Dephlegmator system and process*. <http://www.freepatentsonline.com/EP1189000A2.html>. Version: March 2002

Huhn 1984

HUHN, J.: *Eine allgemeine Theorie der Filmströmung und ihre Anwendung*, Tu-Dresden, Diss., 1984

Kellenbenz 1994

KELLENBENZ, J.: *Wärmeübergang bei der Kondensation von strömenden Dämpfen reiner Stoffe und binärer Gemische*, Fortschr.-Ber. VDI 3 Nr.365, Diss., 1994

Klahm u. a. 2007

KLAHM, T. ; AURACHER, H. ; ZIEGLER, F.: Heat Transfer to R134a and R123 during Reflux Condensation in Rectangular Channels. In: *Proc. 22nd IIR International Congress of Refrigeration*, 2007

Klahm u. a. 2008

KLAHM, T. ; AURACHER, H. ; ZIEGLER, F.: Modelling of Heat Transfer During Reflux Condensation inside Rectangular Channels and Experimental Verification. In: *Proc. 5th European Thermal Science Conference*, 2008

Klahm u. a. 2010

KLAHM, T. ; AURACHER, H. ; ZIEGLER, F.: Heat transfer during reflux condensation of an R134a/R123 mixture in vertical and inclined narrow tubular and rectangular channels. In: *Int. J. Refr.* 33 (2010), Nr. 7, 1319 - 1326. <http://www.sciencedirect.com/>

science/article/B6V4R-50H1WPK-1/2/144d4f73a07f9353a923c74ed2cc34f7. – ISSN 0140–7007

Kraume 2012

KRAUME, M.: *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik*. Springer Berlin / Heidelberg, 2012

Krebs 1984

KREBS, R.: Kondensation bei Anwesenheit nichtkondensierbarer Gase - Gleichungen und Leitlinien zur Auslegung senkrechter Kondensatorrohre. In: *Chem.-Ing.-Tech.* 56 (1984), Nr. 7, S. 536–538

Kutateladze 1972

KUTATELADZE, S.S.: Elements of hydrodynamics of gas-liquid systems. In: *Fluid Mech-Soviet Res.* 1 (1972), S. 29–50

Lee u. a. 2006

LEE, K.-W. ; NO, H. C. ; CHU, I.-C. ; MOON, Y. M. ; CHUN, M.-H.: Local Heat Transfer During Reflux Condensation Mode in a U-Tube With and Without Noncondensable Gases. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006), Nr. 11-12, S. 1813–1819

Lemmon u. a. 2002

LEMMON, E.W. ; MCLINDEN, M.O. ; HUBER, M.L.: *NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties (REFPROP), Version 7.0*. Software on CD-Rom, 2002

Lucadamo u. a. 1987

LUCADAMO, G.A. ; BERNHARD, D.P. ; ROWLES, H.C.: Improved ethylene and LPG recovery through dephlegmator technology. In: *Gas Sep. Purif.* 1 (1987), Dezember, Nr. 2, S. 94–102. – ISSN 0950–4214

Matsuo u. a. 2000

MATSUO, H. ; URBAN, Z. ; AKAMATSU, M. ; ONAKA, M.: *Dephlegmator*. <http://www.freepatentsonline.com/6128920.html>. Version: October 2000

McQuillan u. Whalley 1985

MCQUILLAN, K. W. ; WHALLEY, P. B.: A Comparison Between Flooding Correlations and Experimental Flooding Data for Gas-Liquid Flow in Vertical Circular Tubes. In: *Chem. Eng. Sc.* 40 (1985), Nr. 8, S. 1425–1440

Mersmann 1965

MERSMANN, A.: Zur Berechnung des Flutpunktes in Fullkörperschüttungen. In: *Chern.-Ing.-Techn* 37 (1965), Nr. 3, S. 218–226

Meyer u. a. 2014

MEYER, Josua P. ; DIRKER, J. ; ADELAJA, Adekunle: Condensation heat transfer in smooth inclined tubes for R134a at different saturation temperatures. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 70 (2014), S. 515–525

Mouza u. a. 2000

MOUZA, A. A. ; PARAS, S. V. ; KARABELAS, A. J.: Visual observations of flooding in inclined small diameter tubes. In: *Proc. 3rd. European Thermal Sciences Conf.* Bd. 1, 2000, S. 1041–1046

