

Untersuchung der Abgaswärmeübertragung und
Dampfstrahlverdichtung zur Bewertung von
Dampfstrahlkälteanlagen als Ladeluftkühler
aufgeladener Ottomotoren

vorgelegt von
Herr Dipl.-Ing.
Mark Tobias Zegenhagen
geb. in Recklinghausen

von der Fakultät III - Prozesswissenschaften
der Technischen Universität Berlin
Institut für Energietechnik,
Fachgebiet Maschinen- und Energieanlagentechnik,
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing.-

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Prof. e.h. Dr. h.c. George Tsatsaronis (TU Berlin)

Erstgutachter: Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler (TU Berlin)

Zweitgutachter: Prof. Dr.-Ing. Ullrich Hesse (TU Dresden)

Datum der Einreichung: 2014/07/03

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 2015/03/19

Berlin 2015

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Arbeit am Institut für Maschinen- und Energieanlagentechnik der Technischen Universität Berlin unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler im Zeitraum von Dezember 2008 bis Juli 2014.

Die Ergebnisse wurden unter anderem in einer einjährigen von der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) geförderten Potentialstudie sowie dem dreijährigen von der Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen Otto von Guericke e.V. (AiF) geförderten sich anschließenden Forschungsvorhaben (Nr. 163563 N/2) mit dem Thema Abgaswärmenutzung zur Ladeluftkühlung erarbeitet. Den Mittelgebern sei für die finanzielle Förderung der Vorhaben gedankt.

Besonderen Dank möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Felix Ziegler aussprechen, der mit seiner fortwährenden Kritik und unerschöpflichen Geduld maßgeblich zur Verbesserung der Arbeit beigetragen hat. Ebenfalls möchte ich Prof. Dr.-Ing. Ullrich Hesse der Bitzer Stiftungsprofessur für Kälte-, Kryo- und Kompressorentechnik der Technischen Universität Dresden für das Zweitgutachten danken.

Für viele anregende Gespräche möchte ich mich bei meinen Kollegen und für die tatkräftige Unterstützung bei meinen studentischen Mitarbeitern vom Institut für Maschinen- und Energieanlagentechnik bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Helmut Pucher als Professor Emeritus des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen der TU Berlin für seine Unterstützung der Kooperation in den Forschungsvorhaben der Abgaswärmenutzung zur Ladeluftkühlung bedanken.

Abschließend sei der Firma Benteler Automobiltechnik, der Körting Hannover AG sowie dem Institut für Strömungsmaschinen der polnischen Akademie der Wissenschaften in Danzig für die Zusammenarbeit und Unterstützung im Forschungsvorhaben gedankt.

Abstract

The doctoral thesis at hand analyzes the characteristics and the potential of an exhaust gas heat driven jet-ejector cooling process working with R134a as refrigerant which is used for charge air cooling consecutive to the conventional charge air cooler of gasoline combustion engines in vehicles. The analysis focuses on the exhaust gas heat exchanger and the jet-ejector as core components of the cooling process which have been investigated separately by means of experiments and simulation.

The heat flows transferable from the exhaust gases to the refrigerant are generally sufficient to operate the jet-ejector cooling process almost in the entire operating range of the combustion engine. The necessary refrigerant-side conditions have been achieved in a simple heat exchanger prototype and the process may easily be controlled by the high side pressure of the refrigerant. The heat exchange at supercritical refrigerant pressures can be simulated with the developed model employing the adequate corrections of the well-established Nusselt relations with an arithmetic average deviation of only 4.7% from the experimental results. The results of the model developed for the heat exchange at subcritical refrigerant pressures reproduce the experimental results satisfactorily for scope of the thesis.

The down-scaling of the jet-ejector cooling process to the cooling capacity range of 1.5 kW to 6 kW for the automotive application has been experimentally demonstrated. A sufficient temperature lift and absolute evaporation temperatures of down to $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$ for the continued charge air cooling have been achieved. The entrainment ratio of the jet-ejection can be calculated for a given ejector geometry dependent on the three stagnation conditions with an arithmetic average deviation of 7.8% using a simulation model which accounts for real gas effects and allows a fit of the calculated to the experimental results by means of a loss coefficient with a clear physical meaning.

The potential charge air temperatures of $12\text{ }^{\circ}\text{C}$ to $-3\text{ }^{\circ}\text{C}$ are adequate for improving the efficiency of gasoline engines. The additional energy consumption due to the refrigerant pump and the heat rejection demand, rather than the elevated back pressure or the additional fuel consumption due to the device's weight, may at low thermal coefficients of performance overcompensate the system's advantage. The high sensitivity of the thermal coefficient of performance to an increase of the ambient temperature is another essential disadvantage of the jet-ejection cooling process. The power densities are the substantial system advantage.

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften und das Potential eines mit Abgaswärme angetriebenen Dampfstrahlkälteprozesses mit dem Kältemittel R134a zur weiteren Kühlung der Ladeluft nach der konventionellen Ladeluftkühlung bei aufgeladenen Ottomotoren im Kraftfahrzeug analysiert, indem der Abgaswärmeübertrager sowie der Dampfstrahlverdichter als Kernkomponenten des Kälteprozesses getrennt voneinander experimentell und mit Simulationsmodellen theoretisch untersucht werden.

Die vom Abgas auf das Kältemittel übertragbaren Wärmeströme reichen in weiten Teilen des Motorbetriebsfelds grundsätzlich aus, um den Dampfstrahlkälteprozess anzutreiben. Die kältemittelseitig notwendigen Antriebszustände konnten im einfachen Abgaswärmeübertragerprototyp erreicht und der Prozess kann problemlos über das Kältemittelantriebsdruckniveau geregelt werden. Die Wärmeübertragung im überkritischen Druckbereich des Kältemittels wurde durch ein Modell mit geeigneten Korrekturen der gängigen Nusseltbeziehungen mit einer mittleren arithmetischen Abweichung von nur 4,7 % ausreichend genau abgebildet. Mit dem Modell der unterkritischen Wärmeübertragung wurden für die Arbeit ausreichend genaue Ergebnisse erzielt.

Die Skalierung der Kälteleistung des Dampfstrahlkälteprozesses in den für die mobile Anwendung interessanten Leistungsbereich von 1,5 kW bis 6 kW wurde mit für die weitere Kühlung der Ladeluft ausreichenden Temperaturhuben und absoluten Verdampfungstemperaturen von bis zu -15°C experimentell nachgewiesen. Die Mitführrate der Dampfstrahlverdichtung kann unter Berücksichtigung der Realgaseffekte bei gegebener Geometrie abhängig von den drei Ruhezuständen mit dem über einen physikalisch interpretierbaren Verlustkoeffizienten an die Experimente angepassten Simulationsmodell mit einer mittleren arithmetischen Abweichung von 7,8 % berechnet werden.

Die erzielbaren Ladelufttemperaturen von 12°C bis -3°C sind bei Ottomotoren zur Wirkungsgradsteigerung nutzbar. Der zusätzliche Energieverbrauch für die Kältemittelpumpe sowie der Rückkühlbedarf, nicht aber der erhöhte Abgasgegen- druck bzw. der Kraftstoffmehrverbrauch aufgrund des Anlagengewichts, gefährden allerdings bei geringen thermischen Wärmeverhältnissen die Vorteilhaftigkeit des Konzepts. Ein grundlegender Nachteil des Dampfstrahlkälteverfahrens ist zudem die Sensitivität des thermischen Wärmeverhältnisses gegenüber der Erhöhung der Umgebungstemperatur. Die hohen Prozessleistungsdichten sind der wesentliche Systemvorteil.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	i
Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	xix
Nomenklatur	xxi
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Kontext der Arbeit	1
1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	6
2 Stand der Technik und Forschung	9
2.1 Abgaswärmenutzung bei Kraftfahrzeugen	9
2.1.1 Stand der Technik	9
2.1.2 Bewertungskriterien	11
2.2 Dampfstrahlkälteanlagen	16
2.2.1 Prozessverlauf	16
2.2.2 Prozesskenngrößen	20
2.2.3 Anwendung in der Kältetechnik	24
2.2.4 Prozessregelung	26
2.2.5 Kältemittel und überkritischer Druckbereich	29
2.3 Wärmeübergang in erzwungener Strömung	31
2.3.1 Konvektiver Wärmeübergang	32
2.3.2 Wärmeübergang beim Sieden reiner Fluide	43
2.4 Dampfstrahlverdichter	49
2.4.1 Betriebscharakteristik von Dampfstrahlverdichtern	50
2.4.2 Auslegung von Dampfstrahlverdichtern	56

2.4.3	Modellierung von Dampfstrahlverdichtern	58
2.4.4	Realgasgleichungen und Vereinfachungen	62
3	Abgaswärmeübertragung	73
3.1	Beschreibung des Prüfstands zur Untersuchung der Abgaswärmeübertragung	73
3.2	Abgaswärmeübertragerprototyp	78
3.3	Modelle der Abgaswärmeübertragung	79
3.3.1	Modellbildung und Annahmen	80
3.3.2	Bilanzierung der Kontrollvolumina	86
3.4	Mess- und Rechnungsergebnisse der Abgaswärmeübertragung . .	92
3.4.1	Wasser-Glykol-Referenzmessungen	93
3.4.2	Bereich der Kältemittelmessungen	101
3.4.3	Übertragener Wärmestrom	108
3.4.4	Druckverlust und Wärmedurchgang	113
3.4.5	Modellkonsistenzprüfung und Vergleich von Messung und Rechnung der Abgaswärmeübertragung	115
4	Dampfstrahlverdichtung	135
4.1	Beschreibung der Dampfstrahlkälteanlage	135
4.2	Dampfstrahlverdichterprototyp	142
4.3	Modell der Dampfstrahlverdichtung	144
4.3.1	Modellbildung und Annahmen	144
4.3.2	Bilanzierung des Dampfstrahlverdichters	147
4.4	Mess- und Rechnungsergebnisse der Dampfstrahlverdichtung . .	158
4.4.1	Untersuchter Bereich der Dampfstrahlverdichtung	159
4.4.2	Darstellung des Betriebs im Auslegungsbereich	165
4.4.3	Weitere Kennzahlen und Dampfstrahlkälteanlagenbetrieb	169
4.4.4	Einfluss der antriebsseitigen Überhitzung	176
4.4.5	Modellkonsistenzprüfung und Vergleich von Messung und Rechnung der Dampfstrahlverdichtung	181
5	Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor	197
5.1	Systemvoraussetzungen	197

5.2	Regelung der Dampfstrahlkälteanlage	204
5.3	Erzielbare Ladeluftkühlung	208
5.4	Systembewertung	217
5.5	Prozessverbesserung	222
6	Schlussbetrachtung	227
6.1	Zusammenfassung	227
6.2	Ausblick	236
A	Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung	239
A.1	Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle	239
A.2	Wärmeübergang bei quer angeströmten Rohrbündeln	241
B	Realgasgleichungen und Näherungen	245
B.1	Isentropenexponenten des Realgases	245
B.2	Näherungsisentropenexponenten	250
B.3	Isentrope Zustandsänderungen des Realgases in Kanälen verän- derlichen Querschnitts	252
B.4	Flächen-Mach-Zahl-Beziehung des Realgases	255
C	Stationarität und Stationaritätskriterien	257
D	Messtechnik und Messabweichungen	263
D.1	Messtechnik	263
D.1.1	Messprinzipien der verwendeten Sensorik	263
D.1.2	Aufnahme und Verarbeitung der Messsignale	270
D.2	Klassifikation der Messabweichungen	273
D.3	Messabweichung direkt messbarer Größen	274
D.4	Kalibrierung	276
D.4.1	Kalibratoren	277
D.4.2	Referenztemperatur, Temperatur am Kalibriergegenstand und Kalibriergeraden	277
D.5	Fortpflanzung von Messabweichungen unabhängiger Größen	279
D.6	Fortpflanzung von Messabweichungen abhängiger Größen	282
D.7	Vereinfachende Rechenregeln und weitere Messabweichungen	285

E Weitere Ergebnisse	287
E.1 Weitere Ergebnisse der Abgaswärmeübertragung	287
E.1.1 Überschlagsrechnung zu Modellannahmen	287
E.1.2 Referenzmessungen	289
E.1.3 Abgaswärmeübertragung mit dem Kältemittel	301
E.2 Weitere Ergebnisse der Dampfstrahlverdichtung	320
E.2.1 Messergebnisse	320
E.2.2 Rechnungsergebnisse	340
E.3 Weitere Ergebnisse der Koppelung	345
 Literaturverzeichnis	 349

Abbildungsverzeichnis

1.1	Konzept der thermischen Ladeluftkühlung.	4
2.1	Idealisierter Prozess des abgasturboaufgeladenen Viertaktmotors im p - V -Diagramm (nach Pucher, 2008).	13
2.2	Anlagenschaltbild einer Dampfstrahlkälteanlage.	16
2.3	Dampfstrahlkälteprozess im p - h -Diagramm für das Kältemittel R134a.	17
2.4	Geometrie eines Dampfstrahlverdichters und qualitativer Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w (die Verläufe sind nicht linear).	18
2.5	Schematischer Verlauf der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W bei der Durchströmung eines beheizten Rohrs bei ausgebildeter Strömung.	32
2.6	Schematischer Verlauf der dynamischen Viskosität η , der Wärmeleitfähigkeit λ und der spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p für ein gegebenes Temperaturprofil $T(y)$ in einem beheizten Rohr (die Verläufe sind nicht linear).	33
2.7	Spezifische isobare Wärmekapazität c_p , Wärmeleitfähigkeit λ , Dichte ρ und dynamische Viskosität η des Kältemittels R134a im Temperaturbereich von -10 °C bis 170 °C bei einem überkritischen Druck p von 43 bar und 50 bar aus Refprop 8.0. . . .	38

2.8	Strömungs- und Wärmeübergangsformen beim Strömungssieden und vollständigen Verdampfen einer reinen Flüssigkeit in einem beheizten Rohr und schematischer Verlauf der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W	44
2.9	Qualitativer Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w im Dampfstrahlverdichter (die Verläufe sind nicht linear).	51
2.10	Dimensionslose Kennfeld eines Dampfstrahlverdichters.	54
2.11	Realgasfaktor Z des Kältemittels R134a über dem Kältemitteldruck p mit der Kältemitteltemperatur ϑ als Parameter aus Refprop 8.0.	64
2.12	Verhältnis von lokalen Größen zu Ruhegrößen für Druck (p_x/p_s) und Temperatur (T_x/T_s), lokale Strömungsgeschwindigkeiten w_x sowie Abweichungen ΔT , Δp und Δw_x über der lokalen Mach-Zahl Ma_x	68
2.13	Lokale Mach-Zahl Ma_x über dem Flächenverhältnis (A_{min}/A_x).	70
3.1	Schaltbild des Prüfstands zur Abgaswärmeübertragung.	74
3.2	Abgaswärmeübertragerprototyp in der geschnittenen Perspektivdarstellung.	78
3.3	Temperaturen T der überkritischen (links) und unterkritischen Wärmeübertragung (rechts) über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q}	80
3.4	Kontrollvolumen des quer angeströmten, repräsentativen Rohrs im Längsschnitt zur Strömungsrichtung (links) und im Bündel in der Aufsicht (rechts).	86
3.5	Kontrollvolumen des längs vom Abgas umströmten, repräsentativen Rohrs im Längsschnitt (links) und im Querschnitt (rechts) zur Strömungsrichtung.	87
3.6	Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} (Symbol Δ) und Kühlmittelmassenstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{M}_{WG} (Symbol \circ) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} ($\vartheta_{Ab,e} \approx 450^\circ\text{C}$, $\vartheta_{WG,e} \approx 23^\circ\text{C}$).	93

- 3.7 Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} [Δ ; $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite α_{WG} [\times ; $\alpha_{WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\alpha_{WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m). 95
- 3.8 Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kühlmittelseite α_{WG} der Referenzmessung (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$). 97
- 3.9 Experimenteller Wärmestrom \dot{Q} (Symbol Δ), Wärmestrom der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} (Symbol \times) und der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol \circ) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} 99
- 3.10 Wärmestrom der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} (Symbol \circ), der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol Δ) und entsprechende relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol \diamond) und $\Delta\dot{Q}_{unkor}$ (Symbol \times) über dem Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} . . . 100
- 3.11 Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{Km,a}$ (Symbol Δ) und Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} (Symbol \circ) über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{Km,H}$ ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500$ °C, $\dot{M}_{Ab} \approx 500$ kg/h, $\dot{M}_{KW} \approx 1,2$ kg/s, $\vartheta_{Km,e} \approx 13$ °C). 102
- 3.12 Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500$ °C). 103
- 3.13 Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{Km,a}$ (Symbol Δ) und Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} (Symbol \times) über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{Km,H}$ 104
- 3.14 Differenzen der spezifischen Enthalpie $\Delta h_{Km,H}$ bei der Wärmeübertragung im p - h -Diagramm für die Variation des Kältemitteldrucks aus Abb. 3.11. 107
- 3.15 Übertragener Wärmestrom $\dot{Q}_{über}$ und \dot{Q}_{unter} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450 °C, \circ ; 500 °C, \times ; 550 °C). 108

3.16	Ein- und Austrittstemperaturen des Abgases und des Kältemittels $\vartheta_{Ab,e}$, $\vartheta_{Ab,a}$, $\vartheta_{Km,e}$ und $\vartheta_{Km,a}$ sowie die berechneten Temperaturverläufe von Abgas und Kältemittel über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} für die Variation des Kältemitteldrucks aus Abb. 3.11.	110
3.17	Abgasseitiger Druckverlust Δp_{Ab} (Symbol Δ) und Wärmedurchgangskoeffizient k_{Km} (Symbol \circ) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab}	113
3.18	Abgas- und kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{Km} im überkritischen Druckbereich über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500^\circ\text{C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500\text{ kg/h}$).	116
3.19	Kältemittelseitiger Korrekturfaktor $K_{T,\text{über}}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500^\circ\text{C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500\text{ kg/h}$).	118
3.20	Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{Km} aller Kältemittelmessungen im überkritischen Druckbereich (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	120
3.21	Korrekturfaktor des überkritischen Druckbereichs $K_{T,\text{über}}$ über den kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} aller Kältemittelmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	122
3.22	Wärmeströme \dot{Q}_{sim} (Symbol Δ) und $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol \circ) und entsprechende relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol \times) und $\Delta\dot{Q}_{unkor}$ (Symbol \diamond) über dem experimentellen Wärmestrom \dot{Q} der Kältemittelmessung im überkritischen Druckbereich.	123
3.23	Abgas- und kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{Km} im unterkritischen Druckbereich über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 28 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500^\circ\text{C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500\text{ kg/h}$).	125

3.24	Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite $\alpha_{Km,i}$ für alle Kältemittelmessungen im unterkritischen Druckbereich (\mathbf{x} ; $\alpha_{KM,us}$, \circ ; $\alpha_{KM,zp}$, \diamond ; $\alpha_{KM,zp,S}$, Δ ; $\alpha_{KM,g}$).	128
3.25	Simulationsergebnisse des Wärmestroms \dot{Q}_{sim} (Symbol Δ) und relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol \circ) über dem experimentellem Wärmestrom \dot{Q}	130
3.26	Flächenanteile ($A_{Km,i}/A_{Km,ges}$) der verschiedenen, kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{Km} (\mathbf{x} ; ($A_{Km,us}/A_{Km,ges}$), \circ ; ($A_{Km,zp}/A_{Km,ges}$), \diamond ; ($A_{Km,zp,S}/A_{Km,ges}$), Δ ; ($A_{Km,g}/A_{Km,ges}$)).	132
4.1	Schaltbild der internen Kreisläufe der Dampfstrahlkälteanlage.	136
4.2	Schaltbild der externen Kalt- und Kühlwasserkreisläufe der Dampfstrahlkälteanlage.	140
4.3	Rotationssymmetrischer Dampfstrahlverdichterprototyp.	142
4.4	Qualitativer Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w des Modells der Dampfstrahlverdichtung bei kritischem Gegendruck (die Verläufe sind nicht linear).	144
4.5	Antriebstemperatur ϑ_{s2} (Symbol Δ) und antriebsseitiger Massenstrom \dot{M}_{s2}^* (Symbol \circ) über dem Antriebsdruck p_{s2}	159
4.6	Kondensatorgegendruck p_{s1} (Symbol Δ) und Kondensations-temperatur ϑ_K (Symbol \circ) über dem Antriebsdruck p_{s2}	161
4.7	Verdampfungstemperatur ϑ_V (Symbol Δ) und verdampferseitige Überhitzung ΔT_0 (Symbol \circ) über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0}	163
4.8	Dimensionslose Kennfeld der experimentellen Ergebnisse im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters.	165
4.9	Mitführtrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ).	167
4.10	Kälteleistung \dot{Q}_0 (Symbol Δ) und thermische Wärmeverhältnis COP_{th} (Symbol \circ) über der Mitführtrate μ	170
4.11	Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) und Temperaturhub ΔT_{Hub} (Symbol \circ) über dem thermischem Wärmeverhältnis COP_{th}	172

- 4.12 Kälteleistung \dot{Q}_0 , thermische Wärmeverhältnis COP_{th} , hydraulische COP_h und logarithmierte Druckverhältnisse π_{s_0,s_2} und π_{s_1,s_2}^{krit} über der Mitführrate μ (a; 43 bar, b; 38 bar, c; 33 bar, d; 28 bar). 174
- 4.13 Mitführrate μ über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für drei Antriebsdrücke p_{s_2} von 30 bar (Symbol Δ), 32 bar (Symbol \circ) und 34 bar (Symbol \times) und drei Verhältnisse von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck π_{s_0,s_2} von 0,067 (durchgezogene Linie), 0,076 (gestrichelte Linie) und 0,086 (gepunktete Linie). . 177
- 4.14 Kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s_2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar). 179
- 4.15 Druckverlauf p und Geschwindigkeitsverlauf w mit Antriebsdrücken p_{s_2} von 41 bar ($\vartheta_{s_2} \approx 106^\circ\text{C}$) bei einem Verdampferaustrittsdruck p_{s_0} von 4 bar (Symbol Δ , $\vartheta_{s_0} \approx 27,9^\circ\text{C}$) und 2,6 bar (Symbol \circ , $\vartheta_{s_0} \approx 31,8^\circ\text{C}$) und kritischen Kondensatorgegendrücken $p_{s_1}^{krit}$ von 9,5 bar ($\vartheta_{s_1} \approx 46,7^\circ\text{C}$ / $\vartheta_{s_1} \approx 49,5^\circ\text{C}$) über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L). 181
- 4.16 Kritischer Druck p_2^* (Symbol Δ), Austrittsdruck p_{a2} (Symbol \circ) und kritischer Druck p_0^* (Symbol \times) aller Simulationsrechnungen über dem experimentell ermittelten Antriebsdruck p_{s_2} 184
- 4.17 Kritische Druck p_0^* (Symbol Δ) und Druckdifferenzen $\Delta p_{Mn,M}$ (Symbol \circ) und $\Delta p_{s_1,Mn}$ (Symbol \times) aller Simulationsrechnungen über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s_0} 186
- 4.18 Geschwindigkeiten w_M (Symbol Δ), w_{Mn} (Symbol \circ), $w_{x_2}^{rev}$ (Symbol \times) und $w_{x_0}^{rev}$ (Symbol \diamond) aller Simulationsrechnungen über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s_0} . . . 188
- 4.19 Berechnete Antriebsmassenströme $\dot{M}_{s_2,sim,\bar{r}}^*$ (Symbol Δ) nach der Näherungsgleichung 4.3 und $\dot{M}_{s_2,sim,id}^*$ (Symbol \circ) nach der Idealgasgleichung über dem experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s_2}^*$ 190
- 4.20 Verlustkoeffizient ϕ und Ausgleichsgerade über dem Verhältnis aus lokaler Antriebsstromgeschwindigkeit $w_{x_2}^{rev}$ und lokaler Mischungsgeschwindigkeit w_M beim kritischen Gegendruck. 192

4.21	Mitführrate der Simulation μ_{sim} (Symbol Δ), Verhältnis aus unkorrigierter und korrigierter Mitführrate ($\mu_{sim,unkor}/\mu_{sim}$) (Symbol \circ) und relative Abweichungen $\Delta\mu$ (Symbol \times) über der experimentellen Mitführrate μ beim kritischen Gegendruck.	194
5.1	Schaltschema eines konventionellen Ladeluftkühlsystems (links) und der thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage (rechts). 198	
5.2	Temperaturen T des Ladeluftkühlsystems (LLK) und der thermischen Kälteanlage (TKA) über dem übertragenen normierten Wärmestrom \dot{Q}_{norm}	200
5.3	Schaltschema der thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage mit Regelgrößen.	205
5.4	Temperatur der Ladeluft vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ und Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperaturen (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25 °C], 2; [38 bar, 20 °C], 3; [33 bar, 14 °C], 4; [28 bar, 9 °C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).	211
5.5	Hydraulische COP_h über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperaturen (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25 °C], 2; [38 bar, 20 °C], 3; [33 bar, 14 °C], 4; [28 bar, 9 °C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).	213
5.6	Temperatur der Ladeluft vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ und Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für eine konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30 °C (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25 °C], 2; [38 bar, 20 °C], 3; [33 bar, 14 °C], 4; [28 bar, 9 °C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).	214
5.7	Hydraulische COP_h über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für eine konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30 °C (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25 °C], 2; [38 bar, 20 °C], 3; [33 bar, 14 °C], 4; [28 bar, 9 °C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).	216

5.8	Schema eines zweistufigen Dampfstrahlkälteprozesses im p - h -Diagramm für R134a.	222
5.9	Mittlere thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,m}$ und mittlerer hydraulischer $COP_{h,m}$ über der Anzahl von Verdampfungsstufen n	224
A.1	Geometrie eines quer angeströmten, fluchtenden Rohrbündels in der Aufsicht.	242
E.1	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$ [Δ ; $w_{Ab,m} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $w_{Ab,m} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite $w_{WG,m}$ [\times ; $w_{WG,m} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $w_{WG,m} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	289
E.2	Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} [Δ ; $Re_{Ab} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $Re_{Ab} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite Re_{WG} [\times ; $Re_{WG} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $Re_{WG} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	291
E.3	Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} [Δ ; $Pr_{Ab} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $Pr_{Ab} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite Pr_{WG} [\times ; $Pr_{WG} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $Pr_{WG} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	293
E.4	Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ [Δ ; $K_{T,Ab} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $K_{T,Ab} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite $K_{T,WG}$ [\times ; $K_{T,WG} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $K_{T,WG} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	294
E.5	Abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ [Δ ; $\vartheta_{Ab,W,m} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\vartheta_{Ab,W,m} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und Abgastemperatur ϑ_{Ab} [\times ; $\vartheta_{Ab} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\vartheta_{Ab} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	295
E.6	Mittlere kühlmittelseitige Wandtemperatur $\vartheta_{WG,W,m}$ [Δ ; $\vartheta_{WG,W,m} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\vartheta_{WG,W,m} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und Kühlmitteltemperatur ϑ_{WG} [\times ; $\vartheta_{WG} (\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\vartheta_{WG} (\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).	296

- E.7 Mittlere Abgasgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ über mittlerer Kühlmittelgeschwindigkeit $w_{WG,m}$ aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$). 297
- E.8 Korrekturfaktoren des Abgases $K_{T,Ab}$ über den Korrekturfaktoren des Kühlmittels $K_{T,WG}$ aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$). 298
- E.9 Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} über den Reynolds-Zahlen des Kühlmittels Re_{WG} aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$). 299
- E.10 Prandtl-Zahl des Abgases Pr_{Ab} über der Prandtl-Zahl des Kältemittels Pr_{WG} der Referenzmessung (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$). 300
- E.11 Kältemittelseitige Druckverluste $\Delta p_{K_m,H}$ über dem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} aller Kältemittelmessungen. 301
- E.12 Variationen der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} aller Kältemittelmessungen. 302
- E.13 Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450 °C, o; 500 °C, x; 550 °C). 303
- E.14 Kältemittelüberhitzung ΔT_2 über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450 °C, o; 500 °C, x; 550 °C). 304
- E.15 Verhältnis ($\Delta h_{K_m,H}/r$) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der abgasseitigen Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450 °C, o; 500 °C, x; 550 °C). 305
- E.16 Abgasseitige Druckverlust Δp_{Ab} über der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} als Parameter. . . . 306
- E.17 Reynolds-Zahl der Abgasseite Re_{Ab} und der Kältemittelseite Re_{K_m} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o; 45 bar, x; 42 bar). 307

E.18 Prandtl-Zahl der Abgasseite Pr_{Ab} und der Kältemittelseite Pr_{Km} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o; 45 bar, x; 42 bar).	308
E.19 Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o; 45 bar, x; 42 bar).	309
E.20 Abgastemperatur ϑ_{Ab} und abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) bei überkritischem Kältemitteldruck mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o; 45 bar, x; 42 bar).	310
E.21 Kältemittelseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Km,W,m}$ und Kältemitteltemperatur ϑ_{Km} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o; 45 bar, x; 42 bar).	311
E.22 Reynolds-Zahl der Abgasseite Re_{Ab} über Reynolds-Zahl der Kältemittelseite Re_{Km} (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	312
E.23 Prandtl-Zahl der Abgasseite Pr_{Ab} über der Prandtl-Zahl der Kältemittelseite Pr_{Km} (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	313
E.24 Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	314
E.25 Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, o; 32 bar, x; 28 bar).	315
E.26 Abgastemperatur ϑ_{Ab} und abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) bei unterkritischem Kältemitteldruck mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, o; 32 bar, x; 28 bar).	316
E.27 Verhältnisse ($\alpha_{Km,zp,S}/(\alpha_{Km,g}/K_{T,Km})$) über dem Antriebsdruck p_{s2}	317

E.28	Verhältnis des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Siedens zum Wärmeübergangskoeffizienten des flüssigen Kältemittels ($\alpha_{Km,us}/\alpha_{Km,fl}$) über dem Wärmeübergangskoeffizient des unterkühlten Siedens $\alpha_{Km,us}$ (Δ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \circ ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	318
E.29	Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelflüssigkeit $\alpha_{Km,fl}$ (Δ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \circ ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).	319
E.30	Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ) für drei verschiedene Antriebsdrücke p_{s2} von ungefähr 25,5 bar, 27,5 bar und 29,5 bar.	320
E.31	Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	322
E.32	Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	323
E.33	Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	324
E.34	Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	325
E.35	Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	326
E.36	Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	327
E.37	Hydraulischer COP_h über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	328
E.38	Hydraulischer COP_h über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	329
E.39	Hydraulischer COP_h über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.	330
E.40	Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ) im kritischen Betrieb.	331
E.41	Kälteleistung \dot{Q}_0 (Symbol Δ) und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} (Symbol \circ) über der Mitführrate μ im kritischen Betrieb.	332

E.42	Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) über der Mitführtrate μ im kritischen Betrieb.	334
E.43	Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) und der Temperaturhub ΔT_{Hub} (Symbol \circ) über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} im kritischen Betrieb.	336
E.44	Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).	337
E.45	Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).	338
E.46	Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).	339
E.47	Temperatur ϑ für das Beispiel aus Abb. 4.15 über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L) (Parameter p_{s0} : Δ ; 4 bar, \circ ; 2, 6 bar).	340
E.48	Kritische Temperatur des Antriebsstroms ϑ_2^* (Symbol Δ), Temperatur am Lavaldüsenaustritt ϑ_{a2} (Symbol \circ) und Temperatur vor der Mischung ϑ_{x2} (Symbol \times) über der Antriebstemperatur ϑ_{s2}	341
E.49	Druckverhältnisse (p_{Mn}/p_M) (Symbol Δ) und (p_{s1}/p_{Mn}) (Symbol \circ) über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0}	342
E.50	Temperatur der Mischung ϑ_M (Symbol Δ) und Temperatur nach dem senkrechten Verdichtungsstoß ϑ_{Mn} (Symbol \circ) über der kritischen Temperatur des Saugstroms ϑ_0^*	343
E.51	Mach-Zahlen am Lavaldüsenaustritt Ma_{a2} (Symbol Δ), vor der Mischung Ma_{x2} (Symbol \circ) sowie vor und nach dem Verdichtungsstoß Ma_M (Symbol \times) und Ma_{Mn} (Symbol \diamond) über dem Antriebsdruck p_{s2}	344
E.52	Wärmestrom \dot{Q} über dem Kältemittelantriebsdruck p_{s2} im kritischen Betrieb.	345

E.53 Übertragene Wärmestrom \dot{Q}_2 über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ (Δ ; Messwerte, o; extra- polierte Werte).	346
---	-----

Tabellenverzeichnis

3.1	Geometrie des Abgaswärmeübertragerprototyps.	79
4.1	Geometrie des Dampfstrahlverdichterprototyps.	143
C.1	Stationaritätskriterien des Abgaswärmeübertragerprüfstands. . .	261
C.2	Stationaritätskriterien der Dampfstrahlkälteanlage.	262
D.1	Temperatursensoren, Messbereiche und Sensorungenauigkeiten. .	264
D.2	Drucksensoren, Messbereiche und Sensorungenauigkeit.	267
D.3	Volumenstromsensoren, Messprinzipien und Sensorungenauig- keiten.	269
D.4	Sensoren und Ausgangssignale.	270
D.5	Ungenauigkeiten der Datenerfassung.	271
D.6	Klassifikation der Messabweichungen.	274
D.7	Modellgleichungen und deren Messabweichungen.	284
D.8	Weitere Modellgleichungen und deren Messabweichungen.	286
E.1	Geradengleichungen der Kälteleistung \dot{Q}_0 als Funktion der Mit- führrate μ	333
E.2	Geradengleichungen des hydraulischen COP_h als Funktion der Mitführrate μ	335
E.3	notwendige Abgaseintrittstemperaturen.	347

Nomenklatur

römische Buchstaben

\dot{C}	Wärmekapazitätsstrom	[W/K]
\dot{H}	Enthalpiestrom	[W]
\dot{M}	Massenstrom	[kg/s]
\dot{m}	Massenstromdichte	[kg/sm ²]
\dot{Q}	Wärmestrom	[W]
\dot{q}	Wärmestromdichte	[W/m ²]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
\dot{x}	Strömungsdampfgehalt	[–]
A	Fläche	[m ²]
a	Konstante	[–]
a	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
a	Taktanzahl	[–]
a	Temperaturleitfähigkeit	[m ² /s]
B	Breite	[m]
b	Konstante	[–]
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	[J/kgK]
c_v	isochore spezifische Wärmekapazität	[J/kgK]

d	Durchmesser	[m]
E	Energie	[J]
f	Sensorungenauigkeit	[–]
H	Enthalpie	[J]
H	Heizwert	[J/kg]
H	Höhe	[m]
h	spezifische Enthalpie	[J/kg]
K	Kompressibilitätszahl	[–]
K	Korrekturfaktor	[–]
k	Wärmedurchgangskoeffizient	[W/m ² K]
k	Überdeckungsfaktor	[–]
L	Länge	[m]
L_{min}	Mindestluftverhältnis	[kg _{Luft} /kg _{Kraftstoff}]
n	Motordrehzahl	[1/min]
n	Rohranzahl des Wärmeübertragers	[–]
P	mechanische oder elektrische Leistung	[W]
p	Druck	[bar]
R	elektrische Widerstand	[Ω]
R	spezifische Gaskonstante	[J/kgK]
r	spezifische Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
R_0	universelle Gaskonstante	[J/molK]
S	Entropie	[J/K]
s	Standardabweichung	[–]

s	spezifische Entropie	[J/kgK]
T	Temperatur	[K]
U	Umfang	[m]
V	Volumen	[m ³]
v	spezifisches Volumen	[m ³ /kg]
W	Arbeit	[J]
w	Strömungsgeschwindigkeit	[m/s]
w	spezifische Arbeit	[J/kg]
x	Variable	[–]
y	Variable	[–]
Z	Realgasfaktor	[–]
<i>griechische Buchstaben</i>		
α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K]
Δ	Differenz	[–]
δ	Messabweichung	
η	Wirkungsgrad	[–]
η	dynamische Viskosität	[Ns/m ²]
γ	Intermittenzfaktor	[–]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/mK]
λ_l	Liefergrad	[–]
λ_v	Verbrennungsluftverhältnis	[–]
μ	Mitführrate	[–]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]

ϕ	Verlustkoeffizient	[–]
π	Druckverhältnis	[–]
Ψ	Hohlraumanteil	[–]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Standardabweichung	
τ	Schubspannung	[Pa]
ϑ	Temperatur	[°C]
ξ	Druckverlustbeiwert	[–]

modifizierte römische Buchstaben

u	relative Messabweichung	[%]
A	Korrekturfunktion der Nichtlinearität der Fluideigenschaften	[–]
B	dimensionsloser Parameter der Teilungsverhältnisse	[–]
E	Erwartungswert	
K	Krümmungsfaktor der Nichtlinearität der Fluideigenschaften	[–]
L	charakteristische Länge	[m]
U	absolute Messabweichung	
V	Verlust	

dimensionslose Kennzahlen

$$Bi = \frac{\alpha \cdot \mathcal{L}_0}{\lambda_K} \text{ Biot-Zahl mit } \mathcal{L}_0 = \frac{\mathcal{L} \cdot U_{Ab/Km}}{A_{W,q}}$$

$$Fr' = \frac{\dot{m}^2}{\rho^2 \cdot g \cdot d} \text{ Froude-Zahl der Flüssigkeit}$$

$$N_B = \frac{\dot{q}}{\dot{m} \cdot r} \text{ Siedekennzahl}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot \mathcal{L}}{\lambda} \text{ Nusselt-Zahl}$$

$$Pe = \frac{\rho \cdot c_p \cdot w \cdot \mathcal{L}}{\lambda} \text{ Péclet-Zahl}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \text{ Prandtl-Zahl}$$

$$Re = \frac{w_m \cdot \mathcal{L}}{\nu} = \frac{\rho \cdot w_m \cdot \mathcal{L}}{\eta} \text{ Reynolds-Zahl}$$

Abkürzungen, Super- und Subskripte

' flüssig

" gasförmig

0 niedrigste Prozessniveau

1 mittlere Prozessniveau

2 höchste Prozessniveau

über Übergangsbereich

* kritische Strömungszustand

a Austritt, außen

Ab Abgas

B Bezug, Blasensieden

COP Coefficient of Performance

COV Kovarianz

E Einschnürung

e Eintritt

eff effektiv

exp experimentell

ges gesamt

H Hub

h hydraulisch, heiß

HD Hochdruck

<i>i</i>	Laufindex
<i>i</i>	innen
<i>id</i>	ideal
<i>j</i>	Laufindex
<i>K</i>	Kondensator, Kondensation, Konvektion, Körper
<i>k</i>	kalt
<i>KG</i>	Kalibriergegenstand
<i>Km</i>	Kältemittel
<i>kor</i>	korrigiert
<i>krit</i>	kritisch
<i>KW</i>	Kühlwasser
<i>l</i>	Laufindex
<i>l</i>	längs
<i>lam</i>	laminar
<i>LDW</i>	Ladungswechsel
<i>LL</i>	Ladeluft
<i>LLK</i>	Ladeluftkühler, Ladeluftkühlsystem
<i>M</i>	Mischung
<i>m</i>	mittel
<i>Ma</i>	Mach=Zahl
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>Mn</i>	nach Mischung

N	Normzustand
nef	nicht erfassbar
$norm$	normiert
p	Laufindex
pk	pseudokritisch
$proj$	projiziert
Q	Quantometer
q	quer
R	Rechteckverteilung
R	Rohr
ref	Referenz
RK	Rückkühler
S	Sprühströmung
s	Ruhezustand
s	systematisch
sim	Simulation
SZ	nach Saha und Zuber
t	total
th	thermisch
TKA	thermisch angetriebene Kälteanlage
$turb$	turbulent
u	untere
us	unterkühltes Sieden

V Verdampfer, Verdampfung

W Wand

WG Wasser-Glykol

Z Zylinder

z zufällig

zp zweiphasig

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Kontext der Arbeit

Bei heutigen Verbrennungsmotoren im Kraftfahrzeug wird laut Gentner (1995) die chemisch im Kraftstoff gebundene Energie in grober Näherung zu je einem Drittel in mechanische Energie, in Abgaswärme und in Abwärme gewandelt, die durch Kühlung des Motorblocks an das Motorkühlmedium abgegeben wird. Eine effizientere Wandlung der Kraftstoffenergie kann durch die Nutzung der an die Umgebung abgeführten Abgasenergie und Abwärme des Motorkühlmediums erreicht werden. Die auf vergleichsweise niedrigerem Temperaturniveau von $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ befindliche Abwärme des Motorkühlmediums wird schon immer für das Heizen des Innenraums bei niedrigen Umgebungstemperaturen genutzt. Die Nutzung der Abgaswärme bietet insbesondere aufgrund des zwar schwankenden aber hohen Temperaturniveaus des Abgases von $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ interessante Möglichkeiten, wird aber wegen der durch eine Nutzung zu erwartenden erhöhten Abgasgedrücke kaum genutzt.

Eine vor allem bei Dieselmotoren mittlerweile weit verbreitete Form der Abgasexergienutzung ist die sogenannte Abgasturboaufladung, deren Wirkungs-

weise in Gl. 1.1 für die effektive Motorleistung¹ P_{eff} ersichtlich wird:

$$P_{eff} = \frac{V_H}{a} \cdot \lambda_l \cdot \frac{H_u}{L_{min}} \cdot \frac{1}{\lambda_v} \cdot n \cdot \eta_{eff} \cdot \rho_L \quad (1.1)$$

Hierin bezeichnen V_H das Hubvolumen, a den Faktor für die Takte des Kreisprozesses, d.h. $a = 1$ für den Zweitakt- und $a = 2$ für den Viertaktprozess, λ_l den Liefergrad, H_u den Kraftstoffheizwert, L_{min} das Mindestluftverhältnis, λ_v das Verbrennungsluftverhältnis, n die Motordrehzahl, η_{eff} den effektiven Motorwirkungsgrad und ρ_L die Luftdichte vor dem Motoreinlass. Die effektive Motorleistung hängt gemäß Gl. 1.1 für einen bestimmten Motor unter Verwendung eines bestimmten Kraftstoffs und Brennverfahrens bei gegebener Drehzahl abgesehen vom effektiven Wirkungsgrad η_{eff} nur noch von der Dichte der Luft vor Motoreinlass ρ_L ab. Eine Steigerung der Luftdichte vor Motoreinlass wird nach der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase $\rho_L = p_L/(R \cdot T_L)$ durch eine Steigerung des Drucks oder eine Absenkung der Temperatur vor Motoreinlass erzielt. Die Drucksteigerung auf einen Wert oberhalb des Umgebungsdrucks wird als Aufladung bezeichnet (z.B. Pucher, 2008).

Bei der Abgasturboaufladung wird die Ansaugluft durch einen mechanischen Kompressor im Ansaugtrakt verdichtet, der durch eine Abgasturbine angetrieben wird. Die Drucksteigerung bedeutet eine Dichtesteigerung der Ladeluft, was in einer direkten Erhöhung der effektiven Motorleistung resultiert oder eine Verkleinerung des Motors bzw. eine effizientere Kraftstoffwandlung bei gleicher effektiver Motorleistung ermöglicht.

Bei der Verdichtung steigt mit dem Ladeluftdruck auch die Ladelufttemperatur, was der Dichtesteigerung entgegenwirkt. Des Weiteren steigt mit der höheren Ladelufttemperatur die thermische Belastung des Motors an, da das Temperaturniveau des Kreisprozesses von der Temperatur im Zylinder zu Beginn der Verdichtung durch den Kolben, d.h. maßgeblich von der Ladelufttemperatur, abhängig ist (Zinner, 1980). Daher sind dem Verdichter nachgeschal-

¹Die indizierte bzw. innere Motorleistung wird als die sich aus dem Gasdruck auf den Kolben ergebene Leistung definiert. Die effektive Motorleistung bezeichnet die an der Kuppelung abgegebene Leistung, die sich aus der indizierten bzw. inneren Motorleistung abzüglich der Reibleistung ergibt, d.h. Reibung an Kolben und Kolbenringen, der Zylinderlauffläche, am Ventiltrieb sowie in Lagern.

tete Ladeluftkühler mittlerweile Stand der Technik (Braess und Seiffert, 2012). Außerdem führt bei aufgeladenen Ottomotoren eine zu hohe Temperatur der Ladeluft gegebenenfalls zu einer unkontrollierten Verbrennung, dem sogenannte Klopfen. Durch die Verringerung der Ladelufttemperatur kann daher insbesondere bei Ottomotoren durch den erhöhten Abstand zur Klopfgrenze und damit höhere mögliche Verdichtungen sowie durch größere Vorzündung der Wirkungsgrad verbessert und damit der Kraftstoffverbrauch gesenkt werden (Zinner, 1980).

Die mittels Ladeluftkühlung theoretisch minimal erzielbare Ladelufttemperatur ist die Umgebungstemperatur. Tatsächlich liegen die Ladeluftkühleraustrittstemperaturen wegen der beschränkten Wärmeübertragerflächen immer über der Umgebungstemperatur. Bei einer weiteren Ladelufttemperaturabsenkung um z.B. 60 K, d.h. von 60 °C auf 0 °C, wurden von Kadunic und Zegenhagen (2013a) bei einem aufgeladenen Ottomotor in ausgewählten Betriebspunkten durch Frühverstellung des Zündzeitpunkts in Verbindung mit einer Reduzierung der Gemischanreicherung entlang der Klopfgrenze stationäre Wirkungsgradsteigerungen von über 18 % experimentell nachgewiesen. Dieses Verbesserungspotential kann nur mit Hilfe einer Kälteanlage gehoben werden. Guhr (2011) untersuchte beispielsweise das Potential der weiteren Absenkung der Ladelufttemperatur zur Verkleinerung des Motors bei gleichbleibender Motorleistung durch die mechanisch angetriebene Klimakompressionskälteanlage. Ein Betrieb der Klimakompressionskälteanlage steigert jedoch den Kraftstoffverbrauch (Gentner, 1995), was durch den positiven Einfluss der Ladeluftkühlung überkompensiert werden muss.

Ein alternatives Konzept zur weiteren Kühlung der Ladeluft stellt der Einsatz einer thermisch angetriebenen Kälteanlage wie in Abb. 1.1 gezeigt dar.

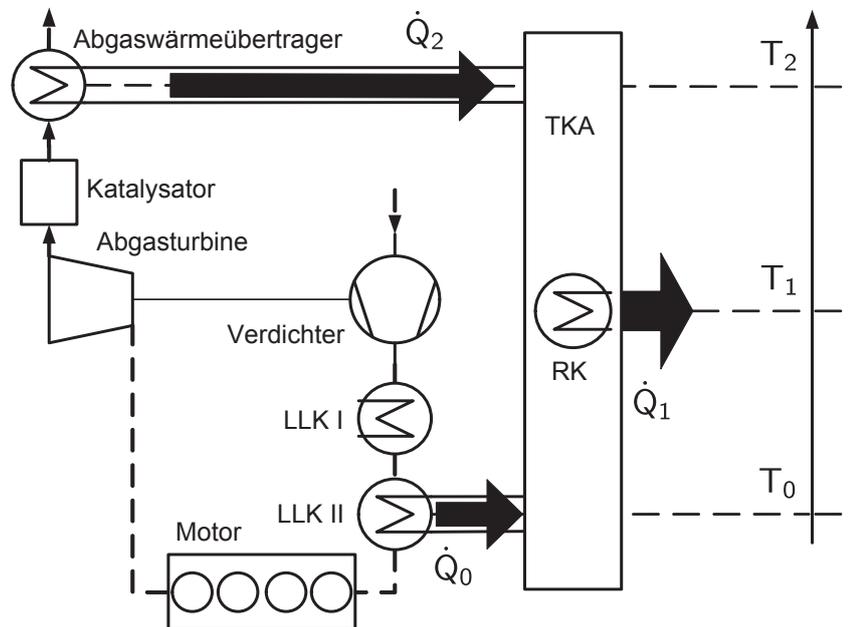


Abbildung 1.1: Konzept der thermischen Ladeluftkühlung.

Der Antriebswärmestrom aus dem Motorabgas \dot{Q}_2 wird der thermisch angetriebenen Kälteanlage (TKA) auf dem höchsten Prozesstemperaturniveau T_2 im Abgaswärmeübertrager zugeführt. Der Abgaswärmeübertrager wird nach dem Katalysator im Abgasstrang angeordnet, um eine Störung der katalytischen Reaktionen durch Auskühlung des Abgases zu vermeiden. Die Kälteleistung der Anlage \dot{Q}_0 wird der verdichteten, bereits in einem vorgeschalteten konventionellen Ladeluftkühler (LLK I) gekühlten Ladeluft auf dem niedrigsten Prozesstemperaturniveau T_0 in einem zweiten Ladeluftkühler (LLK II) entzogen. Die Ladelufttemperatur wird dadurch weiter abgesenkt. Die Summe \dot{Q}_1 der von der Kälteanlage aufgenommenen Antriebs- und Kälteleistung muss im Rückkühler (RK) auf mittlerem Prozesstemperaturniveau T_1 an die Umgebung abgeführt werden.