Mouza u. a. 2002

MOUZA, A. A. ; PARAS, S.V. ; KARABELAS, A.J.: The Influence of Small Tube Diameter on Falling Film and Flooding Phenomena. In: *Int. J. Multiphase Flow* 28 (2002), S. 1311–1331

Mouza u. a. 2005

MOUZA, A.A. ; PANTZALI, M.N. ; PARAS, S.V.: Falling Film and Flooding Phenomena in Small Diameter Vertical Tubes: The Influence of Liquid Properties. In: *Chem. Eng. Sci.* 60 (2005), S. 4981–4991

Nusselt 1916

NUSSELT, W.: Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. In: *Z. VDI* 60 (1916), Nr. 27, S. 541–575

Palen u. Yang 2001

PALEN, J. ; YANG, Z.H.: Reflux condensation flooding predictions: review of current status. In: *Trans. IChemE* 79, Part A (2001), S. 463–469

Pantzali u. a. 2008

PANTZALI, M.N. ; MOUZA, A.A. ; PARAS, S.V.: Counter-current gas-liquid flow and incipient flooding in inclined small diameter tubes. In: *Chem. Eng. Sci.* 63 (2008), Nr. 15, S. 3966 – 3978. – ISSN 0009–2509

Pushkina u. Sorokin 1969

PUSHKINA, O. L. ; SOROKIN, Y.L.: Breakdown of liquid film motion in vertical Tubes. In: *Heat Transf. Soviet. Res.* 1 (1969), S. 56–64

Reid u. Prausnitz 1987

REID, R. C. ; PRAUSNITZ, J. M. ; POLING, Bruce E. (Hrsg.): *The Properties of Gases and Liquids*. McGraw-Hill, 1987

Sardesai u. a. 1983

SARDESAI, R.G. ; PALEN, J. W. ; TABOREK, J.: Modified resistance proration method for condensation of vapor mixtures. In: *AIChE Symp. Ser.* 79 (1983), S. 41–46

Schönfeld u. Kröger 1998

SCHÖNFELD, P. D. ; KRÖGER, D. G.: Flooding during reflux condensation of steam in an inclined elliptical tube. In: *Proc. Int. Conf. Heat Exchangers for Sustainable Development*, 1998

Silver 1947

SILVER, L.: Gas cooling with aqueous condensation. In: *Trans. IChemE* 25 (1947), S. 30–42

Souidi u. Bontemps 2003

SOUIDI, N. ; BONTEMPS, A.: Reflux condensation in narrow rectangular channels with perforated fins. In: *Appl. Therm. Eng.* 23 (2003), S. 871–891

Stephan 1988

STEPHAN, K.: *Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden*. Springer-Verlag, Berlin, 1988

Stephan 2006

STEPHAN, K.: Interface temperature and heat transfer in forced convection laminar film condensation of binary mixtures. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006), S. 805–809

Stephan u. Laesecke 1980

STEPHAN, K. ; LAESECKE, A.: The influence of suction on heat and mass transfer in condensation of mixed vapors. In: *Heat Mass Transfer*. 13 (1980), März, Nr. 1-2, S. 115–123

Stephan 1990

STEPHAN, M.: *Untersuchungen zur Gegenstrombegrenzung in vertikalen Gas-Flüssigkeits-Strömungen*, Technische Universität München, Diss., 1990

Thonon 1998

THONON, B.: Compact heat exchangers applied to industrial and environmental processes. In: *Proc. Eurotherm Seminar* Bd. 62, 1998

Thonon u. a. 2003

THONON, B. ; R. CHRISTENSEN ; CHOPARD, F.: Condensation of pure fluids and mixtures of process fluids in compact welded and spiral heat exchangers. In: *Proceedings of the 4th International Conference on Compact Heat Exchangers and Enhancement Technology for the Process Industries*, 2003

Thumm 2000

THUMM, S.: *Filmkondensation im senkrechten Rohr bei Gegenstrom von Dampf und Flüssigkeit*, TU Bergakademie Freiberg, Diss., 2000

Thumm u. a. 2001

THUMM, S. ; PHILIPP, Ch. ; GROSS, U.: Film Condensation of Water in a Vertical Tube With Countercurrent Vapour Flow. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 44 (2001), Nr. 22, S. 4245–4256