Thermisch mit dem Motorkühlwasser angetriebene Kälteanlagen stellen eine häufig untersuchte Lösung zur Fahrzeugklimatisierung dar (Bouvy, 2011; Tamainot-Telto et al., 2009; Restuccia et al., 2009; Zhang, 2000; Gentner, 1995). Aber auch mit der Abgaswärme angetriebene Kälteanlagen wurden von

Manzela et al. (2010) und Talom und Beyene (2009) zur Fahrzeugklimatisierung untersucht. Köhler et al. (1997) zeigten die Eignung einer mit dem Abgas angetriebenen Kälteanlage zur Transportkühlung in Lastkraftwagen bei konstantem Abgasenergieangebot. Jiangzhou et al. (2005) klimatisierten mit dem Abgas einer Lokomotive deren Führerstand. Bei den untersuchten thermischen Kälteprozessen handelt es sich ausschließlich um die als stationäre Anlagen verbreiteten Sorptionsverfahren, da diese in einstufiger Ausführung die derzeit höchsten thermischen Wärmeverhältnisse COP_{th} ² von bis zu 0,8 erreichen. Bei den Sorptionsprozessen bedarf es jedoch noch grundlegender verfahrenstechnischer Verbesserungen für den mobilen Einsatz (Zegenhagen et al., 2009; Gentner, 1995). Die für die mobile Anwendung wichtigen erzielbaren Leistungsdichten³ konventioneller Sorptionsverfahren sind aufgrund ihrer hohen Systemkomplexität noch gering. Bisher wurden experimentell gravimetrische und volumetrische Systemleistungsdichten von ungefähr $0,015 \dots 0,033 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{kg}$ und $0,006 \dots 0,013 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{dm}^3$ erzielt (Restuccia et al., 2009). Integrationsflexibilität und die Arbeitsmittelwahl, z.B. für das Erzielen von Verdampfungstemperaturen unter dem Gefrierpunkt von Wasser, sind eingeschränkt. In bisherigen experimentellen Untersuchungen erzielte thermische Wärmeverhältnisse COP_{th} von in den für die Anwendung im Kraftfahrzeug interessanten Leistungsbereich von bis zu 10 kW verkleinerten Sorptionssystemen belaufen sich nämlich auf nur ungefähr 0,1 bis 0,45 (Restuccia et al., 2009; Tamainot-Telto et al., 2009; Jiangzhou et al., 2005; Köhler et al., 1997; Gentner, 1995).

Eine Alternative zu den Sorptionskälteverfahren ist das Dampfstrahlkälteverfahren⁴, das sich unter Berücksichtigung der Prozesstemperaturen der drei Wärmebäder grundsätzlich mit jedem beliebigen Kältemittel und damit auch bis zu Temperaturen T_0 unter dem Gefrierpunkt von Wasser realisieren lässt. Ein hoher kältemittelseitiger Wärmeübergangskoeffizient bei Verdampfung und Kondensation ermöglicht vergleichsweise hohe Wärmestromdichten bzw. kleine spezifische Wärmeübertragerflächen und damit hohe gravimetrische und volumetrische Leistungsdichten. Der Prozess besitzt bis auf eine Pumpe keine beweglichen Teile und außerdem einen vergleichsweise geringen apparativen Aufwand. Die Übertrager der drei Wärmebäder können baulich

²Zur Definition des thermischen Wärmeverhältnisses siehe Abschnitt 2.2.2.

³Zur Definition der Leistungsdichten siehe Abschnitt 2.2.2.

⁴Zum Dampfstrahlkälteverfahren siehe Abschnitt 2.2.

getrennt werden, weil sich Leitungsdruckverluste im bei vergleichsweise hohen Drücken arbeitenden Prozess weniger nachteilig auswirken als bei einem im Vakuum arbeitenden Prozess, was die Integrationsflexibilität ins Kraftfahrzeug entscheidend erhöht. Trotz der im Vergleich zu den stationären Sorptionsprozessen geringeren thermischen Wärmeverhältnissen wird der Dampfstrahlkälteprozess daher als aussichtsreicher für die Ladeluftkühlung von aufgeladenen Verbrennungsmotoren eingestuft (Zegenhagen et al., 2009).

In der vorliegenden Arbeit wird ein Dampfstrahlkälteprozess mit dem in Fahrzeugklimakälteanlagen bisher eingesetzten Kältemittel R134a als Arbeitsmedium untersucht; alternative Fluide können ebenso verwendet werden.

1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Kenntnis der Eigenschaften sowie der Eignung und des Potentials des Dampfstrahlkälteprozesses mit dem Kältemittel R134a zur weiteren Ladeluftkühlung nach dem konventionellen Ladeluftkühler bei aufgeladenen Ottomotoren. Der für die Übertragung des Antriebswärmestroms aus dem Abgas vorgesehene Wärmeübertrager und der Dampfstrahlverdichter selbst sind Kernkomponenten des Prozesses, zu deren Betrieb und Funktionsweise im knapp über- und unterkritischen Druckbereich mit dem Kältemittel R134a sich in der Literatur nur wenig findet. Deshalb werden die Abgaswärmeübertragung und die Dampfstrahlverdichtung detailliert und getrennt voneinander untersucht. Die Ergebnisse sollen dazu dienen in einer abschließenden Systembetrachtung die mögliche Ladeluftabsenkung aufzuzeigen, das Konzept zu bewerten und den weiteren Forschungsbedarf zu identifizieren.

Die experimentelle Untersuchung der Abgaswärmeübertragung dient der Quantifizierung von erzielbaren Wärmedurchgangskoeffizienten bzw. Wärmestromdichten, Leistungsdichten und den zugehörigen abgasseitigen Druckverlusten zur Klärung der Frage, ob in entsprechenden Betriebspunkten des Verbrennungsmotors bei akzeptablen Druckverlusten ausreichende Wärmeströme auf das Kältemittel übertragen werden, um den Dampfstrahlkälteprozess anzutreiben. Es soll gezeigt werden, dass trotz hoher Abgastemperaturen aufgrund der ausreichenden Kühlung des Wärmeübertragers durch das Kältemittel dessen Zersetzung bei Temperaturen über 250°C vermieden wird. Darüber hinaus

soll der Einfluss des kältemittelseitigen Druckniveaus und der kältemittelseitigen Überhitzung auf den Wärmedurchgang experimentell untersucht werden. Aus den gewonnenen Erkenntnissen sollen Aussagen zur Gestaltung und Auslegung des Abgaswärmeübertragers gemacht werden. Die experimentellen Ergebnisse sollen mit einfachen Wärmeübertragungsmodellen unter Berücksichtigung der speziellen Randbedingungen, d.h. knapp überkritischer bzw. knapp unterkritischer kältemittelseitiger Wärmeübergang bei hohen Temperaturdifferenzen zwischen Abgas und Kältemittel, in Simulationsrechnungen abgebildet werden.

In den Experimenten zur Dampfstrahlverdichtung soll die Betriebscharakteristik des Dampfstrahlverdichters im unter- und überkritischen Druckbereich bei sich ändernden thermodynamischen Randbedingungen untersucht werden, d.h. dessen grundsätzliche Funktionsweise und die Wechselwirkungen zwischen den Wärmeübertragern und dem Dampfstrahlverdichter in der geschlossenen Prozessführung. Aus dieser Betrachtung ergibt sich eine geeignete Prozessregelung der Dampfstrahlkälteanlage in Koppelung mit dem Verbrennungsmotor. Außerdem sollen die erzielbaren Temperaturhübe und notwendigen Temperaturschübe sowie die zugehörigen Prozessgüten der Anlage mit dem Kältemittel R134a im für das Kraftfahrzeug interessanten Leistungsbereich quantifiziert werden. Des Weiteren sollen die erzielbaren Leistungsdichten des Dampfstrahlverdichters abgeschätzt werden. Die experimentellen Ergebnisse sollen mit einem einfachen theoretischen Modell unter Berücksichtigung des Einflusses der hohen Antriebsdrücke des Kältemittels und sich gegebenenfalls daraus ergebenden Realgaseffekten abgebildet und diskutiert werden.

Die Arbeit gliedert sich in ein Kapitel 2 zu den Grundlagen bzw. dem Stand der Technik und Forschung und zwei Kapitel 3 und 4 zur experimentellen und theoretischen Untersuchung der Abgaswärmeübertragung und der Dampfstrahlverdichtung. Daran schließt sich eine Analyse der Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor in Kapitel 5 sowie eine Schlussbetrachtung in Kapitel 6 an.

Im Kapitel 2 werden die Grundlagen bzw. der Stand der Technik und Forschung der Abgaswärmenutzung, des Dampfstrahlkälteprozesses, der Wärmeübertragung und des Dampfstrahlverdichters skizziert und diskutiert. Die Kapitel zur

Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung sind zueinander analog aufgebaut. Zunächst werden die Funktionsweise und der Aufbau des Prüfstands bzw. der Anlage erklärt, woran sich die theoretische Modellbildung anschließt. Darauf folgend werden die experimentellen Ergebnisse gezeigt, die Rechenergebnisse auf ihre Konsistenz geprüft, den Experimenten gegenübergestellt und vor dem Hintergrund der Systemanalyse diskutiert. Im Kapitel der Analyse der Koppelung werden die gewonnenen Erkenntnisse zur Bewertung des Konzepts der Ladeluftkühlung mittels einer thermisch mit dem Motorabgas angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage genutzt. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung der Forschungsergebnisse und einem Ausblick.

Im Anhang finden sich mathematische Herleitungen von in der Modellierung verwendeten Berechnungsgleichungen, Einzelheiten zur Definition der Stationaritätskriterien, zur verwendeten Messtechnik und zur Messabweichungsrechnung sowie weitere ergänzende Mess- und Rechnungsergebnisse.

Kapitel 2

Stand der Technik und Forschung

In folgendem Kapitel werden zur Erklärung und Analyse des Konzepts der Ladeluftkühlung mittels einer thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage zunächst eine kurze Übersicht über den Stand der Forschung der Abgaswärmenutzung in Kraftfahrzeugen allgemein gegeben und die Bewertungskriterien sowie motorseitigen Aspekte qualitativ diskutiert. Darauf folgend werden die thermodynamischen Grundlagen des Dampfstrahlkälteprozesses erklärt, die in der Arbeit relevanten Prozesskenngrößen eingeführt und der Stand der Technik und Forschung von Dampfstrahlkälteanlagen in der Kältetechnik skizziert. Die benötigten Grundlagen der Wärmeübertragung und die in den Abgaswärmeübertragungsmodellen der Arbeit verwendeten, der Literatur entnommenen Berechnungsgleichungen werden anschließend beschrieben und diskutiert. Zuletzt werden die Betriebscharakteristik, die Auslegung und die Modellierung von Dampfstrahlverdichtern entsprechend dem Stand der Technik und Forschung beschrieben und die für die Modellbildung der Dampfstrahlverdichtung benötigten grundlegenden Berechnungsgleichungen des Realgases eingeführt.

2.1 Abgaswärmenutzung bei Kraftfahrzeugen

2.1.1 Stand der Technik

Umfangreiche Untersuchungen zur Nutzung von Abgaswärme von Kraftfahrzeugen begannen nach der ersten Ölkrise um 1970 mit einem dem Motor nachgeschalteten Rankine-Kraftprozess bei Nutzfahrzeugdieselmotoren (Patel und

Doyle, 1976; Leising et al., 1978; Doyle et al., 1979). Die in Kraftprozessen erzeugte mechanische Arbeit kann grundsätzlich zur Unterstützung des Verbrennungsmotors direkt zum Vortrieb genutzt oder zur Entlastung des riemengetriebenen elektrischen Generators in elektrische Energie gewandelt werden (Hountalas und Mavropoulos, 2010). Aufgrund weiterentwickelter Expansionsmaschinen und einer größeren Auswahl an Arbeitsmedien wird laut Wang et al. (2011) heutzutage dies verstärkt auch für das Kraftfahrzeug in Betracht gezogen (Domingues et al., 2013; Wang et al., 2013; Neunteufl et al., 2012; Freymann et al., 2012; Lutz et al., 2012; Liebl et al., 2009; Freymann et al., 2008; Endo et al., 2007). Aber auch alternative Kraftprozesse wie der offene Joule- oder der Stirling-Prozess sind Gegenstand der Forschung (Dingel et al., 2013). Experimentell nachgewiesene Prozessgüten von mit dem Abgas angetriebenen Kraftprozessen als Verhältnis der erzeugten mechanischen Leistung zum zugeführten Antriebswärmestrom belaufen sich nach Endo et al. (2007) auf 0,1 bis 0,18. Berichtete Kraftstoffeinsparungen bewegen sich laut Teng und Regner (2009) zwischen 4 % und 6,5 %. Darüber hinaus zielen einige Forschungsanstrebungen oder Technologien auf die direkte Wandlung der Abgaswärme in elektrische Energie mit Hilfe thermoelektrischer Generatoren ab (Jänsch, 2013; Risse und Zellbeck, 2013; Friedrich et al., 2010). Die in der zitierten Literatur auffindbaren Prozessgüten von Thermoelektrogeneratoren als Verhältnis von elektrischer Leistung zum zugeführten Antriebswärmestrom bewegen sich von 0,02 bis 0,05.

Die Erzeugung von Kälte mit einer einstufigen, mit dem Abgas angetriebenen Absorptionskälteanlage mit dem Arbeitspaar Ammoniak-Wasser stufen Köhler et al. (1997) zur Transportkühlung in Lastkraftwagen insbesondere bei konstantem Abgasenergieangebot als aussichtsreich ein. Der untersuchte Absorptionskälteanlagenprototyp weist experimentelle Verhältnisse von Kälteleistung zum Antriebswärmestrom von 0,2 bis 0,3 auf, die sich nach Aussage der Autoren noch um 25 % steigern lassen.

Forschungsanstrebungen zur Ladeluftkühlung mittels einer mit dem Abgas angetriebenen Kälteanlage finden sich in der Literatur nicht.

2.1.2 Bewertungskriterien

Die genannten Untersuchungen konzentrieren sich vornehmlich auf die Gesamtsystemanalyse, bei der die genaue Definition der Systemgrenzen zur Bestimmung von möglichen Kraftstoffeinsparungen nicht immer deutlich wird. Ziel jedes Konzepts zur Nutzung von Abgaswärme ist die möglichst effiziente Wandlung der Abgaswärme in Nutzenergie ohne eine Beeinflussung des Motorprozesses oder zusätzlichen energetischen Aufwand. Folgende Kriterien und motorseitige Aspekte müssen in die Bewertung von Abgaswärmenutzungskonzepten einfließen:

- gravimetrische und volumetrische Systemleistungsdichte
- Prozesstemperaturniveau der Wärmeabfuhr an die Umgebung
- Abgasgedruck

Um das Potential zur Senkung des Kraftstoffverbrauchs unterschiedlicher Konzepte der Abgaswärmenutzung einzustufen, muss unter anderem der Kraftstoffmeherverbrauch aufgrund der zusätzlichen Masse des Abgasnutzungssystems berücksichtigt werden. Rohde-Brandenburger (2013) bestimmt die Auswirkung der zusätzlichen Masse auf den Verbrauch mittels eines auf den drei wesentlichen Fahrwiderständen basierenden, vereinfachten physikalischen Motormodells. Das Modell nutzt die Tatsache, dass der zusätzliche Verbrauch aufgrund zusätzlich zu bewegender Masse verschiedener Motoren unabhängig vom Betriebspunktwechsel in erster Näherung proportional zur zusätzlich bewegten Masse ist, obwohl die Gesamtwirkungsgrade im Motorkennfeld zwischen den jeweiligen Betriebspunkten merklich verschieden sind. Demnach gibt es einen konstanten Proportionalitätsfaktor zwischen Differenzverbrauch und Differenzleistung. Rohde-Brandenburger (2013) errechnet mit dem Modell für aufgeladene Otto- und Dieselmotoren und Otto-Saugmotoren entsprechend dem Lastprofil Differenzverbräuche von 0,07 L/100km bis 0,08 L/100km für eine Konstantfahrt sowie 0,12L/100km bis 0,15L/100km im NEFZ¹ für eine zusätzliche Masse von 100 kg. Der Kraftstoffmeherverbrauch des Motors muss durch das Abgaswärmenutzungskonzept überkompensiert werden, weshalb die gravimetrische Systemleistungsdichte ein wichtiges Bewertungskriterium ist. Aufgrund

¹NEFZ: Neu Europäischer Fahrzyklus.

des begrenzten Bauraums im Kraftfahrzeug ist auch eine hohe volumetrische Systemleistungsdichte wichtig.

Bei der Nutzung von Abgaswärme wird die Exergie des Abgases nicht mehr mit dem Abgasmassenstrom an die Umgebung abgeführt, sondern in einem nachgeschalteten Prozess gewandelt. Der Anteil des Antriebswärmestroms aus dem Abgas, der nicht in Nutzenergie gewandelt wird, muss auf einem vergleichsweise niedrigen Temperaturniveau mittels eines Wärmeübertragers an die Umgebung abgeführt werden. Dieser abzuführende Rückkühlwärmestrom skaliert unter Berücksichtigung des erreichbaren Temperaturniveaus der Rückkühlung und des realisierbaren Kühlluftmassenstroms bei gegebener Umgebungstemperatur die zusätzlich zu installierende Wärmeübertragerfläche zur Rückkühlung.

Die im Kraft- oder Nutzfahrzeug realisierbaren Kühlluftmassenströme werden durch die installierbare Ventilatorleistung begrenzt. Maximale Kühlluftmassenströme von Kondensatoren der Fahrzeugklimaanlage bewegen sich nach Schlenz et al. (1998) und Genger et al. (2005) um die 2 kg/s bis 2,7 kg/s. Kühlluftmassenströme von 3,2 kg/s sind nach Eichseder et al. (1998) nahe der oberen Grenze von Kühlern des Motorkühlmediums. Bei Nutzfahrzeugen belaufen sich die Kühlluftmassenströme auf bis zu 9 kg/s (Hager et al., 2002). Für einen gegebenen Rückkühlwärmestrom sollte aufgrund der begrenzten Wärmeübertragerfläche und dem begrenzten Kühlluftmassenstrom das erreichbare Temperaturniveau der Rückkühlung so hoch wie möglich sein. Außerdem sollte sich die Prozessgüte des Abgaswärmenutzungskonzepts mit Erhöhung des Temperaturniveaus der Wärmeabfuhr nicht merklich verschlechtern, so dass das Temperaturniveau bei steigenden Umgebungstemperaturen angehoben werden kann.

Das erreichbare Prozesstemperaturniveau der Wärmeabfuhr stellt vor dem Hintergrund möglichst hoher Prozessleistungsdichten, begrenzten Bauraums und begrenzter Kühlluftmassenströme ein weiteres wichtiges Bewertungskriterium unterschiedlicher Konzepte zur Abgaswärmenutzung dar. Teng et al. (2007) beispielsweise nutzen als thermischen Antrieb für einen dem Motor nachgeschalteten Kraftprozess die Abgaswärme der Abgasrückführung. Auf diese Weise muss der Rückkühlwärmestrom des Kraftprozesses nicht zusätzlich zum Wärmestrom der Abgasrückführung, sondern lediglich auf einem gerin-

p_2 ein (1Z). Dem Verdichtungshub folgen die isochore Wärmezufuhr in OT (2Z→3Z) und die isobare Wärmezufuhr (3Z→4Z). Die Zylinderladung wird nach Abschluss des Expansionshubs (4Z→5Z) und Öffnen des Auslassventils (5Z) gegen den Druck p_3 vor der Turbine ausgeschoben (6Z→7Z). Beim aufgeladenen Motor ist die spezifische Ladungswechselarbeit w_{LDW} (6Z-7Z-8Z-1Z) wie die Arbeit der Hochdruckphase des Motorprozesses w_{HD} (1Z-2Z-3Z-4Z-5Z) positiv.

Die Abgastemperatur vor der Turbine T_3 ist größer als die Ladelufttemperatur vor dem Motoreintritt T_2 , weshalb der Abgasdruck vor der Turbine p_3 geringer als der Ladedruck vor Motoreintritt p_2 sein muss, vorausgesetzt dass bei stationärem Betrieb die Lader- gleich der Turbinenarbeit ist, d.h. $W_L = W_T$. Die senkrecht schraffierte Fläche (5Z-6Z-3') entspricht dem Arbeitsverlust aufgrund der Drosselung der Verbrennungsgase vom Druck p_{5Z} auf den Druck p_3 . Die Temperatur vor der Turbine T_3 muss also größer als die Temperatur $T_{3'}$ sein, die sich bei der isentropen Entspannung der Verbrennungsgase ergäbe. Einer Erhöhung des Abgasgedrucks muss ohne eine Veränderung der Randbedingungen des Motorprozesses und der Ladeluftverdichtung über die Entspannung des Abgases in der Turbine entgegengewirkt werden. Die bei der isentropen Entspannung des Abgases in der Turbine vom Druck p_3 auf den Umgebungsdruck p_U gewinnbare spezifische Arbeit $w_{T,s}$ berechnet sich unter Annahme eines idealen Gases und gleicher Abgasgeschwindigkeiten vor und hinter der Turbine wie folgt:

$$w_{T,s} = \frac{R \cdot \kappa \cdot T_3}{\kappa - 1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_U}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \quad (2.1)$$

Unter der Annahme einer Temperatur vor der Turbine T_3 und eines Drucks p_3 der Verbrennungsgase von 1200 K und 1,5 bar errechnet sich für Luft, d.h. mit einem Isentropenexponent κ von 1,4 und einer spezifischen Gaskonstante R von 287 J/kgK bei der Expansion auf einen Umgebungsdruck p_U von 1 bar eine spezifische isentrope Turbinenarbeit $w_{T,s}$ von ungefähr 132 kJ/kg. Bei einer Steigerung des Abgasgedrucks des aufgeladenen Motors durch zusätzliche Druckverluste im Abgasstrang von bspw. 50 mbar verringert sich die theoretisch aus dem Abgas gewinnbare Turbinenexpansionsarbeit $w_{T,s}$ bei ansonsten gleichen Randbedingungen auf 117 kJ/kg bzw. um 11,4 % in einem nicht

vernachlässigbaren Maße. Die Verringerung könnte bei aufgeladenen Motoren durch eine Erhöhung des Turboladerwirkungsgrads η_{TL} ² von 11,4 % kompensiert werden, da gilt $(\Delta w_{T,s}/w_{T,s}) = (\Delta\eta_{TL}/\eta_{TL})$.

Bei der Diskussion des erhöhten Abgasgegendrucks ist außerdem zu beachten, dass durch die Abkühlung des Abgases dessen Dichte steigt und damit bei konstantem Abgasmassenstrom der Abgasvolumenstrom sinkt. Je nach Integration des Wärmeübertragers in den Abgasstrang verringern sich die Druckverluste in nachgelagerten Rohren und Einbauten entsprechend der jeweiligen Zunahme der Abgasdichte (Kühn und Kitte, 2013).

Über die Prozessgüte, die zusätzliche Masse und das zusätzliche Volumen, die Rückkühlwärmeströme und das Rückkühltemperaturniveau sowie die Abgasgegendruckerhöhung hinaus müssen in einer Gesamtsystembewertung gegebenenfalls zusätzliche energetische Verbräuche des Abgaswärmenutzungssystems durch Pumpen oder Ventilatoren berücksichtigt werden.

²Der Turboladerwirkungsgrad η_{TL} umfasst mit dem mechanischen Wirkungsgrad des Turboladers sowie den isentropen Wirkungsgraden von Verdichter und Turbine die gesamte Wirkungsgradkette des Abgasturboladers.

2.2 Dampfstrahlkälteanlagen

In folgendem Abschnitt werden die Grundlagen des Dampfstrahlkälteprozesses erklärt und die in der Arbeit relevanten Prozesskenngrößen eingeführt. Im Anschluss wird der Stand der Technik und Forschung von Dampfstrahlkälteanlagen in der Kältetechnik, der Prozessregelung und eingesetzter Kältemittel skizziert.

2.2.1 Prozessverlauf

Abb. 2.2 zeigt das Anlagenschaltbild einer Dampfstrahlkälteanlage.

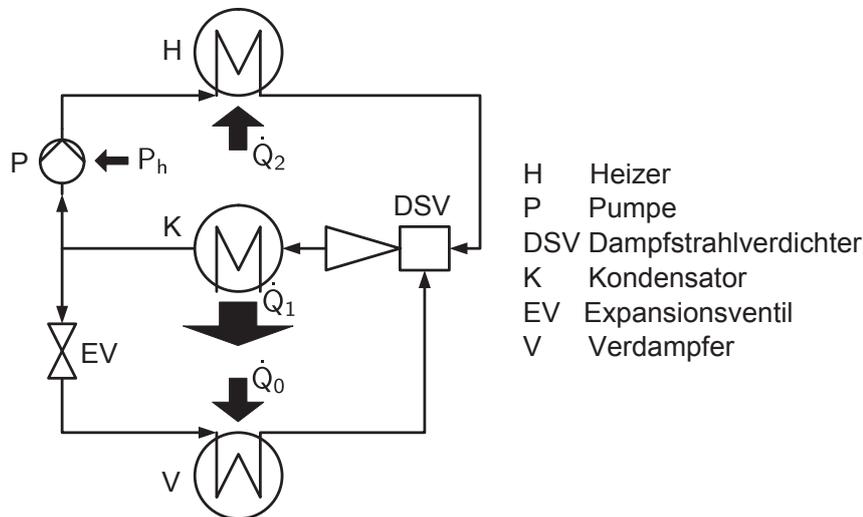


Abbildung 2.2: Anlagenschaltbild einer Dampfstrahlkälteanlage.

Der Dampfstrahlkälteprozess nutzt als Einstoffprozess wie der Kaltdampfkompressionskälteprozess die Druckabhängigkeit der Siedetemperatur des verwendeten Arbeitsmediums aus, um die Wandlung von Wärme auf unterschiedlichen Temperaturniveaus durch Änderung der Druckniveaus und der Phasen zu realisieren. Die wichtigsten Komponenten des Kreislaufs sind der Verdampfer, der Kondensator, der Heizer, der Dampfstrahlverdichter, das Expansionsventil und die Pumpe. Der Dampfstrahlkälteprozess besteht aus zwei Kreisläufen, einem rechtsläufigen Antriebskreislauf und einem linksläufigen Kältekreislauf, die durch die Dampfstrahlverdichtung miteinander verbunden sind. In Abb. 2.3 wird der Dampfstrahlkälteprozess vereinfacht im p - h -Diagramm

des Kältemittels R134a dargestellt.

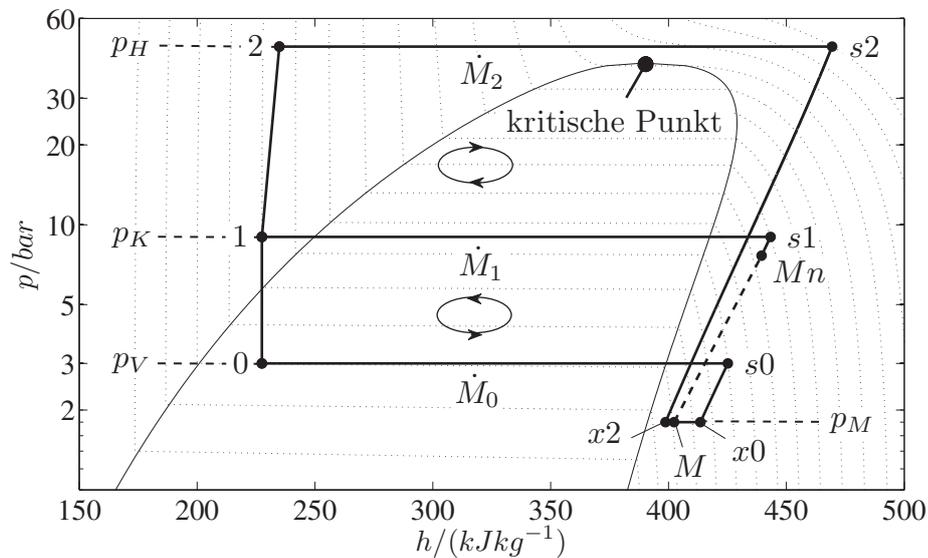


Abbildung 2.3: Dampfstrahlkälteprozess im p - h -Diagramm für das Kältemittel R134a.

Der flüssige Antriebsmassenstrom des rechtsläufigen Kreislaufs \dot{M}_2 wird über die Pumpe (P) unter Eintrag der hydraulischen Pumpleistung P_h auf das Druckniveau des Heizers p_H gefördert ($1 \rightarrow 2$). Durch die näherungsweise isobare Aufnahme des Antriebswärmestroms \dot{Q}_2 wird die Enthalpie des Antriebsstroms erhöht ($2 \rightarrow s2$). Je nach Prozessführung erwärmt sich das Kältemittel durch den Wärmeeintrag bei überkritischen Antriebsdrücken wie in Abb. 2.3 dargestellt oder verdampft bei unterkritischen Antriebsdrücken³. Als Wärmequelle soll bei dem in Abschnitt 1.1 beschriebenen Konzept das Motorabgas dienen.

Der vom Punkt $s0$ in den Dampfstrahlverdichter (DSV) gesaugte Kältemittelmassenstrom wird vorher unter Aufnahme der Kälteleistung \dot{Q}_0 auf dem niedrigsten Prozessdruckniveau p_V verdampft ($0 \rightarrow s0$). Als Wärmequelle des Verdampfers (V) soll die Ladeluft des Verbrennungsmotors dienen. Die Kälteleistung \dot{Q}_0 stellt den Nutzen des Prozesses dar.

Im Kondensator (K) wird der aus dem Dampfstrahlverdichter kommende Misch-

³Der kritische Druck p_{krit} des Kältemittels R134a beläuft sich auf 40,59 bar und die zugehörige kritische Temperatur ϑ_{krit} auf 101,2 °C.

massenstrom \dot{M}_1 unter Abgabe des Rückkühlwärmestroms \dot{Q}_1 kondensiert ($s1 \rightarrow 1$). Als Wärmesenke soll die Umgebung dienen.

Der Massenstrom M_2 tritt nun in den Dampfstrahlverdichter als Antrieb ein. Zur Erklärung der grundsätzlichen Funktionsweise des Dampfstrahlverdichters sind in Abb. 2.4 dessen Geometrie, der qualitative Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w sowie die Zustandspunkte aus Abb. 2.3 im Dampfstrahlverdichter schematisch dargestellt.

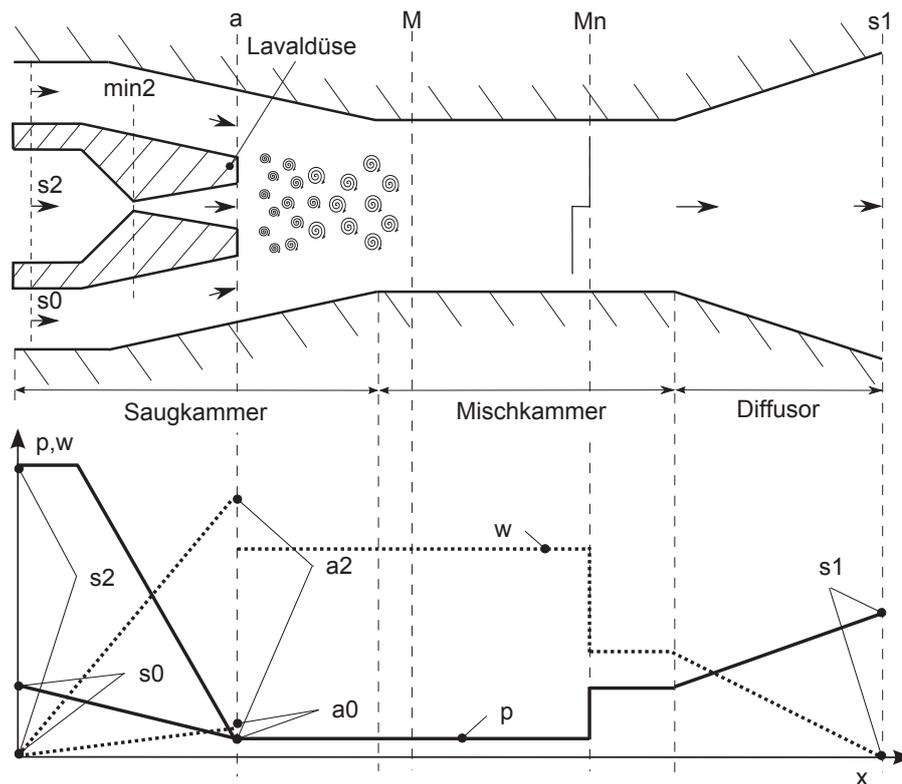


Abbildung 2.4: Geometrie eines Dampfstrahlverdichters und qualitativer Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w (die Verläufe sind nicht linear).

Der Dampfstrahlverdichter besteht aus einer Lavaldüse, einer Saugkammer, einer Mischkammer und einem Unterschalldiffusor. Die erhöhte Enthalpie des Antriebsstroms wird in der Lavaldüse in kinetische Energie umgesetzt, indem der Antriebsstrom entspannt und dadurch beschleunigt wird ($s2 \rightarrow a2$). Die Entspannung des Antriebsstroms und die damit einhergehende Beschleunigung in der Lavaldüse passiert in guter Näherung isentrop.

Der Druck am Lavaldüsenausgang a ist so gering, dass in diesen Bereich Käl-

temitteldampf aus dem Verdampfer strömt. Der verdampferseitige Kältemittelmassenstrom \dot{M}_0 wird vom Antriebsstrom beschleunigt ($s_0 \rightarrow a_0$) und entspannt sich dabei wie in Abb. 2.4 dargestellt bis auf das Druckniveau am Düsenaustritt.

Durch den Austausch von Impuls, kinetischer Energie und Enthalpie entsteht aus Antriebs- und Saugmassenstrom im Mischraum des Dampfstrahlverdichters bei näherungsweise konstantem Mischdruck ein Mischmassenstrom \dot{M}_1 mittlerer Geschwindigkeit ($a \rightarrow M$). Nach der Mischung wird der überschallschnelle Mischmassenstrom in der Mischkammer des Dampfstrahlverdichters durch einen senkrechten Verdichtungsstoß in den Unterschall verzögert, was mit dem in Abb. 2.4 schematisch gezeigten Druckanstieg einhergeht ($M \rightarrow Mn$). Der Mischmassenstrom wird auf das mittlere Prozessdruckniveau des Kondensators p_K verdichtet, indem er im Diffusor des Dampfstrahlverdichters verzögert wird und damit seine kinetische Energie in Druckenergie wandelt ($Mn \rightarrow s_1$).

Entsprechend den Mischungsanteilen wird das flüssige Kältemittelkondensat wieder aufgeteilt. Der Anteil des Antriebsmassenstroms wird über die Pumpe auf den Hochdruck gefördert, während der Anteil des Saugmassenstroms über das Expansionsventil auf das Verdampfungsdruckniveau entspannt wird ($1 \rightarrow 0$), wodurch sich die beiden Kreisprozesse schließen.

Der antriebsseitige Zustand des Kältemittels (Punkt s_2) ist nicht frei wählbar und muss nach heutigem Stand des Wissens derart eingestellt werden, dass eine Kondensation des Kältemittels in der Lavaldüse ausgeschlossen ist (Grazzini et al., 2011). Das bedeutet, dass das Kältemittel unabhängig vom Antriebsdruckniveau p_H soweit erhitzt werden muss, dass es bei der sich an die Erhitzung anschließende Entspannung in der Lavaldüse nicht in das Zweiphasengebiet gelangt.

Das Antriebsdruckniveau des Prozesses p_H ist auch nicht frei wählbar, sondern stellt sich bei einem geometrisch festen Dampfstrahlverdichter entsprechend dem Düsenquerschnitt A_{min2} durch den von der Pumpe geförderten Antriebsmassenstrom \dot{M}_2 ein. Der dem Kältemittel zugeführte Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 bestimmt maßgeblich den förderbaren Antriebsmassenstrom. Der Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 stellt den Aufwand des Prozesses dar.

Beim Dampfstrahlkälteprozess wird die energieaufwendige Verdichtung des

aus dem Verdampfer gesaugten Kältemitteldampfs durch den Impulsübertrag des Antriebsstroms auf den Saugmassenstrom erzielt. Die Erhöhung der Enthalpie des Antriebsstroms wird maßgeblich durch den Wärmeeintrag auf dem höchsten Prozessdruckniveau und nicht durch den Arbeitsaufwand der Pumpe erreicht, was den Antrieb des Prozesses mit thermischer Energie ermöglicht.

2.2.2 Prozesskenngrößen

Folgende Temperaturdifferenzen sind kennzeichnend für den Dampfstrahlkälteprozess und werden für die Analyse benötigt:

$$\begin{aligned}\Delta T_{Schub,p_H < p_{krit}} &= (T_H - T_K), & \Delta T_{Schub,p_H > p_{krit}} &= (T_{pk} - T_K), \\ \Delta T_{Hub} &= (T_K - T_V)\end{aligned}\quad (2.2)$$

Der Temperaturschub ΔT_{Schub} wird im unterkritischen Druckbereich als Differenz der Verdampfungstemperatur im Heizer T_H und der Kondensationstemperatur T_K definiert. Bei Prozessantriebsdrücken p_H oberhalb des kritischen Drucks ändert sich die mittlere Temperatur des Kältemittels während des Wärmeeintrags merklich aufgrund der endlichen spezifischen Wärmekapazität im überkritischen Bereich. Der Temperaturschub ΔT_{Schub} soll im überkritischen Druckbereich daher als Differenz der pseudokritischen Temperatur T_{pk} ⁴ und der Kondensationstemperatur T_K definiert werden. Der Temperaturhub ΔT_{Hub} bezeichnet die Differenz der Kondensationstemperatur T_K und der Verdampfungstemperatur T_V .

Folgende Kältemittelüberhitzungen werden für den Dampfstrahlkälteprozess definiert:

$$\begin{aligned}\Delta T_{2,p_H < p_{krit}} &= (T_{s2} - T_H), & \Delta T_{2,p_H > p_{krit}} &= (T_{s2} - T_{pk}), \\ \Delta T_0 &= (T_{s0} - T_V), & \Delta T_1 &= (T_{s1} - T_K)\end{aligned}\quad (2.3)$$

Die antriebsseitige Überhitzung des Kältemittels ΔT_2 , die sich je nach Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 und Antriebsmassenstrom \dot{M}_2 einstellt, wird im unter-

⁴Die pseudokritische Temperatur bezeichnet die Temperatur, bei der die spezifische isobare Wärmekapazität beim jeweiligen Druck ihr Maximum erreicht (Hall, 1971). Je höher der überkritische Druck des Kältemittels ist, desto größer ist die pseudokritische Temperatur.

kritischen Druckbereich als Differenz der Heizeraustritts- und der Verdampfungstemperatur im Heizer und im überkritischen Druckbereich als Differenz der Heizeraustrittstemperatur und der pseudokritischen Temperatur definiert. Die über das Expansionsventil eingestellte, verdampferseitige Überhitzung des Saugmassenstroms ΔT_0 wird als Differenz der Verdampferaustritts- und Verdampfungstemperatur gebildet. Die kondensatorseitige Überhitzung des Mischmassenstroms ΔT_1 wird als Differenz der Kondensatoreintritts- und Kondensationstemperatur bestimmt.

Folgende Kältemittelunterkühlungen werden für den Dampfstrahlverdichtungsprozess definiert:

$$\begin{aligned}\Delta T_{H,p_H < p_{krit}} &= (T_H - T_2), & \Delta T_{H,p_H > p_{krit}} &= (T_{pk} - T_2) \\ \Delta T_K &= (T_K - T_1)\end{aligned}\quad (2.4)$$

Die antriebsseitige Unterkühlung des Kältemittels ΔT_H wird im unterkritischen Druckbereich als Differenz der Verdampfungstemperatur im Heizer und der Heizereintrittstemperatur und im überkritischen Druckbereich als Differenz der Heizereintrittstemperatur und der pseudokritischen Temperatur definiert. Bei Temperaturen unterhalb der pseudokritischen Temperatur weist das überkritische Fluid ähnliche Eigenschaften wie die Flüssigkeit auf. Die kondensatorseitige Unterkühlung ΔT_K wird als Differenz zwischen Kondensations- und Kondensatoraustrittstemperatur gebildet.

Folgende Druckverhältnisse sind für den Dampfstrahlkälteprozess kennzeichnend:

$$\pi_{s0,s2} = \frac{p_{s0}}{p_{s2}}, \quad \pi_{s1,s2} = \frac{p_{s1}}{p_{s2}}, \quad \pi_{s1,s0} = \frac{p_{s1}}{p_{s0}} \quad (2.5)$$

Zwei dieser Verhältnisse von Verdampferaustrittsdruck zu Heizerdruck $\pi_{s0,s2}$, von Kondensatorgegendruck zu Heizerdruck $\pi_{s1,s2}$ oder von Kondensatorgegendruck zu Verdampferaustrittsdruck $\pi_{s1,s0}$ legen die Strömungsbedingungen im Dampfstrahlverdichter fest. Die Drücke stellen sich entsprechend der mittleren Temperaturniveaus des Arbeitsmittels in den drei Wärmeübertragern ein. Der Temperaturschub ΔT_{Schub} sowie der Temperaturhub ΔT_{Hub} des Prozesses bestimmen also die Druckverhältnisse und dadurch die Strömungsbedingungen im Dampfstrahlverdichter.

Folgende Druckdifferenzen sind kennzeichnend für den Dampfstrahlkälteprozess und werden bei der Analyse verwendet:

$$\Delta p_{Schub} = (p_H - p_K), \quad \Delta p_{Hub} = (p_K - p_V) \quad (2.6)$$

Der Druckschub Δp_{Schub} wird als Differenz des Antriebs- und Kondensationsdrucks und der Druckhub Δp_{Hub} als Differenz des Kondensations- und Verdampfungsdrucks definiert.

Eine die Strömungsverdichtung definierende Kenngröße ist die sogenannte Mitführrate μ :

$$\mu = \frac{\dot{M}_0}{\dot{M}_2} \quad (2.7)$$

Die dimensionslose Mitführrate μ besagt, wie viel Antriebsmassenstrom eines gegebenen Heizerdruckniveaus p_H in der Lavaldüse entspannt werden muss, um einen bestimmten Saugmassenstrom von dem Verdampfungsdruckniveau p_V auf das Kondensatordruckniveau p_K zu fördern. Die Mitführrate ist im wesentlichen eine Funktion der Druckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$, $\pi_{s1,s2}$ oder $\pi_{s1,s0}$. Außerdem wird die Mitführrate von der Geometrie des Dampfstrahlverdichters beeinflusst und bestimmt daher dessen Betriebscharakteristik für gegebene thermodynamische Randbedingungen in den drei Wärmeübertragern. Folgende geometrische Verhältnisse sind am wichtigsten:

$$\frac{A_{min2}}{A_{a2}}, \quad \frac{A_{min2}}{A_{M,min}} \quad (2.8)$$

Der Einfluss des Verhältnisses aus kleinstem Lavaldüsenquerschnitt zum Lavaldüsenaustritt (A_{min2}/A_{a2}) und des Verhältnisses aus kleinstem Lavaldüsenquerschnitt zum kleinsten Mischkammerdurchmesser ($A_{min2}/A_{M,min}$) wird im Abschnitt 2.4.1 zur Betriebscharakteristik des Dampfstrahlverdichters noch genauer erläutert.

Als energetische Kenngröße wird das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} ⁵ als Verhältnis aus Nutzkälteleistung \dot{Q}_0 zu aufzuwendendem Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 gebildet:

$$COP_{th} = \frac{\dot{Q}_0}{\dot{Q}_2} = \frac{(h_{s0} - h_0) \cdot \dot{M}_0}{(h_{s2} - h_2) \cdot \dot{M}_2} = \frac{\Delta h_V}{\Delta h_H} \cdot \mu \quad (2.9)$$

⁵Englisch: Coefficient Of Performance.

Nach Gl. 2.9 ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} in guter Näherung proportional zur Mitführtrate μ , weil die Enthalpiedifferenzen Δh_V am Verdampfer und Δh_H am Heizer, die in Abb. 2.3 dargestellt sind, sich nur relativ wenig ändern.

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} bestimmt über den zu fördernden Antriebsstrom \dot{M}_2 außerdem indirekt den hydraulischen COP_h als Verhältnis von Kälteleistung \dot{Q}_0 zu hydraulischer Pumpleistung P_h :

$$COP_h = \frac{\dot{Q}_0}{P_h} = \frac{\dot{Q}_2}{P_h} \cdot COP_{th} \quad (2.10)$$

Der hydraulische COP_h quantifiziert die für eine gegebene Kälteleistung \dot{Q}_0 benötigte hydraulische Pumpleistung P_h .

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} aus Gl. 2.9 stellt jedoch nicht nur eine energetische Kenngröße dar, sondern besitzt auch einen direkten Einfluss auf die im Prozess benötigten Wärmeübertragerflächen und das insbesondere für das Kraftfahrzeug zu minimierende Anlagengewicht und -volumen. Deswegen ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} in mehrfacher Hinsicht als eine zu maximierende Kenngröße anzusehen. Zum einen quantifiziert das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} direkt den für eine gegebene Kälteleistung aus dem Abgas zu übertragenden Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 . Bei ausreichendem Abgasenergieangebot erscheint dies zunächst lediglich die Fläche des Abgaswärmeübertragers zu skalieren. Jedoch bedingt das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} gleichzeitig den bei gegebener Kälteleistung \dot{Q}_0 aus dem System abzuführenden Rückkühlwärmestrom \dot{Q}_1 und damit die erforderliche Kondensatorfläche, da sich die Energieerhaltungsgleichung des Prozesses mit Gl. 2.9 umformen lässt zu:

$$\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2 + \dot{Q}_0 + P_h = \dot{Q}_0 \cdot \left(\frac{1}{COP_{th}} + 1 + \frac{1}{COP_h} \right) \quad (2.11)$$

Auch der hydraulische COP_h beeinflusst nach Gl. 2.11 den abzuführenden Rückkühlwärmestrom. Der Einfluss des hydraulischen COP_h ist normalerweise geringer, da der hydraulische COP_h bei den thermisch angetriebenen Kälteprozessen i.d.R. um mindestens eine Größenordnung größer als das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} ist. Die mit dem Antriebsstrom skalierende Abgaswärmeübertragerfläche und die mit dem Rückkühlwärmestrom skalierende

Kondensatorfläche wirken sich maßgeblich auf die erzielbaren Prozessleistungsdichten aus.

Das reversible thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,rev}$ ergibt sich unter Verwendung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zu (Hsu, 1984):

$$COP_{th,rev} = \frac{T_V}{\tilde{T}_H} \cdot \frac{(\tilde{T}_H - T_K)}{(T_K - T_V)} \quad (2.12)$$

Dem Wärmebad des Heizers wird wegen der Änderung der Temperatur beim Wärmeeintrag aufgrund des im Vergleich zur sensiblen Wärmeübertragung kleinen Verdampfungsanteils im knapp unterkritischen Druckbereich und aufgrund der endlichen Wärmekapazität im überkritischen Druckbereich die thermodynamische Mitteltemperatur \tilde{T}_H zugeschrieben (Baehr, 1973).

Die gravimetrische und volumetrische Leistungsdichte sind wie folgt definiert:

$$\frac{\dot{Q}_i}{M_i}, \quad \frac{\dot{Q}_i}{V_i} \quad (2.13)$$

Die Leistungsdichten können für die gesamte Anlage als Verhältnis aus erzeugter Kälteleistung zu Anlagengewicht bzw. Anlagenvolumen wie auch für einzelne Prozesskomponenten angegeben werden, indem die jeweilige Nutzleistung der Komponente \dot{Q}_i auf die Masse M_i bzw. das Volumen V_i bezogen wird.

In den folgenden Abschnitten wird der Stand der Technik von Dampfstrahlkälteanlagen in der Kältetechnik, der Prozessregelung, verwendeter Kältemittel und Arbeiten im überkritischen Druckbereich skizziert.

2.2.3 Anwendung in der Kältetechnik

Die Anwendungsbereiche von Dampfstrahlkälteanlagen in der Kältetechnik wurden von Váhl (1966) und Noeres (2006) beschrieben. Das Arbeitsmedium ist meist Wasser.

Váhl (1966) identifizierte in seiner Abhandlung zu Dampfstrahlkälteanlagen im Handbuch der Kältetechnik als Anwendungsbereiche die Erzeugung von Kaltwasser zur Kühlung und Klimatisierung, die Verdampfungskühlung in der

chemischen oder der Lebensmittelindustrie⁶, die Kühlung von wässrigen Salzlösungen zur Kristallisation der Salze⁷, die Erzeugung von Eis (vgl. auch Albring, 1997) und den Einsatz als sogenannte Vorschaltkompressoren in Kompressions- und Absorptionskälteanlagen⁸.