Tien u. a. 1980a

TIEN, C. L. ; CHUNG, K. S. ; LIU, C. P.: Flooding in two-phase countercurrent flows-I: analytical modelling. In: *Physicochem. Hydrodyn.* 1 (1980), S. 195–208

Tien u. a. 1980b

TIEN, C. L. ; CHUNG, K. S. ; LIU, C. P.: Flooding in two-phase countercurrent flows-II: experimental investigation. In: *Physicochem. Hydrodyn.* 1 (1980), S. 209–220

Tillner-Roth u. Baehr 1994

TILLNER-ROTH, R. ; BAEHR, H.D.: An international standard formulation of the thermodynamic properties of 1,1,1,2-tetrafluoroethane (HFC-134a) for temperatures from 170 K to 455 K at pressures up to 70 MPa. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 23 (1994), S. 657–729

Urban u. a. 1997

URBAN, Z. ; NISHIO, T. ; MATSUO, H. ; ISHIKAWA, T. ; NATORI, Y. ; AKAMATSU, M. ; SONOI, H. ; ONAKA, M.: Dephlegmator for ethylene plant - Modeling of dephlegmation. In: *Proc. Int. Conf. on Compact Heat Exchangers for the Process Industries*, 1997

Usyukin u. Aleksandrov 1975

USYUKIN, I.P. ; ALEKSANDROV, N.A.: Investigation of Mass Transfer in a plate-fin countercurrent Reflux Condenser. In: *Khimicheskoe i Neftyanoe Mashinostroenie* 2 (1975), S. 19–21

Vachenaer 2001

VACHENAER, K. Meyberg; P. ; P.VACHENAER, K. M. (Hrsg.): *Höhere Mathematik für Ingenieure 2*. Springer Verlag, 2001

Wagner u. Pruss 2002

WAGNER, W. ; PRUSS, A.: The IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 31(2) (2002), S. 387–535

Wallis 1969

WALLIS, G. B. ; WALLIS, G. B. (Hrsg.): *One dimensional two-phase flow*. Mc Graw Hill, 1969

Wallis 1961

WALLIS, G.B.: Flooding velocities for air and water in vertical tubes. In: *UKAEA Report AEEW-R123* (1961)

Webb u. Al-Shammari 2002

WEBB, D. R. ; AL-SHAMMARI, S.B.: Separation in Reflux Condensers. In: *Proc. of the 12 th International Heat Transfer Conference*, 2002

Webb u. a. 1996

WEBB, D. R. ; FAHRNER, M. ; SCHWAAB, R.: The Relationship Between the Colburn and Silver Methods of Condenser Design. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 39 (1996), Nr. 15, S. 3147–3156

Younglove u. McLinden 1994

YOUNGLOVE, B.A. ; MCLINDEN, M.O.: An International Standard Equation of State for the Thermodynamic Properties of Refrigerant 123 (2,2-Dichloro-1,1,1-trifluoroethane). In: *J. Phys. Chem. Ref. Data* 23 (1994), S. 731–779

Zabaras u. Dukler 1988

ZABARAS, G. J. ; DUKLER, A. E.: Countercurrent gas-liquid annular flow, including the flooding state. In: *AIChE J.* 34 (1988), Nr. 3, S. 389–396

Zapke u. Kröger 1996

ZAPKE, A. ; KRÖGER, D. G.: The influence of fluid properties and inlet geometry on flooding in vertical and inclined tubes. In: *Int. J. Multiphase Flow* 22 (1996), Nr. 3, S. 461–472

Zapke u. Kröger 2000a

ZAPKE, A. ; KRÖGER, D. G.: Countercurrent Gas-Liquid Flow in Inclined and Vertical Ducts - I: Flow Patterns, Pressure Drop Characteristics and Flooding. In: *Int. J. Multiphase Flow* 26 (2000), S. 1439–1455

Zapke u. Kröger 2000b

ZAPKE, A. ; KRÖGER, D. G.: Countercurrent Gas-Liquid Flow in Inclined and Vertical Ducts - II: The Validity of the Froude-Ohnesorge Number Correlation for Flooding. In: *Int. J. Multiphase Flow* 26 (2000), S. 1457–1468