Die industrielle Bedeutung von Dampfstrahlkälteanlagen stufte Váhl (1966) damals als gering ein, was er auf das Überwiegen der Nachteile des Verfahrens gegenüber den Vorteilen sowie die mutmaßlich ungenügende Kenntnis des Betriebsverhaltens und der Auslegung von Dampfstrahlverdichtern zurückführte. Den Vorteilen geringer Systemkomplexität, hoher Betriebssicherheit aufgrund fehlender beweglicher Teile⁹ und der Verwendung von Wasser als natürlichem Kältemittel steht laut Váhl (1966) als wesentlicher Nachteil das im Vergleich zu Sorptionsverfahren geringere thermische Wärmeverhältnis gegenüber. Das vergleichsweise geringe thermische Wärmeverhältnis resultiert aus prozessinhärenten Irreversibilitäten und bedingt vergleichsweise hohe Rückkühlwärmeströme. Er schlussfolgerte daher, dass Dampfstrahlkälteanlagen außer in speziellen Anwendungen nur eingesetzt werden, sofern Abdampf zur Verfügung steht und eine ausreichende Rückkühlung mit annehmbarem Aufwand gewährleistet werden kann.

Dampfstrahlkälteanlagen fanden daher zur Klimatisierung von Aufenthaltsräumen auf Schiffen Anwendung, wo sie mit dem Abdampf aus Abgaskesseln der Dieselschiffsmotoren angetrieben und mit Meerwasser rückgekühlt wurden (Krogsgaard, 1962; Christiansen und Krogsgaard, 1963). Zur Klimatisierung größerer Gebäudekomplexe und von Zügen wurden Dampfstrahlkälteanlagen

⁶Die Kühlung wird hierbei durch das Verdampfen einer Flüssigkeit in oder auf Produkten beim Unterschreiten des Dampfdrucks der Flüssigkeit erzielt. Das Erzeugen der Drücke unterhalb des Dampfdrucks und das Absaugen des Dampfes erfolgt durch den Dampfstrahlverdichter.

⁷Hammer et al. (1951) setzten eine Dampfstrahlkälteanlage zur Kühlung von wässrigen Salzlösungen zwecks Salzkristallisation ein. Dampfstrahlkälteanlagen wurden außerdem von Wittenberg (1952) zur Gewinnung von Karnalit aus Meerwasser sowie von Messing (1961) zur Gewinnung von Trinkwasser aus Meerwasser verwendet.

⁸Das Ziel des Einsatzes von Dampfstrahlverdichtern in Kompressions- und Absorptionskälteanlagen sind eine Prozesswirkungsgradverbesserung durch Rückgewinnung der Drosselverluste und/ oder das Absenken der Verdampfungs-temperatur bzw. des Verdampfungsdrucks.

⁹Bis auf die den Antriebsstrom fördernde Pumpe.

außerdem zu Beginn des 20. Jahrhunderts aufgrund von häufig zur Verfügung stehenden Abdampfströmen verwendet (Elbel und Hrnjak, 2008b; Gosney, 1982; Stoecker, 1958).

Laut Noeres (2006) beschränkt sich die vorwiegende Anwendung von Dampfstrahlkälteanlagen mittlerweile auf die Kälteerzeugung zur Kühlung in der Zellstoff-, Lebensmittel-, Stahl- und chemischen Industrie im Leistungsbereich einiger kW bis zu 60 MW. In den Jahren zwischen 1975 und 1994 wurden nach Angaben von Herstellern über 80 Anlagen mit einer thermischen Gesamtleistung von 313 MW installiert und in Betrieb genommen, wobei die Anlagen jeweils für die spezielle Anwendung geplant und gefertigt wurden. Zur Klimatisierung werden Dampfstrahlkälteanlagen laut Noeres (2006) nicht eingesetzt.

Die damals von Vahl (1966) gemachte Behauptung, dass die Kenntnis des Betriebsverhaltens und der Auslegung von Dampfstrahlverdichtern ungenügend seien, wird durch die Vielzahl an wissenschaftlichen Arbeiten in der Literatur bis zum heutigen Tag zur Auslegung der Dampfstrahlverdichtergeometrie sowie der Modellierung der Dampfstrahlverdichtung unterstützt. Chen et al. (2013), Rahamathullah et al. (2013) und Chunnanond und Aphornratana (2004b) geben einen umfassenden Überblick über die wissenschaftlichen Untersuchungen und technischen Entwicklungen der letzten Jahre, von denen der überwiegende Anteil theoretischer Natur sind. Ein wirklicher Fortschritt in Richtung umfassender Klärung des Betriebsverhaltens und verständlichen Auslegungsrichtlinien zeichnet sich nicht ab.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass Dampfstrahlkälteanlagen bei der thermischen Kälteerzeugung aufgrund der vergleichsweise geringen thermischen Wärmeverhältnisse keine Bedeutung besitzen. Wichtige Vorteile sind die vergleichsweise geringe Systemkomplexität und die beinahe freie Wahl des Arbeitsmediums, aufgrund derer Dampfstrahlkälteanlagen für spezielle Anwendungen trotz nachteiligem thermischem Wärmeverhältnis immer wieder untersucht werden.

2.2.4 Prozessregelung

Als technisch umgesetzte Konzepte zur Regelung der Kälteleistung von Dampfstrahlkälteanlagen bei möglichst hohem thermischem Wärmeverhältnis nennt Noeres (2006) das Zu- und Abschalten von Dampfstrahlverdichtern in mehr-

stufigen Prozessen bzw. das Takten des Dampfstrahlverdichters im einstufigen Prozess, die saugseitige Drosselregelung, die antriebsseitige Bypassregelung sowie die Antriebsstromregelung in Form der antriebsseitigen Drosselung und der antriebsseitigen Düsennadelregelung.

Das Zu- und Abschalten von Dampfstrahlverdichtern bzw. das Takten des Dampfstrahlverdichters als in technischen Anwendungen am weitesten verbreitete Regelungskonzept ermöglicht keine stetige Regelung der Kälteleistung, aber einen diskontinuierlichen Betrieb bei einem im Vergleich zur Teillast günstigen thermischen Wärmeverhältnis.

Die saugseitige Drosselregelung mittels des Expansionsventils erlaubt eine stetige Regelung der Kälteleistung durch das Absenken der Verdampfungstemperatur, allerdings bei konstantem Antriebsstrom, weshalb das Wärmeverhältnis bei der Drosselung des Saugmassenstroms und damit abnehmender Kälteleistung sinkt.

Bei der stetigen antriebsseitigen Bypassregelung, bleibt der Anteil des Antriebsstroms ungenutzt, der am Dampfstrahlverdichter vorbeigeführt wird. Für das Wärmeverhältnis ist diese Regelung ungünstig.

Bei der antriebsseitigen Drosselung wie von Pollerberg et al. (2009) und Pollerberg et al. (2008) bei einer solar angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage technisch umgesetzt, kann der antriebsseitige Ruhedruck p_{s2} und damit der Antriebsmassenstrom durch den Dampfstrahlverdichter stetig herabgesetzt werden. Die antriebsseitige Drosselung zur Regelung des Antriebsdrucks bzw. des Antriebsmassenstroms ist bei einer direkten Förderung des Antriebsmassenstroms durch eine Pumpe zum Dampfstrahlverdichter wie in Abb. 2.2 überflüssig und ungünstig, da das Antriebsdruckniveau durch den über die Pumpe geförderten Antriebsmassenstrom direkt regelbar ist und ein antriebsseitiges Drosselventil lediglich zusätzliche Druckverluste erzeugt.

Bei der Düsennadelregelung wird der engste Lavaldüsenquerschnitt und damit der Antriebsstrom geändert, wobei der Ruhedruck p_{s2} konstant gehalten werden kann. Die Änderung des engsten Lavaldüsenquerschnitts mittels einer Nadel ist die einzige Form der Regelung, bei welcher der ansonsten feste Zusammenhang zwischen Antriebsdruck und Antriebsmassenstrom verändert werden kann. Das Konzept der Düsennadelregelung wird von Ma et al. (2010) bei solar angetriebenen Dampfstrahlkälteanlagen als geeignete Leistungsregelung zum

Erzielen hoher Wärmeverhältnisse identifiziert. Lin et al. (2013) untersuchen die Düsennadelregelung in einer Kälteanlage mit einer zweistufigen Dampfstrahlverdichtung, einer zusätzlichen mechanischen Verdichtung und entsprechend drei Verdampfungsdruckniveaus zur Klimatisierung. Die Kälteanlage wird dadurch in Teillast mit einem hohen thermischen Wärmeverhältnis betrieben. Den Einfluss der Düsennadelregelung auf das genaue Strömungsbild im Dampfstrahlverdichter untersuchen Allouche et al. (2013) simulativ. Die aufwendige Düsennadelregelung erhöht die als einen Vorteil des Verfahrens identifizierte, vergleichsweise geringe Systemkomplexität merklich. Außerdem wird die Düsennadelregelung durch den erreichbaren Kondensatordruck beschränkt, der mit sinkendem Antriebsmassenstrom ebenfalls abnimmt. Zumindest die Geometrie der Mischkammer müsste mit dem engsten Lavaldüsenquerschnitt ebenfalls verringert werden, um diese Einschränkung aufzuheben.

Ziel der Regelung der Dampfstrahlkälteanlage in Koppelung mit einem Verbrennungsmotor zur Ladeluftkühlung ist letztlich die Ladelufttemperatur vor Motoreintritt und damit einhergehend die Regelung der Kälteleistung bei möglichst hohem thermischen Wärmeverhältnis. Die Regelung des Antriebsdruckniveaus bzw. des Antriebsmassenstroms über die Pumpe sowie die saugseitige Drosselregelung mittels des Expansionsventils sind also als Regelungseingriffe in den internen Dampfstrahlkälteprozess zur Regelung der Kälteleistung mit der Anlagenkonfiguration aus Abb. 2.2 uneingeschränkt möglich. Das Takten der Anlage und die antriebsseitige Bypassregelung sind für die Ladeluftkühlung mit einer Dampfstrahlkälteanlage ungeeignet. Die Düsennadelregelung ist interessant, aber wegen der damit einhergehenden Erhöhung der Systemkomplexität und des sinkenden erreichbaren Kondensatordrucks problematisch. Das Zu- und Abschalten von Dampfstrahlverdichtern könnte eine alternative zur Düsennadelregelung sein, bei der sich die Systemkomplexität und die Leistungsdichten nicht stark erhöhen und der erreichbare Kondensationsdruck bei gegebenem Antriebsdruckniveau konstant bleibt.

In Koppelung mit einem Verbrennungsmotor treten Änderungen im Kältebedarf gleichzeitig zu Änderungen im Abgasenergieangebot auf, weswegen die Regeleingriffe zu einer möglichst schnellen Anpassung der Kälteleistung führen sollten.

2.2.5 Kältemittel und überkritischer Druckbereich

Chen et al. (2013) und Bravo et al. (2012) geben einen umfassenden Überblick über die zahlreichen Untersuchungen von verschiedenen Kältemitteln als Arbeitsmedium in Dampfstrahlkälteanlagen. In der Übersicht von Bravo et al. (2012) wird deutlich, dass die Anzahl der theoretischen die der experimentellen Arbeiten bei Weitem übersteigt.

Die im Allgemeinen für Arbeitsmedien geltenden, durch Chen et al. (2013) aufgeführten positiven Bewertungskriterien für die Kältemittel sind ein geringer Einfluss auf die Umwelt, d.h. ein geringes Treibhaus-¹⁰ und Ozonabbaupotential¹¹, sowie eine hohe Betriebssicherheit, d.h. das Kältemittel sollte trivialerweise chemisch stabil und nicht giftig, explosiv oder korrosiv sein. Darüber hinaus nennen Chen et al. (2013) als positive, aus der Kältetechnik bekannte Bewertungskriterien eine möglichst hohe Verdampfungsenthalpie, einen hohen Wärmeübergang begünstigende Fluideigenschaften und einen geringen maximalen Prozessdruck. Dampfstrahlkälteanlagen mit Kältemitteln einer großen molekularen Masse sind bei gegebener Kälteleistung vergleichsweise klein. Eine große molekulare Masse resultiert laut Chen et al. (2013) außerdem in vergleichsweise hohen Mitführraten und damit einhergehenden hohen thermischen Wärmeverhältnissen. Des Weiteren sind gemäß Chen et al. (2013) retrograde Kältemittel¹² für die Dampfstrahlkälteanlage ungünstig, weil zur Vermeidung von Kondensation bei der Entspannung des Kältemittels in der Lavaldüse bei retrograden Kältemitteln größere antriebsseitige Überhitzungen nötig sind.

Bravo et al. (2012) identifizieren größtenteils auf Basis von Simulationsrechnungen R134a¹³, R141b, R142b, R600a, R717 und Methanol als geeignete Kältemittel für den Dampfstrahlkälteprozess mit Wärmeverhältnissen zwischen

¹⁰Englisch: Global Warming Potential (GWP).

¹¹Englisch: Ozone Depletion Potential (ODP).

¹²Ein Kältemittel wird dann als rückschreitend bzw. retrograd bezeichnet, wenn es aus dem Bereich der Gasphase kommend bei isentroper Druckerhöhung oder Druckverringerung eine Teilkondensation durchläuft, um schließlich wieder die Gasphase zu erreichen. Das ist näherungsweise der Fall, wenn das Verhältnis aus Verdampfungsenthalpie r und dem Produkt aus spezifischer Wärmekapazität c_p und Verdampfungstemperatur größer als Eins ist, d.h. $r/(c_p \cdot T) > 1$. Das bedeutet, dass die Steigung der Isentropen vom jeweiligen Zustand aus größer als die Steigung der Dampfdruckkurve des Kältemittels ist.

¹³S. Kältemittelvergleiche von Selvaraju und Mani (2004), Cizungu (2001) und Sun (1999) und Untersuchungen von Alexis und Karayiannis (2005) und Hernández et al. (2005).

0,3 und 0,48 für Verdampfungstemperaturen zwischen -10 °C und 15 °C , Kondensatortemperaturen zwischen 25 °C und 42 °C und Antriebstemperaturen zwischen 72 °C und 180 °C .

Insgesamt wird bei den theoretischen Untersuchungen zum Vergleich von Kältemitteln selten deutlich, inwieweit die Eignung der Kältemittel von den zugrunde gelegten Rechenmodellen oder den gewählten Randbedingungen beeinflusst wird. Hinsichtlich spezifischer Bewertungskriterien von Kältemitteln für den Dampfstrahlkälteprozess besteht daher Forschungsbedarf, was aber nicht Inhalt der vorliegenden Arbeit ist.

Experimentell untersucht wurden von Wasser abgesehen nur die Kältemittel R113 (Al-Khalidy, 1998), R134a (Selvaraju und Mani, 2006), R141b (Huang et al., 2006) sowie R717 (Sankarlal und Mani, 2006, 2007). Die höchsten Wärmeverhältnisse werden bei vergleichbaren thermodynamischen Randbedingungen mit den Kältemitteln R113 und R134a erzielt. Al-Khalidy (1998) zeigt experimentell mit dem Kältemittel R113 bei vergleichsweise hohen Kondensatortemperaturen zwischen 42 °C und 50 °C und Antriebstemperaturen zwischen 60 °C und 100 °C Wärmeverhältnisse zwischen 0,05 und 0,2 für Verdampfungstemperaturen zwischen 5 °C und 18 °C . Selvaraju und Mani (2006) weisen mit dem Kältemittel R134a bei Antriebstemperaturen zwischen 65 °C und 90 °C Wärmeverhältnisse zwischen 0,05 und 0,5 für Verdampfungstemperaturen zwischen 2 °C und 12 °C und Kondensatortemperaturen zwischen 26 °C und 37 °C nach. Detaillierte Informationen zur genauen Prozessführung und der Dampfstrahlverdichtergeometrie fehlen in den beiden Analysen, weshalb die Angaben von Al-Khalidy (1998) und Selvaraju und Mani (2006) nicht ausreichend überprüft werden können.

Die Dampfstrahlverdichtung im überkritischen Druckbereich wird in der Literatur lediglich theoretisch von Yu und Du (2010) mit dem Kältemittel R143a untersucht¹⁴. Experimentelle oder theoretische Arbeiten zur Dampfstrahlverdichtung im überkritischen Druckbereich von R134a finden sich in der Literatur nicht.

¹⁴Mehrere Untersuchungen existieren zu zweiphasigen Strahlverdichtern als Drosselorgan zur Rückgewinnung von Expansionsarbeit in überkritischen Kompressionskälteprozessen mit dem Kältemittel R744 (Elbel, 2011), (Yari, 2009), (Elbel und Hrnjak, 2008a), (Deng et al., 2007), (Li und Groll, 2005).

2.3 Wärmeübergang in erzwungener Strömung

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen der Wärmeübertragung in erzwungener Strömung werden aufgrund der hohen kältemittelseitigen Betriebsdrücke mit einem Rohrbündelwärmeübertrager durchgeführt, bei dem das Kältemittel R134a in den Rohren geführt wird und das Abgas durch den Mantel strömt.

In der Literatur finden sich einige Untersuchungen speziell zu mit Motorabgas umströmten Rohrbündelwärmeübertragern¹⁵ oder zahlreiche systemtechnische Arbeiten zur Wärmeübertragung bei der Nutzung von Abgaswärme von Verbrennungsmotoren von Kraftfahrzeugen¹⁶. Der Einfluss hoher Temperaturdifferenzen zwischen den Motorabgasen und dem die Wärme aus dem Abgas aufnehmenden Arbeitsmedium wird in keiner der Arbeiten analysiert und nur ausnahmsweise in Form von Viskositätsverhältnissen berücksichtigt (s. Domingues et al., 2013). In keiner der genannten Arbeiten wird ein überkritisches Arbeitsmedium eingesetzt oder die Wärmeübertragung auf ein über- bzw. leicht unterkritisches Arbeitsmedium behandelt. Untersuchungen zur Änderung des Wärmeübergangs bei sich ändernden Fluideigenschaften allgemein und im überkritischen Bereich finden sich in Arbeiten der Wärmeübertragung in der chemischen Prozesstechnik (Gregorig, 1973) und der Kerntechnik (Krasnoshchekov und Protopopov, 1959), wo auch die Berechnungsgrundlagen längs umströmter Rohrbündel untersucht werden (Markóczy, 1970).

Wärmedurchgangskoeffizienten und Druckverluste werden wie von Mavridou et al. (2010) für verschiedene Wärmeübertragergeometrien mittels Simulationsrechnungen nur selten untersucht. Eine experimentelle Quantifizierung von erzielbaren Wärmedurchgangskoeffizienten und den zugehörigen Druckverlusten verschiedener Abgaswärmeübertragergeometrien findet sich dementsprechend in der Literatur nicht.

In folgendem Abschnitt werden die für die vorliegende Arbeit relevanten Grundlagen des konvektiven Wärmeübergangs sowie des Wärmeübergangs beim Sieden reiner Stoffe in erzwungener Strömung skizziert und eine Übersicht über

¹⁵Vgl. Costa und Queiroz, 2008; Sun et al., 1993.

¹⁶Vgl. Wang et al., 2013; Domingues et al., 2013; Bari und Hossain, 2013; Al-Qdah et al., 2011; Hossain und Bari, 2011; Pandiyarajan et al., 2011; Manzela et al., 2010; Yang et al., 2003; Morcos, 1988.

die der Literatur entlehnten und in den Modellen verwendeten Nusseltbeziehungen zur Berechnung der Wärmeübergangszahlen und aufgrund der besonderen Randbedingungen der Wärmeübertragung benötigten Korrekturfaktoren gegeben.

2.3.1 Konvektiver Wärmeübergang

Beim stationären konvektiven Wärmeübergang in Rohren oder Kanälen wird das Fluid durch Wärmeleitung aus der hier als wärmer angenommenen Wand in den wandnahen Fluidbereich erwärmt und gleichzeitig mit der Strömung wandparallel fortgetragen. Die zur Wärmeleitung nötigen Temperaturgradienten treten senkrecht zur Wand auf. Die Strömung wird durch eine dem System aufgeprägte Druckdifferenz, beispielsweise mittels einer Pumpe, aufrechterhalten. Die Temperaturgradienten und die Strömung bestimmen also den Wärmeübergang.

Zur Erklärung der Physik des konvektiven Wärmeübergangs in erzwungener Strömung sind in Abb. 2.5 schematisch der Verlauf der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W bei der Durchströmung eines beheizten Rohrs bei ausgebildeter Strömung gezeigt.

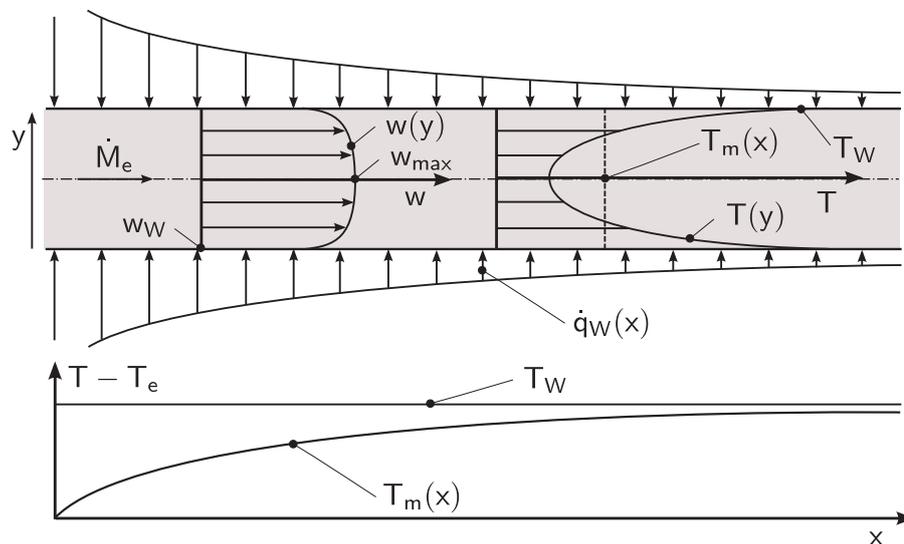


Abbildung 2.5: Schematischer Verlauf der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W bei der Durchströmung eines beheizten Rohrs bei ausgebildeter Strömung.

Das Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Strömung $w(y)$ ist ausgebildet. Die Geschwindigkeit steigt von der Wand ($w_W = 0$, Haftbedingung) bis auf den maximalen Wert im Kern der Strömung w_{max} an. Die mittlere Fluidtemperatur $T_m(x)$ steigt über die Strömungskoordinate x ausgehend von der Eintrittstemperatur T_e kontinuierlich an und nähert sich asymptotisch der Wandtemperatur T_W . Als thermische Randbedingung wird eine konstante Wandtemperatur T_W angenommen. Das ausgebildete Temperaturprofil $T(y)$ wird stromabwärts mit abnehmender charakteristischer, treibender Temperaturdifferenz $\Delta T(x)$ zwischen Wandtemperatur T_W und mittlerer Fluidtemperatur in der Kernströmung $T_m(x)$ gestaucht. Die Wandwärmestromdichte $\dot{q}_W(x)$ sinkt mit der stromabwärts verringerten Temperaturdifferenz. Der lokale Wärmeübergangskoeffizient α_x wird als Verhältnis aus lokaler Wandwärmestromdichte $\dot{q}_W(x)$ zur treibenden lokalen Temperaturdifferenz $\Delta T(x)$ definiert.

Die vorangehende Betrachtung setzt konstante Fluideigenschaften voraus, was bei hohen Temperaturdifferenzen zwischen Fluid und Wand ebenso wie in der Nähe des kritischen Punkts wie im vorliegenden Anwendungsfall nicht zutrifft, weswegen gegebenenfalls eine Korrektur der im Anhang A eingeführten Potenzansätze nötig ist. Zur Diskussion des Einflusses von für den Wärmeübergang ausschlaggebenden Fluideigenschaften ist in Abb. 2.6 schematisch der Verlauf der dynamischen Viskosität η , der Wärmeleitfähigkeit λ und der spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p für ein gegebenes Temperaturprofil $T(y)$ in einem beheizten Rohr dargestellt.

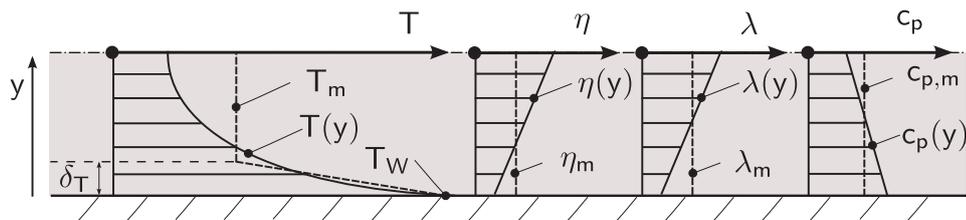


Abbildung 2.6: Schematischer Verlauf der dynamischen Viskosität η , der Wärmeleitfähigkeit λ und der spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p für ein gegebenes Temperaturprofil $T(y)$ in einem beheizten Rohr (die Verläufe sind nicht linear).

Die Definition des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten α_x mit der Differenz aus Wandtemperatur T_W und lokaler, mittlerer Fluidtemperatur $T_m(x)$ als

charakteristische, treibende Temperaturdifferenz $\Delta T(x)$ setzt die Konstanz der mittleren Fluidtemperatur über dem Strömungsquerschnitt und die Abnahme der mittleren Temperatur T_m bis auf die Wandtemperatur in einer im Verhältnis zum Durchmesser sehr dünnen wandnahen Temperaturgrenzschicht δ_T voraus. Das tatsächlich vorhandene Temperaturprofil $T(y)$ wird vernachlässigt, was gerechtfertigt ist, solange die aus dem tatsächlichen Temperaturprofil resultierenden Änderungen der den Wärmeübergang beeinflussenden Fluideigenschaften in guter Näherung ebenfalls vernachlässigt werden können. Bei deutlichen Änderungen muss die Modellvorstellung konstanter Fluideigenschaften korrigiert werden. Die Änderungen beeinflussen den Wärmeübergang wie folgt. Nimmt die Viskosität wie in Abb. 2.6 zu sehen mit dem Wandabstand aufgrund des Temperaturprofils ab, führt dies zu einem vergleichsweise großen wandnahen Geschwindigkeitsgradienten und einem vergleichsweise kleineren Geschwindigkeitsgradienten in der Kernströmung, d.h. zu völligeren Geschwindigkeitsprofilen. Bei völligeren Geschwindigkeitsprofilen bzw. vergleichsweise hohen wandnahen Geschwindigkeiten wird die bei gegebener treibender Temperaturdifferenz durch Wärmeleitung in die wandnahe Fluidschicht übertragene Wärme schneller durch die Strömung von der Wand fortgetragen, was in einem erhöhten Wärmeübergang resultiert. Eine Zunahme der dynamischen Viskosität $\eta(y)$ von der Wand zur Kernströmung muss also zur Erhöhung des Wärmeübergangs im Vergleich zu der zur mittleren Fluidtemperatur gehörigen, über den Strömungsquerschnitt konstanten dynamischen Viskosität η_m führen und umgekehrt.

Eine in Abb. 2.6 gezeigte Abnahme der Wärmeleitfähigkeit des Fluids $\lambda(y)$ mit dem Wandabstand resultiert in einer Verschlechterung des Wärmeübergangs im Vergleich zu der zur mittleren Fluidtemperatur gehörigen, über den Strömungsquerschnitt konstanten Wärmeleitfähigkeit λ_m , da sich die Wärmeleitung von der Wand in das wandnahe Fluid verschlechtert.

Eine Erhöhung der spezifischen Wärmekapazität des Fluids in Wandnähe im Vergleich zu der zur mittleren Fluidtemperatur gehörigen Wärmekapazität $c_{p,m}$ verbessert den Wärmeübergang, da bei gegebener treibender Temperaturdifferenz mehr Wärme in das Fluid geleitet werden kann.

Das Beispiel zeigt, dass die Auswirkungen der Änderung der Fluideigenschaften auf den Wärmeübergang nicht eindeutig sind, sondern davon abhängen, wel-

cher Einfluss der genannten Fluideigenschaften absolut überwiegt. Eine empirische Methode zur Berücksichtigung der variablen Fluideigenschaften besteht in der nachträglichen Korrektur der Nusselt-Zahl für konstante Fluideigenschaften Nu nach folgendem Schema (Herwig und Moschallski, 2006):

$$Nu_K = K_T \cdot Nu \quad \text{mit} \quad K_T = \prod_i \left[\frac{f_i(T_x)}{f_i(T_y)} \right]^{m_{f_i}} \quad (2.14)$$

Der Korrekturfaktor K_T berechnet sich bei der Methode als Produkt des Verhältnisses aller relevanten Fluideigenschaften ausgedrückt durch die Funktion f_i bei zwei charakteristischen Temperaturen T_x und T_y unter Verwendung empirischer Exponenten m_{f_i} . Die Methode setzt voraus, dass die Änderung der Fluideigenschaften den funktionalen Zusammenhang zwischen Nusselt- und Reynolds-Zahl nicht beeinflusst.

Die Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle sowie bei quer angeströmten Rohrbündeln nach Gnielinski (1975a,b, 1995, 1978) finden sich im Anhang A. Im Folgenden werden die verwendeten Korrekturfaktoren der Temperaturabhängigkeit der Fluideigenschaften und der längs angeströmten Rohrbündel eingeführt.

Korrektur der Temperaturabhängigkeit der Fluideigenschaften

In der Literatur finden sich mehrere Ansätze für die Korrektur des Einflusses temperaturabhängiger Fluideigenschaften, die jedoch entweder nur für das Heizen oder das Kühlen oder für das Heizen und das Kühlen aber nur für Flüssigkeiten oder Gase, gelten (Dittus und Boelter, 1930; Hufschmidt und Burck, 1968; Gröll, 1967; Kutateladse und Borishanskii, 1966; Perkins und Worsoe-Schmidt, 1965; Kirillov und Malyugin, 1963; Jakolev, 1960; Sieder und Tate, 1936). Gregorig (1973) definierte einen Korrekturfaktor gemäß der Gl. 2.14 für die Nusseltbeziehungen konstanter Fluideigenschaften, der gleichzeitig für Flüssigkeiten und Gase, für Kühlen und Heizen des Fluids sowie für lineare und in gewissen Grenzen nichtlineare Zusammenhänge von Temperatur und Fluideigenschaften gilt.

Der von Gregorig (1973) eingeführte Korrekturfaktor der Nusseltbeziehungen konstanter Fluideigenschaften K_T berechnet sich wie folgt:

$$K_T = \left(\frac{\lambda_W}{\lambda_m} \right)^{m_\lambda} \cdot \left(\frac{Pr_W}{Pr_m} \right)^{m_{Pr}} \cdot \left(\frac{\nu_W}{\nu_m} \right)^{m_\nu} \quad (2.15)$$

$$\text{mit } m_\lambda = \mathcal{A} \cdot (1 + 2 \cdot \mathcal{K}_\lambda), \quad m_{Pr} = 0,72 \cdot \mathcal{A} \cdot (1 + 2 \cdot \mathcal{K}_{Pr}),$$

$$m_\nu = -0,94 \cdot \mathcal{A} \cdot (1 + 2 \cdot \mathcal{K}_\nu)$$

Als charakteristische Temperaturen verwendet Gregorig (1973) in den Verhältnissen der Fluideigenschaften in Gl. 2.15 die mittlere Fluidtemperatur T_m und die Wandtemperatur T_W . Durch die Verwendung der Verhältnisse der Fluideigenschaften muss nicht zwischen Heizen und Kühlen unterschieden werden. Die Verhältnisse werden jedoch mit nur zwei Werten im Kern der Strömung und an der Wand gebildet, was bei linearen, nicht aber bei nichtlinearen Verläufen der Fluideigenschaften ohne eine Fallunterscheidung ausreichend ist. Die jeweiligen Exponenten des Verhältnisses der Wärmeleitfähigkeit m_λ , der Prandtl-Zahl m_{Pr} und der kinematischen Viskosität m_ν werden deshalb mit den sogenannten Krümmungsfaktoren \mathcal{K}_λ , \mathcal{K}_{Pr} und \mathcal{K}_ν berechnet, die die Nichtlinearität der Fluideigenschaften als Funktion der Temperatur beschreiben und sich wie folgt berechnen:

$$\mathcal{K}_\lambda = \frac{\lambda_B - \lambda_W}{\lambda_m - \lambda_W} - \frac{1}{2}, \quad \mathcal{K}_{Pr} = \frac{Pr_B - Pr_W}{Pr_m - Pr_W} - \frac{1}{2}, \quad \mathcal{K}_\nu = \frac{\nu_B - \nu_W}{\nu_m - \nu_W} - \frac{1}{2}$$

In den Krümmungsfaktoren wird außer der mittleren Fluid- und der Wandtemperatur die Bezugstemperatur T_B zur Berechnung der Fluideigenschaften verwendet, die mit $T_B = 1/2 \cdot (T_W + T_m)$ als arithmetisch gemittelte Temperatur zwischen Wand und mittlerer Fluidtemperatur gebildet wird. Die Nichtlinearität bzw. die Krümmungsfaktoren nehmen mit steigender Differenz der jeweiligen Fluideigenschaft bei der Bezugstemperatur und bei der Wandtemperatur für eine gegebene Differenz der Fluideigenschaft bei der mittleren Fluidtemperatur und bei der Wandtemperatur zu. Bei einer linearen Änderung der Fluideigenschaften sind die Krümmungsfaktoren Null. Mit zunehmender Nichtlinearität der jeweiligen Fluideigenschaft steigt also der entsprechende Exponent des Verhältnisses m_f .

Über die Nichtlinearität der Fluideigenschaften hinaus beeinflusst die von Gregorig (1973) verwendete normierte Kanallänge (L/d_h) die Exponenten der Kor-

rekturfaktoren mittels der asymptotischen Funktion \mathcal{A} , die sich für große Werte der normierten Kanallänge dem Wert Eins nähert:

$$\mathcal{A} = 1 - \exp^{[-0,185(L/d_h)^{1/3}]}$$

Die normierte Kanallänge (L/d_h) wird mit dem hydraulischen Durchmesser¹⁷ gebildet. Der Korrekturfaktor für die temperaturabhängigen Fluideigenschaften K_T besitzt aus genannten Gründen nur Gültigkeit für nichtlineare Verläufe von Fluideigenschaften, die im relevanten Temperaturbereich keine Extremwerte und keine Wendepunkte aufweisen, was zwar für das Abgas, nicht aber für das überkritische Kältemittel zutrifft.

Im knapp überkritischen Bereich bis zu einem Druck vom ungefähr 1,2-fachen des kritischen Drucks weisen die meisten Fluide eine starke Änderung ihrer Eigenschaften mit lokalen Extrema und Wendepunkten auf. Starke Gradienten der Fluideigenschaften treten um die pseudokritische Temperatur T_{pk} auf. Abb. 2.7 zeigt den Verlauf der spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p , der Wärmeleitfähigkeit λ , der Dichte ρ sowie der dynamischen Viskosität η des Kältemittels R134a im relevanten Temperaturbereich von -10 °C bis 170 °C bei einem überkritischen Druck p von 43 bar und 50 bar aus Refprop 8.0.

¹⁷Der hydraulische Durchmesser wird mit der durchströmten Querschnittsfläche A_q und dem vom Fluid benetzten Umfang U derart gebildet, dass das Verhältnis der treibenden Druckkräfte zu den Wandreibungskräften dem beim Kreisrohr entspricht, d.h. $d_h = (4 \cdot A_q)/U$.

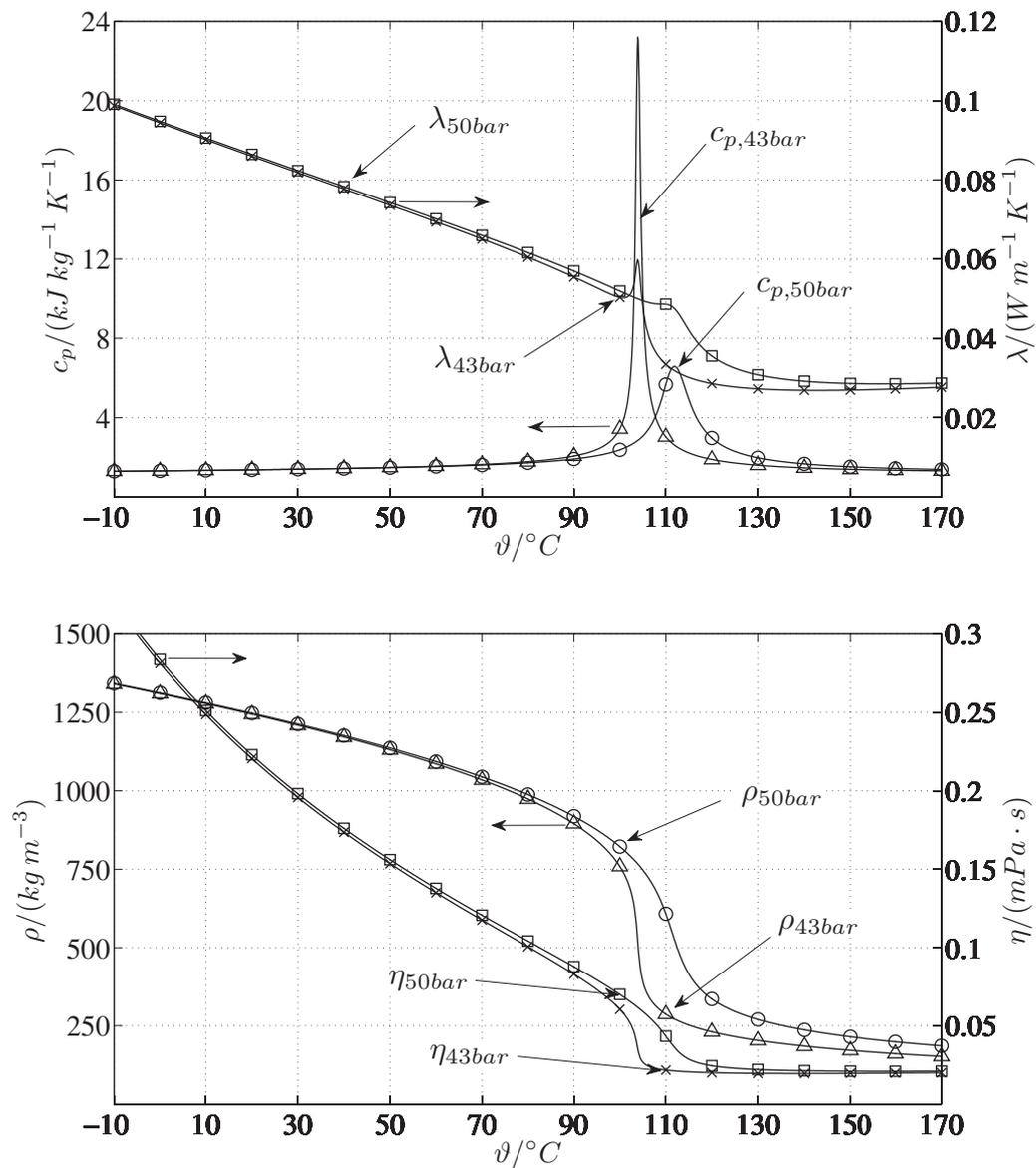


Abbildung 2.7: Spezifische isobare Wärmekapazität c_p , Wärmeleitfähigkeit λ , Dichte ρ und dynamische Viskosität η des Kältemittels R134a im Temperaturbereich von -10°C bis 170°C bei einem überkritischen Druck p von 43 bar und 50 bar aus Refprop 8.0.

Die spezifische isobare Wärmekapazität c_p ist definiert als $c_p = (\partial h / \partial T)_p$. Der Gradient der Enthalpie und damit die spezifische isobare Wärmekapazität sind im kritischen Punkt ebenso wie im Zweiphasengebiet unendlich. Die spezifische isobare Wärmekapazität c_p ist im überkritischen Druckbereich endlich

und besitzt bei der pseudokritischen Temperatur T_{pk} ein Maximum. Die Maxima werden mit steigendem Druck geringer. Die spezifische Wärmekapazität erhöht sich in den jeweiligen Maxima je nach Druck um einen Faktor 11 bzw. 4. Aufgrund dieser hohen spezifischen isobaren Wärmekapazitäten kann das Kältemittel bei der pseudokritischen Temperatur ohne starke Änderung der Temperatur eine große Energiemenge aufnehmen.

Die Wärmeleitfähigkeit des Kältemittels λ sinkt mit steigender Temperatur, steigt aber um die pseudokritische Temperatur auf ein lokales Maximum an, um dann weiter abzusinken. Die Maxima der Wärmeleitfähigkeit λ werden mit Näherung an den kritischen Druck stärker. Bei hohen Temperaturen über der pseudokritischen Temperatur ist die Wärmeleitfähigkeit nur noch schwach temperaturabhängig. Die Wärmeleitfähigkeit verringert sich über den Temperaturbereich druckunabhängig um einen Faktor 10, wobei der Abfall um die pseudokritische Temperatur T_{pk} am stärksten ist.

Die überkritische Kältemitteldichte ρ sinkt mit steigender Temperatur und weist um die pseudokritische Temperatur eine kontinuierliche, aber starke Abnahme auf. Die Dichte nimmt über den Temperaturbereich um einen Faktor 5 ab und ist bei hohen Temperaturen nur noch schwach temperaturabhängig.

Die dynamische Viskosität η zeigt ebenfalls eine merkliche Abnahme um einen Faktor 11 im Temperaturbereich. Die Abnahme ist um die pseudokritische Temperatur am stärksten ausgeprägt.

In der Literatur findet sich kein uneingeschränkt übertragbarer bzw. allgemeingültiger Beschreibungsansatz für den überkritischen Wärmeübergang in der Nähe des kritischen Drucks. In den aktuelleren Überblicken möglicher Beschreibungsansätze (Kunik, 2012; Löwenberg, 2007; Piro und Duffey, 2005; Piro et al., 2004; Cheng und Schulenberg, 2001) wird zudem deutlich, dass sich in diesem Forschungsbereich seit den frühesten, umfassenden Arbeiten im Laufe der Jahre 1950-1980¹⁸ vorwiegend mit Wasser als untersuchtem überkritischem Arbeitsmedium kein merklicher Fortschritt abzeichnet.

Im umfassenden Überblick von Kakac (1987) findet sich ein von Krasnoshchekov und Protopopov (1959) eingeführter Korrekturfaktor entsprechend der Gl.

¹⁸In den Arbeiten geht es um die Verwendung überkritischen Wassers in Dampferzeugern fossil befeuerter Kraftwerke zur Steigerung des Kraftwerkswirkungsgrads und um die Nutzung von überkritischem Wasser zur Kühlung in Kernkraftwerken.

2.14 basierend auf den Verhältnissen der dynamischen Viskosität, der Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen isobaren Wärmekapazität. Der Korrekturfaktor wurde aus Experimenten mit Wasser und Kohlendioxid in Rohren kleinen Durchmessers abgeleitet. Die Änderungen der Fluideigenschaften von Wasser und Kohlendioxid gleichen qualitativ den in Abb. 2.7 gezeigten Änderungen der Fluideigenschaften des Kältemittels R134a. Der Korrekturfaktor von Krasnoshchekov und Protopopov (1959) soll in vorliegender Arbeit für das überkritische Kältemittel verwendet werden, da sich in der Literatur kein empirischer Korrekturfaktor für die Änderung der überkritischen Fluideigenschaften des Kältemittels R134a findet.

Der Korrekturfaktor $K_{T,über}$, mit dem die einfachen Nusseltbeziehungen für konstante Fluideigenschaften korrigiert werden müssen, wenn sie bei den stark nichtlinearen Änderungen der überkritischen Fluideigenschaften eingesetzt werden sollen, berechnet sich wie folgt:

$$K_{T,über} = \begin{cases} \left(\frac{\eta_W}{\eta_m}\right)^{-0,11} & T_m < T_W < T_{pk} \\ \left(\frac{\eta_W}{\eta_m}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{\lambda_W}{\lambda_m}\right) \cdot \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{p,m}}\right)^{0,35} & T_m < T_{pk} < T_W \\ \left(\frac{\eta_W}{\eta_m}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{\lambda_W}{\lambda_m}\right)^{0,66} \cdot \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{p,m}}\right)^{0,35} & T_{pk} < T_m < T_W \end{cases} \quad (2.16)$$

Zur Berechnung des Korrekturfaktors aus den Verhältnissen der Fluideigenschaften werden wie bei Gregorig (1973) als charakteristische Temperaturen die mittlere Fluidtemperatur T_m sowie die Wandtemperatur T_W gewählt. In Gl. 2.16 bezeichnet \bar{c}_p die zwischen mittlerer Fluid- und Wandtemperatur gemittelte, spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck:

$$\bar{c}_p = \frac{1}{T_W - T_m} \int_{T_m}^{T_W} c_p \cdot dT = \frac{h_W - h_m}{T_W - T_m} \quad (2.17)$$

Entsprechend der Absolutwerte der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der pseudokritischen Temperatur T_{pk} werden drei Fälle unterschieden. Gl. 2.16 gilt im Gegensatz zu Gl. 2.15 von Gregorig (1973) nicht uneingeschränkt, sondern lediglich für das Heizen des überkritischen Fluids wie in der aufgrund der starken Nichtlinearität der Fluideigenschaften nötigen Fallunterscheidung deutlich wird, d.h. $T_m < T_W$.

Sofern die mittlere Fluidtemperatur unter der Wandtemperatur liegt, die geringer als die pseudokritische Temperatur ist, beeinflusst in Gl. 2.16 lediglich

die dynamische Viskosität η den Korrekturfaktor. Eine Abnahme der dynamischen Viskosität von der Kernströmung zur Wand resultiert aufgrund des negativen Exponenten in einem Korrekturfaktor $K_{T,über}$ über Eins und damit in einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten. Der Korrekturfaktor erhöht sich gemäß des Exponenten von 0,11 nur etwa mit der zehnten Wurzel des Verhältnisses der dynamischen Viskositäten. Der Einfluss ist also gering. Liegt die pseudokritische Temperatur über der mittleren Fluid- und unter der Wandtemperatur beeinflussen in Gl. 2.16 die dynamische Viskosität η , die Wärmeleitfähigkeit λ und die spezifische isobare Wärmekapazität c_p den Korrekturfaktor. Eine Abnahme der dynamischen Viskosität ebenso wie eine Zunahme der spezifischen Wärmekapazität von der Kernströmung zur Wand resultiert in einer Erhöhung des Korrekturfaktors, eine Abnahme der Wärmeleitfähigkeit hingegen führt zu einer Abnahme des Korrekturfaktors. Der Wärmeübergangskoeffizient erhöht bzw. verringert sich entsprechend des Verhältnisses der dynamischen Viskositäten bzw. der Wärmeleitfähigkeiten und erhöht sich gemäß des Exponenten von 0,35 in etwa mit der dritten Wurzel des Verhältnisses der spezifischen isobaren Wärmekapazitäten.

Sofern die mittlere Fluidtemperatur über der pseudokritischen Temperatur und unter der Wandtemperatur liegt, beeinflussen in Gl. 2.16 die dynamische Viskosität, die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische isobare Wärmekapazität den Korrekturfaktor in gleicher Weise wie für den Fall $T_m < T_{pk} < T_W$. Lediglich der Einfluss des Verhältnisses der Wärmeleitfähigkeiten auf den Korrekturfaktor beträgt in diesem Fall nur noch zwei Drittel.

Wärmeübergang bei längs angeströmten Rohrbündeln

Im Gegensatz zur Berechnung quer angeströmter Rohre und Rohrbündel aus dem Anhang A.2 finden sich zu längs angeströmten Rohren und Rohrbündeln nur wenige Arbeiten in der Literatur. Der Wärmeübergang an längs angeströmten Rohrbündeln wurde insbesondere im Bereich der Kerntechnik von Presser (1967, 1971), Markóczy (1970), Marek et al. (1973) und Rehme (1987) untersucht. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs in längs angeströmten Rohrbündeln werden in der Literatur durchgängig die diskutierten Potenzgleichungen des Wärmeübergangskoeffizienten der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle nach Dittus und Boelter (1930) oder Gnielinski (1995) aus dem

Anhang A.1 verwendet. Die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Durchströmung von Kanälen mittels der Potenzgleichungen funktioniert nur annähernd bei Verwendung des hydraulischen Durchmessers d_h . Der hydraulische Durchmesser eines Stabbündels beinhaltet jedoch keine Information über die in Abb. A.1 gezeigten Teilungsverhältnisse des Bündels als Verhältnis aus den jeweiligen Rohrabständen und dem abgasseitigen Rohraußendurchmesser (L_1/d_{Ab}) und (L_2/d_{Ab}). Laut Presser (1971) wird daher allein durch die Verwendung des hydraulischen Durchmessers keine geometrische Ähnlichkeit erzielt, da zwei Rohrbündel mit verschiedenen Teilungsverhältnissen nicht geometrisch ähnlich sind, weshalb eine Korrektur benötigt wird, die die Teilungsverhältnisse als zusätzlichen Ähnlichkeitsparameter beinhaltet und für beliebige Bündelgeometrien Gültigkeit besitzt.

Markóczy (1970) definierte eine solche Korrektur wie folgt:

$$K_h = 1 + 0,912 \cdot Re^{-0,1} \cdot Pr^{0,4} \cdot (1 - 2,0043 \cdot \exp^{-\mathcal{B}}) \quad (2.18)$$

mit $\mathcal{B} = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{L_1}{d_{Ab}} \cdot \frac{L_2}{d_{Ab}} - 1$

Hierin bezeichnet \mathcal{B} den dimensionslosen Parameter, der beide Teilungsverhältnisse des Bündels berücksichtigt und somit Rohre in verschiedenen Bündeln und Positionen miteinander vergleichbar macht. Die Korrekturfunktion K_h besitzt den Gültigkeitsbereich $3 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^6$, $0,66 \leq Pr \leq 5$ und $0,103 \leq \mathcal{B} \leq 3,5$ und wird wie die Faktoren K_T und $K_{T,über}$ mit den Nusseltbeziehungen multipliziert.

2.3.2 Wärmeübergang beim Sieden reiner Fluide

Dem in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen konvektiven Wärmeübergang überlagert sich beim Sieden reiner Stoffe in erzwungener Strömung die den Wärmeübergang beeinflussende Verdampfung. Beim Verdampfen der wandnahen Flüssigkeit wird eine nennenswerte Energiemenge zunächst ohne eine Temperaturerhöhung in Form der Verdampfungsenthalpie der Flüssigkeit latent gespeichert, ohne dass diese Energiemenge durch Leitung oder konvektiv vom Fluid abgeführt werden muss. Deshalb können beim Wärmeübergang durch Sieden vergleichsweise hohe Wandwärmestromdichten \dot{q}_W auftreten.

Der Wärmeübergang beim Sieden wird üblicherweise wie bei der Konvektion durch einen Wärmeübergangskoeffizienten als Verhältnis aus der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W und einer charakteristischen treibenden Temperaturdifferenz ΔT quantifiziert. Als charakteristische treibende Temperaturdifferenz wird i.d.R. die Differenz zwischen Wand- und Verdampfungstemperatur $\Delta T = (T_W - T_V)$ definiert. Der Wärmeübergang beim Sieden wird außer von der beim konvektiven Wärmeübergang relevanten Strömung, der Geometrie und den Fluideigenschaften zusätzlich verstärkt durch die Oberflächenbeschaffenheit der Wand sowie durch die Strömungsgeschwindigkeiten von flüssiger und gasförmiger Phase und die Art der Phasenverteilung bestimmt. Als weitere Einflussgrößen auf den Wärmeübergang werden die Massenstromdichte \dot{m} sowie der massenbezogene, thermodynamische Strömungsdampfgehalt \dot{x}_{th} , der das Verhältnis vom Massenstrom des Dampfes \dot{M}'' zum gesamten Massenstrom $\dot{M} = (\dot{M}' + \dot{M}'')$ ist, festgelegt:

$$\dot{x}_{th} = \dot{M}'' / \dot{M} \quad (2.19)$$

Der Wärmeübergang beim Sieden in erzwungener Strömung wird wesentlich durch die Form der zweiphasigen Strömung beim Sieden bestimmt. Die Strömungs- und Wärmeübergangsformen beim Strömungssieden sind in Abb. 2.8 für die Durchströmung eines beheizten Rohrs beim vollständigen Verdampfen einer reinen Flüssigkeit schematisch dargestellt.

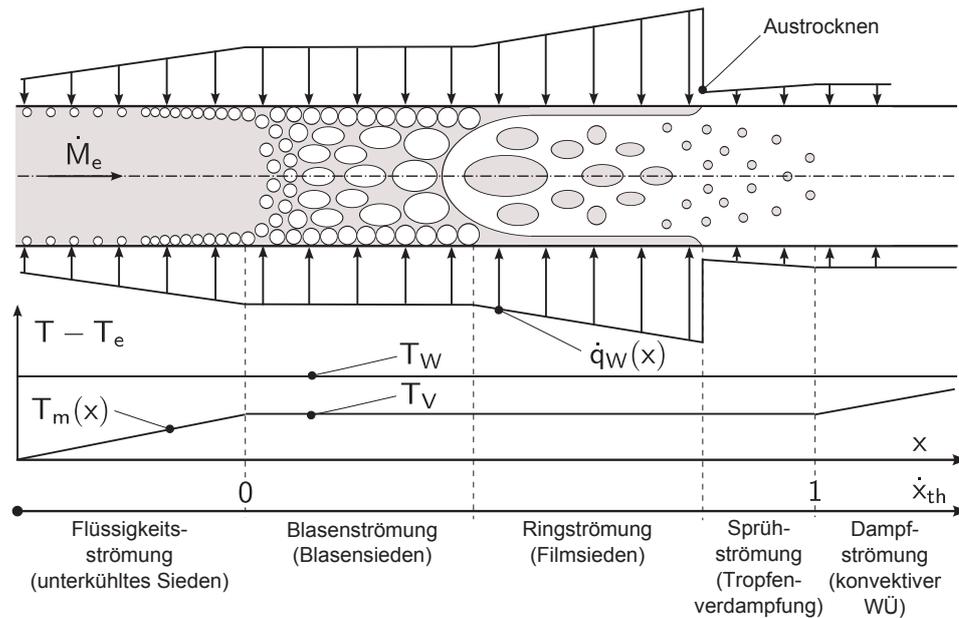


Abbildung 2.8: Strömungs- und Wärmeübergangsformen beim Strömungssieden und vollständigen Verdampfen einer reinen Flüssigkeit in einem beheizten Rohr und schematischer Verlauf der mittleren Fluidtemperatur T_m , der Wandtemperatur T_W und der Wandwärmestromdichte \dot{q}_W .

Die Formen der zweiphasigen Strömung sind vielfältig und zwischen den Grundformen sind Übergangs- und Mischformen möglich, weshalb die dargestellte Einteilung als starke Vereinfachung verstanden werden muss. Als thermische Randbedingung wird eine konstanten Wandtemperatur T_W angenommen.

Die Strömungsformen beim Sieden werden entlang der Strömungskordinate x und dem thermodynamischen Strömungsdampfgehalt \dot{x}_{th} grob in die Flüssigkeits-, die Blasen-, die Ring-, die Sprüh- und die Dampfströmung eingeteilt. Der Wärmeübergang wird zuerst durch das unterkühlte Sieden, dann das Blasen- und Filmsieden, die Tropfenverdampfung und schließlich im Dampf durch die Konvektion bestimmt (vgl. Herwig und Moschallski, 2006).

Beim unterkühlten Strömungssieden tritt das Fluid im Bezug auf die Verdampfungstemperatur T_V unterkühlt in das beheizte Rohr ein. Bei hinreichender Überhitzung der Wand T_W bilden sich in der wandnahen Flüssigkeitsschicht Dampfblasen, obwohl die Flüssigkeitsströmung im Kern noch unterkühlt ist. Es wird davon ausgegangen, dass die wandnah gebildeten Dampfblasen zu-

nächst nicht anwachsen, sondern beim Kontakt mit der unterkühlten, flüssigen Kernströmung rekondensieren, weshalb der Dampfanteil im unterkühlten Sieden vernachlässigbar ist, d.h. $\dot{x}_{th} \approx 0$. Durch die Dampfblasen wird Energie von der Wand in die kältere Kernströmung transportiert und durch das Kondensieren wird die Flüssigkeit in eine den konvektiven Wärmeübergang erhöhende Schwankungsbewegung versetzt. Die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W steigt mit zunehmender Blasenbildung an. Die Blasenbildung und deren direktes Kondensieren beim unterkühlten Sieden erhöhen den Wärmeübergang im Vergleich zum einphasigen konvektiven Wärmeübergang deutlich (Kandlikar und Garimella, 2006; Kandlikar, 2002).

Der Bereich des unterkühlten Siedens kann weiterhin in einen Bereich des partiellen und einen Bereich des voll ausgebildeten unterkühlten Siedens eingeteilt werden (Kandlikar et al., 1999; Stephan, 1988). Im Bereich des partiellen unterkühlten Siedens sind noch wenig Blasen vorhanden, so dass ein großer Teil der Wärme durch Konvektion an den Flüssigkeitsfilm zwischen den Blasen übertragen wird. Beim voll ausgebildeten unterkühlten Sieden dominiert die Bildung der sich verdichtenden Dampfblasen den konvektiven Wärmeübergang, so dass die Strömungsgeschwindigkeit und Unterkühlung einen geringeren Einfluss besitzen. Das partielle und voll ausgebildete unterkühlte Sieden sind bisher keineswegs ausreichend erforscht (Sun et al., 2003).

Sobald die Blasen aus der wandnahen Schicht in die Kernströmung vordringen ohne zu Kondensieren beginnt eine merkliche Dampfbildung. In der Folge kann die Strömung als zweiphasig angesehen werden. Der Übergang zum Blasensieden befindet sich definitionsgemäß an der Stelle, an der die Flüssigkeit im Mittel die Verdampfungstemperatur T_V erreicht, d.h. $\dot{x}_{th} = 0$. Beim Beginn des Blasensiedens ist der Flüssigkeitskern in der Realität noch unterkühlt, während die wandnahe Flüssigkeitsschicht überhitzt ist. Der Wärmeübergang wird im gesamten Bereich des Blasensiedens im Wesentlichen durch die Bildung der Dampfblasen in Wandnähe und nur in geringem Maße durch die Konvektion bestimmt. Die in den Flüssigkeitskern vordringenden Dampfblasen kondensieren nicht mehr und der Wärmeübergang ist weitestgehend unabhängig vom stromabwärts zunehmendem Strömungsdampfgehalt \dot{x}_{th} . Daher bleibt die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W im Bereich des Blasensiedens konstant. Die mittlere Fluidtemperatur $T_m(x)$ entspricht der Verdampfungstemperatur

T_V (Stephan, 1988).

Stromabwärts wird der wandnahe Flüssigkeitsfilm derart dünn und dessen Wärmewiderstand damit derart gering, dass die Flüssigkeit in Wandnähe nicht mehr ausreichend überhitzt und die Blasenbildung dort unterdrückt wird. In diesem Bereich des Filmsiedens wird die Wärme hauptsächlich durch den Flüssigkeitsfilm an der Wand geleitet und an dessen Oberfläche verdampft. Die Filmdicke nimmt mit zunehmendem Strömungsdampfgehalt x_{th} stromabwärts weiter ab, so dass der Wärmeübergang und damit die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W zunimmt. Die mittlere Fluidtemperatur $T_m(x)$ entspricht weiterhin der Verdampfungstemperatur T_V . Kurz vor dem vollständigen Verschwinden des Flüssigkeitsfilms erreichen die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W und damit der Wärmeübergang den höchsten Wert bevor sie am Austrocknungspunkt der Wand stark abfallen, da der Wärmewiderstand des Gases größer als der des vorherigen Flüssigkeitsfilms ist (Stephan, 1988).

Der Dampf ist in der sich anschließenden Sprühströmung mit Flüssigkeitstropfen beladen, die stromabwärts zunehmend verdampfen und dabei aufgrund der Verringerung der Dichte die mittlere Strömungsgeschwindigkeit erhöhen. Die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W nimmt deshalb in der Sprühströmung mit steigendem Strömungsdampfgehalt zu und erreicht nach vollständiger Verdampfung die sich bei der Konvektion einstellende nahezu konstante Wandwärmestromdichte der komplett gasförmigen Strömung.

Im Folgenden werden die verwendeten Berechnungsgleichungen für den Wärmeübergang beim Strömungssieden von unterkühltem und gesättigtem Kältemittel eingeführt.

Wärmeübergang beim unterkühlten Strömungssieden

Bei der unterkritischen Wärmeübertragung tritt das Kältemittel im Bezug auf die Siedetemperatur unterkühlt in das durch das Abgas geheizte Rohrbündel des Wärmeübertragers ein, wodurch es zum diskutierten Strömungssieden von unterkühltem und in der Folge gesättigtem Kältemittel kommt. Bertsch et al. (2009, 2008) fassten den Stand der Forschung zum Strömungssieden von unterkühlten und gesättigten Fluiden in Rohren und Kanälen zusammen und stellten fest, dass Fluorkohlenwasserstoffe als Kältemittel weit weniger untersucht wurden als Wasser. Kandlikar et al. (1999) geben einen Überblick über

die Berechnungsgleichungen des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens von Wasser und deren Erweiterung zur Anwendung auf andere Fluide einschließlich Kältemittel.

Kandlikar (1998) führte eine Berechnungsgleichung für das voll ausgebildete, unterkühlte Strömungssieden ein, in der der durch Blasensieden dominierte Wärmeübergang in Abhängigkeit von der Überhitzung der Wand gegenüber der Verdampfungstemperatur der Flüssigkeit mit einem fluidspezifischen Heizflächenparameter eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Experimenten mit verschiedensten Fluiden einschließlich Kältemitteln aufweist.

Für das Kältemittel R134a ergibt sich:

$$\alpha_{us} = 1058 \cdot N_B^{0,7} \cdot K_{Km} \cdot \alpha' \quad (2.20)$$

$$\text{mit } N_B = \frac{\dot{q}_W}{\dot{m}_{Km} \cdot r} \quad (2.21)$$

$$\dot{q}_W = \alpha_{us} \cdot \Delta T \quad (2.22)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient des unterkühlten Siedens α_{us} wird mittels der Siedekennzahl N_B ¹⁹ und des kältemittelspezifischen Heizflächenparameters K_{Km} über den einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten der reinen Kältemittelflüssigkeit α' definiert. Der von der Flüssigkeit und der Heizeroberfläche abhängige Parameter beträgt für die Strömung vom Kältemittel R134a in glatten Edelstahlrohren $K_{Km} = 1$ (s. Kandlikar, 1998). Die Wandwärmestromdichte \dot{q}_W berechnet sich mittels der charakteristischen Wandüberhitzung $\Delta T = (T_W - T_V)$.

Wärmeübergang beim gesättigten Strömungssieden

Einen Überblick über Berechnungsgleichungen zum gesättigten Strömungssieden in Rohren und Kanälen geben Darabi et al. (1998). Die am häufigsten für Wasser verwendete Berechnungsgleichung von Chen (1966) wird von verschiedenen Autoren zur Anwendung auf andere Fluide einschließlich Kältemittel modifiziert. Kandlikar (1990) definierte auf einer breiten Basis experimenteller

¹⁹Die Siedekennzahl $N_B = \dot{q}_W / (\dot{m}_{Km} \cdot r) = (\rho'_{Km} \cdot w'_{Km}) / (\rho_{Km} \cdot w_{Km})$ kann nach Stephan (1988) als Verhältnis der Massenstromdichte des Kältemitteldampfs senkrecht zur Wand (\dot{q}_W / r) zur gesamten Massenstromdichte \dot{m}_{Km} parallel zur Wand interpretiert werden.

Ergebnisse eine empirische Berechnungsgleichung mit einem fluidspezifischen Heizflächenparameter zum gesättigten Strömungssieden als Überlagerung aus Anteilen von Konvektions- und Blasensieden, die auch für das Kältemittel R134a Gültigkeit besitzt. Er setzt voraus, dass die beiden vollständig durchmischten Phasen eine gemeinsame Dichte und Strömungsgeschwindigkeit besitzen, so dass der Wärmeübergang direkt durch die Strömungsparameter und die Fluideigenschaften bestimmt und die Strömung in Analogie zur einphasigen Strömung behandelt werden kann.

Die Wärmeübergänge des Blasensiedens $\alpha_{zp,B}$ und der Konvektion $\alpha_{zp,K}$ berechnen sich nach Kandlikar (1990) zu:

$$\alpha_{zp,B} = \left[0,6683 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,1} \cdot \dot{x}_{th,m}^{0,16} \cdot (1 - \dot{x}_{th,m})^{0,64} \cdot f(Fr') \right. \\ \left. + 1058 \cdot N_B^{0,7} \cdot (1 - \dot{x}_{th,m})^{0,8} \cdot K_{Km} \right] \cdot \alpha' \quad (2.23)$$

$$\alpha_{zp,K} = \left[1,136 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,45} \cdot \dot{x}_{th,m}^{0,72} \cdot (1 - \dot{x}_{th,m})^{0,08} \cdot f(Fr') \right. \\ \left. + 667,2 \cdot N_B^{0,7} \cdot (1 - \dot{x}_{th,m})^{0,8} \cdot K_{Km} \right] \cdot \alpha' \quad (2.24)$$

Die Wärmeübergangskoeffizienten hängen vom Verhältnis der Dichten der reinen Flüssigkeit ρ' und des reinen Gases ρ'' , dem mittleren thermodynamischen Strömungsdampfgehalt $\dot{x}_{th,m}$, der Froude-Zahl der Flüssigkeit Fr' , der Siedekennzahl N_B sowie dem fluidspezifischen Heizflächenparameter K_{Km} ab. Die ersten Summanden in den eckigen Klammern der Gl. 2.23 und 2.24 werden mit einer Funktion $f(Fr')$ der Froude-Zahl²⁰ des flüssigen Kältemittels Fr' korrigiert. Die Funktion beträgt für horizontale Rohre mit $Fr' \geq 0,04$ und vertikale Rohre $f(Fr') = 1$ und für horizontale Rohre $f(Fr') = (25 \cdot Fr')^{0,3}$, sofern $Fr' < 0,04$. Die Funktion der Froude-Zahl der Flüssigkeit korrigiert eine gegebenenfalls auftretende, unsymmetrische Verteilung von Dampf und Flüssigkeit (Schichtenströmung) durch die Ausrichtung der Rohre (vertikal oder horizontal) auf den Wärmeübergang beim in Abb. 2.8 gezeigten gesättigten

²⁰Die Froude-Zahl kann als Verhältnis von Trägheitskräften, die auf eine Flüssigkeitsoberfläche wirken, zur Schwerkraft verstanden werden.

Strömungssieden. Eine unsymmetrische Verteilung tritt also nur bei horizontalen Rohren und einer Froude-Zahl Fr' kleiner als 0,4 auf. Der fluidspezifische Heizoberflächenparameter beträgt für die Strömung vom Kältemittel R134a in glatten Edelstahlrohren wie beim unterkühlten Sieden $K_{Km} = 1$. Der größere der beiden Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{zp,B}$ und $\alpha_{zp,K}$ wird zur Beschreibung des Wärmeübergangs verwendet. Gl. 2.23 und 2.24 besitzen ausschließlich Gültigkeit für einen Strömungsdampfgehalt \dot{x} zwischen 0 und 0,8.

Groeneveld und Delorme (1976) bestimmten eine empirische Berechnungsgleichung für die Sprühströmung, die die merkliche Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{zp,S}$ für einen höheren Strömungsdampfgehalt von $\dot{x}_{th} > 0,8$ beschreibt:

$$\alpha_{zp,S} = 1,091 \cdot 10^{-3} \cdot \left\{ Re'' \cdot \left[\dot{x}_{th,m} + \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right) \cdot (1 - \dot{x}_{th,m}) \right] \right\}^{0,989} \cdot Pr''^{1,41} \cdot \left[1 - 0,1 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right)^{0,4} \cdot (1 - \dot{x}_{th,m})^{0,4} \right]^{-1,06} \quad (2.25)$$

Re'' und Pr'' bezeichnen die Reynolds- und Prandtl-Zahl des reinen Kältemittelgases.

2.4 Dampfstrahlverdichter

Strahlpumpen werden entsprechend des Aggregatzustands des Arbeitsfluids bzw. der Arbeitsfluide, d.h. gasförmig, flüssig, fest oder einer Mischung, und der Druckniveaus an Antriebs-, Saug- und Mischseite der Pumpe klassifiziert (Elbel, 2011; Albring, 1997). Bei Dampfstrahlverdichtern liegt das Arbeitsfluid an allen drei Pumpenseiten gasförmig vor.

Giffard entwickelte bereits im Jahr 1858 eine mit Abdampf betriebene, auf der Mischseite kondensierende Strahlpumpe zur Versorgung von Dampfkesseln mit Speisewasser (s. Elbel, 2011; Kranakis, 1982). Als Speisewasserpumpen in Kernkraftwerken wurden Strahlpumpen beim Aufkommen der Kerntechnik in der zweiten Hälfte des 20. Jahrhunderts aufgrund der hohen Betriebssicherheit bei vergleichsweise einfachem Aufbau und Wartungsfreiheit verstärkt untersucht (Aybar und Beithou, 1999; Beithou und Aybar, 2000).

Parsons (1944) dokumentierte die erste technische Umsetzung eines Dampfstrahlverdichters um das Jahr 1901 in Form eines Vakuumhaltesystems von Dampfmaschinen zur Absaugung nicht kondensierbarer Gase. Das System wurde wenig später in verbesserter Ausführung von Leblanc (1923) patentiert. Als Vakuumpumpen werden Dampfstrahlverdichter in der Kraftwerkstechnik bis zum heutigen Tage angewendet. In der Verfahrenstechnik werden Dampfstrahlverdichter zur Förderung und Verdichtung verschiedener Arbeitsstoffe eingesetzt. In der chemischen Industrie beispielsweise werden mit Dampfstrahlverdichtern Brenn- und Gefahrstoffe gefördert (Power, 1993). In der Pharmaindustrie werden mit Dampfstrahlverdichtern Arzneimittel getrocknet (ASHREA, 1983).

In unterschiedlichen Forschungsprojekten wurden Dampfstrahlverdichter als Drosselorgan auch in anderen Kälteprozessen zur Rückgewinnung von Expansionsarbeit untersucht. Die Rückgewinnung von Expansionsarbeit wurde zuerst von Gay (1931) patentiert. Zu diesem Zweck wurden Dampfstrahlverdichter beispielsweise als Vorschaltkompressoren in Kompressions- (Badylkes, 1956) sowie Absorptionskälteanlagen (Kuhlenschmidt, 1971) angedacht. Dampfstrahlverdichter arbeiten vereinzelt in Kompressionskälteanlagen mit dem natürlichen Kältemittel Kohlendioxid (Elbel, 2011; Elbel und Hrnjak, 2008a) und mit dem Kältemittel R134a (Ishizaka et al., 2009; Chaiwongsa und Wongwises, 2008).

2.4.1 Betriebscharakteristik von Dampfstrahlverdichtern

Die in Abb. 2.3 dargestellte und in Abschnitt 2.2.1 grob erläuterte Dampfstrahlverdichtung soll im Folgenden detaillierter erklärt werden. Die Dampfstrahlverdichtung wird bei gegebenen thermodynamischen Randbedingungen, d.h. gegebenen Ruhezuständen in Heizer T_{s2} und p_{s2} , Kondensator T_{s1} und p_{s1} sowie Verdampfer T_{s0} und p_{s0} , maßgeblich durch die Funktionsweise des Dampfstrahlverdichters bestimmt. Die Funktionsweise des Dampfstrahlverdichters lässt sich mittels der in Abschnitt 2.2.2 eingeführten Mitführrate μ sowie beispielsweise den Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ beschreiben. Dazu zeigt Abb. 2.9 schematisch den sich bei normaler Funktionsweise im Dampfstrahlverdichter ausbildenden Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w .

wird der Antriebsstrom auch im divergenten Teil der Lavaldüse bis zum Austritt fortlaufend beschleunigt und strömt mit Überschall aus der Lavaldüse aus. Wenn der Druck am Austritt der Lavaldüse a in der Saugkammer des Dampfstrahlverdichters kleiner ist als der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} , dann strömt in diesen Bereich Kältemittel aus dem Verdampfer.

Der vom Verdampferaustrittsdruck p_{s0} aus dem Verdampfer gesaugte Massenstrom \dot{M}_0 entspannt sich beim Zuströmen in die Saugkammer zum Lavaldüsenaustritt und wird dabei ebenfalls beschleunigt. Übersteigt der statische Druck des Antriebsstroms am Lavaldüsenaustritt p_{a2} den statischen Druck des Saugmassenstroms am Lavaldüsenaustritt p_{a0} , expandiert der Antriebsstrom in Form eines Überschallfreistrahls nach. Die Nachexpansion des Antriebsstroms erfolgt in Form einer Prandtl-Meyer Expansion an den Düsenrändern, durch die der Antriebsstrom umgelenkt und im divergenten Teil des Freistrahls zunächst weiter beschleunigt wird wie in Abb. 2.9 schematisch dargestellt (García del Valle et al., 2012; Nitsche, 2010; Truckenbrodt, 1968). Die Expansionswellen im Freistrahls am Lavaldüsenausgang werden anschließend am Strahlrand reflektiert, wodurch sich ein Bereich aus Kompressionswellen im Freistrahls ausbildet. Nach der Aufweitung des Freistrahls bei der Expansion kommt es also zu einer Einschnürung bei der Kompression. Der periodische Wechsel von Expansion und Kompression bzw. Aufweitung und Einschnürung setzt sich fort. Die genaue Stromlinienumlenkung bzw. die Kontur des Freistrahls und die daraus resultierende Strömungsbeschleunigung und -verzögerung ergeben sich erst aus dem Druckgleichgewicht von Antriebs- und Saugmassenstrom am äußeren Rand des Freistrahls (Nitsche, 2010; Rist, 1996).

Der statische Druck des Antriebsstroms p_{x2} fällt nach dem periodischen Wechsel von Expansion und Kompression im Freistrahls ($a2 \rightarrow x2$) bis auf den statischen Druck des Saugmassenstroms p_{x0} , der seinerseits bis zum Punkt x auf den kritischen Druck p_{s0}^* entspannt wird. Bei der Entspannung bis auf den kritischen Druck wird der Saugmassenstrom bis zur Schallgeschwindigkeit a_{x0} beschleunigt. Dadurch wird der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* für den vorliegenden verdampferseitigen Ruhezustand p_{s0} und T_{s0} maximal und bleibt unabhängig vom ausreichend niedrigen Kondensatorgegendruck p_{s1} konstant.

Antriebs- und Saugmassenstrom mischen sich nach dem Punkt x in der Mischkammer des Dampfstrahlverdichters unter Austausch von Impuls, kinetischer

Energie und Enthalpie bei näherungsweise konstantem Mischdruck ($x \rightarrow M$) zu einem Mischmassenstrom \dot{M}_1 homogener Geschwindigkeit. Der überschallschnelle Mischmassenstrom wird bei einem Kondensatorgegendruck p_{s1} , der größer als der Mischdruck p_M ist, anschließend durch einen senkrechten Verdichtungsstoß schlagartig in den Unterschall verzögert. Die Verzögerung wird von einem plötzlichen Druckanstieg begleitet ($M \rightarrow Mn$). Der Mischmassenstrom wird im Diffusor verzögert und dadurch auf den Kondensatorgegendruck p_{s1} verdichtet ($Mn \rightarrow s1$), wobei die kinetische Energie des Mischmassenstroms in Enthalpie gewandelt wird.

Die unter der Annahme ausreichend geringer Kondensatorgegendrücke p_{s1} bzw. ausreichend kleinen Druckverhältnissen $\pi_{s1,s2}$ geschilderte Funktionsweise des Dampfstrahlverdichters muss noch differenzierter betrachtet werden. Zum einen besteht die Möglichkeit, dass der Freistrah am Düsenaustritt zunächst nicht wie beschrieben nachexpandiert, sondern eingeschnürt wird. Dann beginnt der beschriebene periodische Wechsel mit einer Kompression des Freistrahls am Düsenausgang, sofern der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Vergleich zum statischen Druck des Antriebsstroms am Düsenausgang p_{a2} groß ist (Fabri und Siestrunck, 1958).

Zum anderen fällt der Druck des Freistrahls bei nicht ausreichend kleinem Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ nicht bis auf den kritischen Druck des Saugmassenstroms p_{s0}^* . Dadurch wird der Saugmassenstrom \dot{M}_0 seinerseits nicht bis zum kritischen Druck entspannt und bis zur Schallgeschwindigkeit a_{x0} beschleunigt. Er wird in diesem Fall für den vorliegenden verdampferseitigen Ruhezustand p_{s0} und T_{s0} also nicht maximal, sondern hängt vom vorherrschenden Kondensatorgegendruck p_{s1} ab. Daher muss zwischen dem Betrieb unterschieden werden, in dem sowohl Antriebs- als auch Saugmassenstrom maximal sind, und dem Betrieb, in dem nur der Antriebs- nicht aber der Saugmassenstrom maximal ist. Zu diesem Zweck ist in Abb. 2.10 das dimensionslose Kennfeld eines Dampfstrahlverdichters, d.h. die Mitführrate des Dampfstrahlverdichters μ als Funktion der beiden Ruhedruckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$, schematisch dargestellt. Eine ähnliche dimensionslose Kennfelddarstellung wurde von Chow und Addy (1964a) eingeführt.

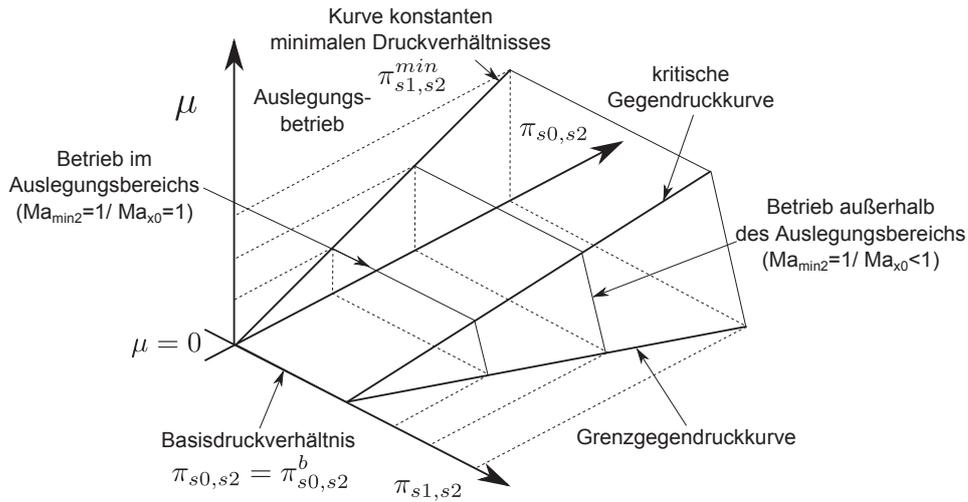


Abbildung 2.10: Dimensionslose Kennfeld eines Dampfstrahlverdichters.

Die $\pi_{s1,s2}$ -Achse beginnt im Ursprung des Kennfelds entsprechend der geschilderten Funktionsweise bei einem ausreichend geringen Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{min}$, bei dem der Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* weit über den Lavaldüsenausgang hinaus entspannt wird. Die Mitführrate μ ist im Ursprung des Kennfelds Null. Das Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ ist beim antriebsseitigen Ruhezustand T_{s2} und p_{s2} und entsprechendem Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* beim sogenannten Basisdruckverhältnis $\pi_{s0,s2}^b$, bei dem der Verdampferaustrittsdruck p_{s0}^b gerade so groß ist, dass der Saugmassenstrom \dot{M}_0 gleich Null ist. Der Saugstrom besitzt nicht die Energie, um durch die zwischen Antriebsstrom und Saug- oder Mischkammerwand ausgebildete Rekompansionszone zu strömen, sondern zirkuliert in einer Wirbelzone (s. Chow und Addy, 1964a). Bei einem geringeren verdampferseitigen Druck als dem zu einem bestimmten Antriebsdruck gehörigen verdampferseitigen Basisdruck p_{s0}^b würde kein Saugmassenstrom \dot{M}_0 in den Dampfstrahlverdichter gesaugt werden, sondern sich ein negativer Saugmassenstrom einstellen, d.h. Masse vom Lavaldüsenausgang zur Kondensator- und Verdampferseite bzw. von der Kondensator- zur Verdampferseite strömen. Die sich hierbei ergebenden negativen Mitführraten μ sind nicht dargestellt. Auf der Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{min}$ beginnt die Förderung des Saugmassenstroms \dot{M}_0 , sobald der geringste Verdampferaustrittsdruck p_{s0}^b des Verhältnisses $\pi_{s0,s2}^b$ überschritten wird. Mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} bzw. Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ nimmt der Saugmassenstrom

und damit die Mitführrate μ bei konstantem Verhältnis $\pi_{s1,s2}^{min}$ unter der Annahme sich nicht merklich ändernder Verdampferaustrittstemperaturen T_{s0} stetig zu. Der Druck des Saugstroms sinkt bis zum kritischen Druck p_{s0}^* , weshalb der Saugstrom bis zur Schallgeschwindigkeit a_{x0} beschleunigt wird. Deshalb bleibt der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* für den vorliegenden verdampferseitigen Ruhezustand p_{s0} und T_{s0} maximal und hängt darüber hinaus nicht vom ausreichend geringen Kondensatorgegendruck p_{s1} ab.

Von der Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{min}$ ausgehend kann der Kondensatorgegendruck p_{s1} bzw. das Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ bei konstantem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ gesteigert werden, ohne dass die Beschleunigung des Saugmassenstroms bis auf die Schallgeschwindigkeit a_{x0} gestört wird. Der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* und damit die Mitführrate μ bleiben solange konstant, bis der kritische Kondensatorgegendruck erreicht und die Beschleunigung des Saugmassenstroms bis auf die Schallgeschwindigkeit gestört wird (Wiegand, 1940). Der Saugmassenstrom und damit die Mitführrate sind dann für den vorliegenden verdampferseitigen Ruhezustand p_{s0} und T_{s0} nicht mehr maximal.

Der Betriebsbereich, in dem Antriebs- und Saugmassenstrom maximal sind ($Ma_{min2} = 1$ und $Ma_{x0} = 1$), wird als Betrieb im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters bezeichnet. Der Betriebsbereich, in dem lediglich der Antriebs- nicht aber der Saugmassenstrom maximal ist ($Ma_{min2} = 1$ und $Ma_{x0} < 1$), wird als Betrieb außerhalb des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters bezeichnet. Die kritische Gegendruckkurve verbindet die Punkte beim Betrieb mit kritischem Kondensatorgegendruck. Sie trennt den Betrieb im Auslegungsbereich vom Betrieb außerhalb des Auslegungsbereichs. Bei weiterer Steigerung des Kondensatorgegendrucks p_{s1} bzw. des Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}$ nimmt der Saugmassenstrom immer weiter ab, bis beim sogenannten Grenzgegendruck Masse von der Kondensatorseite in den Verdampfer strömt, so dass der Saugmassenstrom negativ wird. Die Verbindung dieser Betriebspunkte vor dem Strömen in den Verdampfer wird als Grenzgegendruckkurve bezeichnet. Zur Vereinfachung sind alle in Abb. 2.10 beschriebenen Kurven als Geraden dargestellt, was nicht zutreffend ist²¹.

²¹Die Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses und die kritische Gegendruckkurve sind nicht linear wie in Kapitel 4 noch genauer erläutert wird. Die Verbindungen zwischen

2.4.2 Auslegung von Dampfstrahlverdichtern

Die genaue Form des Kennfelds des Dampfstrahlverdichters hängt für ein gegebenes Arbeitsmedium maßgeblich von einigen geometrischen Größen des Dampfstrahlverdichters ab. Zum Einfluss dieser Größen bzw. zur Auslegung von Dampfstrahlverdichtern finden sich eine große Anzahl an theoretischen und auch einige experimentelle Untersuchungen in der Literatur (Khalil et al., 2011; Zhu et al., 2009; Daneshmand et al., 2009; Yadav und Patwardhan, 2008; Pianthong et al., 2007; Rusly et al., 2005; Alexis, 2004; Eames, 2002; Rogdakis und Alexis, 2000a,b; Keenan et al., 1950; Keenan und Neumann, 1942; Wiegand, 1940; Flügel, 1935). Die Untersuchungen der Geometrie sind eng mit einer die experimentellen Ergebnisse erklärenden Modellbildung der komplizierten Strömungsvorgänge verknüpft. Seit einiger Zeit tragen numerische Strömungssimulationen²² über die genannten eindimensionalen Untersuchungen hinaus verstärkt dazu bei, die strömungsmechanischen Vorgänge mehrdimensional abzubilden und somit besser zu verstehen (Allouche et al., 2013; Varga et al., 2009; Hemidi et al., 2009a,b; Yapici et al., 2008; Utomo et al., 2008; Sriveerakul et al., 2007a,b; Bartosiewicz et al., 2006; Rusly et al., 2005; Watanawanavet, 2005; Riffat et al., 1996). Mittels der mehrdimensionalen Strömungsanalyse können die Auslegung verbessert und darüber hinaus die Strömungsvorgänge außerhalb des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters ebenfalls mathematisch abgebildet und verstanden werden (Pianthong et al., 2007). Grundsätzliche geometrische Änderungen der in Abb. 2.9 gezeigten Dampfstrahlverdichtergeometrie wurden lediglich von Eames (2002) und Worall (2001) vorgeschlagen. Eine Betriebsverbesserung konnte durch die umgesetzten Änderungen jedoch experimentell nicht nachgewiesen werden.

Die folgenden geometrischen Größen²³ wurden in den genannten Veröffentlichungen untersucht und als maßgeblich für die Mitführrate bei gegebenen thermodynamischen Randbedingungen identifiziert: das Flächenverhältnis des engsten Lavaldüsen- und Lavaldüsenaustrittsquerschnitts (A_{min2}/A_{a2}), des engsten Lavaldüsen- und Mischkammerquerschnitts ($A_{min2}/A_{min,M}$) sowie des eng-

kritischer Gegen- und Grenzgedruckkurve sind voraussichtlich ebenfalls nicht linear, hängen jedoch auf nicht triviale Weise sowohl vom Druckverhältnis $\pi_{s1,s0}$ als auch vom Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ ab.

²²Englisch: Computational Fluid Dynamics (CFD).

²³Zur Nomenklatur der geometrischen Größen siehe Abb. 4.3.

sten Lavaldüsen- und Saugkammerquerschnitts (A_{min2}/A_S). Darüber hinaus wurden empirisch die Bedeutung des Winkels der konvergenten Saugkammer β_S , des Verhältnisses der Länge der Mischkammer zu dessen Querschnitt ($L_M/A_{min,M}$) und des Abstands vom Lavaldüsenaustritt zum Mischkammerbeginn $\Delta_{a2,M}$ nachgewiesen.

Die Auslegung des Dampfstrahlverdichters ist nicht Thema der vorliegenden Arbeit. Der Einfluss der geometrischen Eingangsparameter des Modells aus Kapitel 4 soll dennoch kurz erläutert werden. Es sind der engste Lavaldüsen- A_{min2} , der Lavaldüsenaustritts- A_{a2} und der Mischkammerquerschnitt $A_{min,M}$. Der Druck am Lavaldüsenaustritt p_{a2} wird bei gegebenem antriebsseitigen Ruhezustand und ausreichend geringem Kondensatorgegendruck p_{s1} durch das Verhältnis aus engstem Düsenquerschnitt A_{min2} und Düsenaustrittsquerschnitt A_{a2} festgelegt. Das Verhältnis (A_{min2}/A_{a2}) bestimmt also über den Druck am Lavaldüsenaustritt p_{a2} den erreichbaren Verdampferaustrittsdruck p_{s0}^b bzw. den Achsabschnitt $\pi_{s0,s2}^b$ der Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{min}$ aus Abb. 2.10. Die Steigung der Kurve wird maßgeblich durch die Steigung der Dampfdruckkurve des Arbeitsmediums in dem entsprechenden Betriebsbereich bestimmt.

Die Geschwindigkeit des Mischmassenstroms \dot{M}_{s1} nimmt ab, wenn mehr Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* von einem gegebenen Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* mitgeführt wird. Wie viel Saugmassenstrom bei gegebenem Antriebsmassenstrom mitgeführt wird, hängt von dem nach der Expansion des Antriebsmassenstroms in der Mischkammer für den Saugmassenstrom verbleibenden Querschnitt und damit vom Mischkammerquerschnitt $A_{min,M}$ ab. Je geringer die Geschwindigkeit bzw. die kinetische Energie des Mischmassenstroms ist, desto weniger Druck kann bei der Verzögerung des Mischmassenstroms aufgebaut werden (Chunnanond und Aphornratana, 2004a). Ein Betrieb im Auslegungsbereich ist nicht möglich, wenn der im Kondensator vorherrschende Gegendruck p_{s1} größer als der durch die Verzögerung aufbaubare Druck des Mischmassenstroms ist. Daher beeinflusst das Verhältnis ($A_{min2}/A_{min,M}$) den Zusammenhang zwischen der Mitführtrate μ und dem erreichbaren Kondensatorgegendruck p_{s1} . Das Verhältnis ($A_{min2}/A_{min,M}$) bestimmt also maßgeblich die Lage der kritischen Gegendruckkurve in Abb. 2.10.

2.4.3 Modellierung von Dampfstrahlverdichtern

Erste analytische Berechnungen der Dampfstrahlverdichtung und der sich daraus ableitenden Dampfstrahlverdichtergeometrie wurden von Flügel (1935) unternommen, der bei seiner Betrachtung die übliche Berechnungsmethode nach Masse- und Energie- um die Impulserhaltung erweiterte. Flügel (1935) analysierte sowohl die Strömungsquerschnitte als auch die Längenverhältnisse des Dampfstrahlverdichters, um der bis dato verbreiteten Auslegung auf der Basis von Erfahrungswerten eine theoretische Modellgrundlage zu geben. Wiegand (1940) untermauerte die theoretische Modellgrundlage von Flügel (1935) durch experimentelle Untersuchungen der Geometrie des Mischraums und analysierte das Betriebsverhalten des Dampfstrahlverdichters bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Hierzu führte er die aus zahlreichen Veröffentlichungen bekannte Darstellung²⁴ der Mitführrate μ über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} bei konstanten antriebs- und saugseitigen Randbedingungen ein. Er verdeutlichte mit dieser Darstellung als erster die Förderung des Saugmassenstroms unabhängig vom Kondensatorgegendruck im in Abschnitt 2.4.1 erläuterten Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters sowie die Abnahme des Saugmassenstroms beim Überschreiten des kritischen Kondensatorgegendrucks, d.h. im Betrieb außerhalb des Auslegungsbereichs.

Keenan und Neumann (1942) und Keenan et al. (1950) verfeinerten die Modellbildung des Mischraums, indem sie Dampfstrahlverdichter mit verschiedenen Positionen des Lavaldüsenaustritts untersuchten. Sie bezeichneten Verdichter mit dem Düsenaustritt im konvergenten Teil der Saugkammer als Verdichter mit konstantem Mischdruck in Anlehnung an die Annahme, die Mischung finde in diesem Teil der Saugkammer bei konstantem Druck statt. Ein Verdichter, bei dem der Düsenaustritt in der zylindrischen Mischkammer platziert ist, wird hingegen als Verdichter mit konstantem Mischquerschnitt bezeichnet. Diese Terminologie war zunächst als geometrische Klassifizierung gemeint, wurde aber in zahlreichen folgenden Veröffentlichungen teils missverständlich zur Bezeichnung der Modellbildung verwendet.

Keenan und Neumann (1942) und Keenan et al. (1950) konzentrierten sich bei der Modellverfeinerung auf die Nachexpansion des antriebsseitigen Überschallfreistrahls bei den unterschiedlichen Mischraumgeometrien und deren Auswir-

²⁴Zur Darstellung siehe beispielsweise Chen et al. (2013).

kung auf den Saugmassenstrom. In dem verfeinerten Modell beschrieben sie als erste die Mischung der beiden Ströme bzw. deren Verhältnis von der Impulsbilanz ausgehend mittels dimensionsloser Geschwindigkeiten und erklärten das Erreichen der Schallgeschwindigkeit des Saugmassenstroms über die Entspannung durch den nachexpandierenden Freistrahls wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben.

Dampfstrahlverdichter mit dem Düsenaustritt in der Mischkammer wurden nach Keenan et al. (1950) von Fabri und Siestrunck (1958) mittels Schlierenfotografie weiter eingehend untersucht. Fabri und Siestrunck (1958) bildeten in den Schlierenfotografien den aus der Lavaldüse austretenden Freistrahls ab und zeigten, dass die Mischung von Freistrahls und Saugstrom nicht unmittelbar hinter der Lavaldüse sondern erst nennenswert stromabwärts beginnt.

Ein dimensionsloses Betriebskennfeld zur Darstellung des Dampfstrahlverdichterbetriebs bei sich ändernden Betriebsbedingungen wie in Abb. 2.10 gezeigt wurde von Chow und Addy (1964b,a) zuerst eingeführt. Sie diskutierten den Beginn der Förderung, den Betrieb im Bereich der Auslegung des Verdichters und außerhalb der Auslegung sowie das Rückströmen vom Kondensator in den Verdampfer beim Überschreiten des Grenzgedrucks. Die Kennfelddarstellung von Chow und Addy (1964b,a) wurde nur mit wenigen experimentellen Ergebnissen von Fabri und Siestrunck (1958) untermauert. Unverständlichlicherweise findet die Kennfelddarstellung in gleicher oder modifizierter Form in der Literatur kaum Verwendung²⁵, obwohl sie sich sowohl zur Diskussion des Betriebs des Dampfstrahlverdichters als auch zum Vergleich verschiedener Dampfstrahlverdichtergeometrien eignet, wie in Kapitel 4 noch näher erläutert wird.

In der Literatur der letzten Jahrzehnte finden sich außer einigen rein empirischen Modellen wie von Selvaraju und Mani (2006), El-Dessouky et al. (2002), Aly et al. (1999), Huang und Chang (1999) und Chen und Sun (1997) zahlreiche auf den frühen Arbeiten aufbauende Modellierungsarbeiten des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters, die von He et al. (2009) zusammengefasst und strukturiert wurden. Die zahlreichen Rechenmodelle basieren alle auf den Gleichungen des idealen Gases und werden nur selten anhand experimenteller Messungen validiert. Daher wird die Eignung der theoretischen Modellglei-

²⁵Siehe hierzu Yapici und Ersoy (2005) oder Worall (2001).

chungen zur Abbildung experimenteller Messergebnisse kaum geprüft. Aufgrund starker prozessinhärenter Irreversibilitäten sind die einfachen Modelle, sofern sie experimentell validiert werden, alle halb empirischer Natur, d.h. dass auftretende Reibungs-, Mischungs- und Stoßverluste durch die Anpassung des Modells an die Messergebnisse über Verlustkoeffizienten²⁶ abgebildet werden. Die in der Literatur aufgeführten Verlustkoeffizienten variieren teilweise merklich (vgl. hierzu die Übersichten aus Khalil et al. (2011) und El-Dessouky et al. (2002)).

Das experimentell gestützte Modell zur Berechnung der Mitführrate μ und des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} von Eames et al. (1995) und Sun und Eames (1996) für die Dampfstrahlverdichtung mit Wasser bei Antriebsdrücken zwischen ungefähr 1 bar und 3 bar basiert auf den von Keenan und Neumann (1942) und Keenan et al. (1950) aufgestellten Bilanzgleichungen für die Mischung. Das theoretische Modell bildet die experimentellen Ergebnisse unter Verwendung eines jeweils konstanten Verlustkoeffizienten für den Antriebsstrom, die Mischung und den Diffusor mit einer mittleren arithmetischen Abweichung von 17 % ab²⁷.

Huang et al. (1999) entwickelten ein experimentell gestütztes Modell der Dampfstrahlverdichtung im Auslegungsbereich mit dem Kältemittel R141b bei Antriebsdrücken p_{s2} zwischen 4 bar und 6 bar, das sich wie das Modell von Munday und Bagster (1977) auf die Berechnung des sich ausbildenden Strömungsquerschnitts des Saugmassenstroms stützt. Unter Verwendung von konstanten Verlustkoeffizienten für den Antriebs- und Saugstrom, die Wechselwirkungen zwischen Antriebs- und Saugstrom sowie für die Mischung lassen sich die Messergebnisse mit dem Modell bei Abweichungen bis zu 23 % in Übereinstimmung bringen. Die Berechnung der Mitführrate über den Strömungsquerschnitt des Saugstroms am Punkt x in Abb. 2.9 muss vor dem Hintergrund, dass die stark verlustbehaftete Nachexpansion des Freistrahls diesen Strömungsquerschnitt bestimmt, kritisch hinterfragt werden. Die genaue Berechnung der Prandtl-Meyer-Expansion wie von García del Valle et al. (2012) durchgeführt erhöht die Modellkomplexität wesentlich. Das Modell von García del Valle et al. (2012)

²⁶Bei den Verlustkoeffizienten finden sich in der Literatur Koeffizienten für die Verluste in Antriebs- und Saugstrom, bei der Mischung und im Diffusor.

²⁷Angaben zu Messabweichungen finden sich in den Arbeiten nicht.

reduziert die maximalen Modellabweichungen im Vergleich mit dem Modell von Huang et al. (1999) auf 17,5 %.

Cizungu (2001) vergleicht seine theoretischen Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen von Nahdi et al. (1993) und erzielt unter Verwendung von konstanten Verlustkoeffizienten für Antriebs- und Saugstrom, der Mischung und den Diffusor eine gute Übereinstimmung der Mitführrate. Die Berechnung der Mitführrate basiert im Modell von Cizungu (2001) ebenso wie in dem von Cardemil und Colle (2012) auf den Enthalpien des Arbeitsmediums um die Mischkammer. Cardemil und Colle (2012) verwenden zur Berechnung der Zustandsgrößen eine Zustandsgleichung des Realgases und weisen mittels Verlustkoeffizienten für den Antriebsstrom und die Mischung eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Eames et al. (1995), Huang et al. (1999) und Xu et al. (2012) für unterschiedliche Arbeitsmedien nach.

Im Modell von Chou et al. (2001) wird die Mitführrate mittels vier Korrekturfunktionen empirisch an die experimentellen Ergebnisse von Chen und Sun (1997) und Huang et al. (1999) angepasst. Eine gute Übereinstimmung ist aufgrund der vielen rein empirischen Parameter der Korrekturfunktionen nicht verwunderlich.

Einen grundsätzlich neuen Modellansatz stellen Zhu et al. (2007) vor, in dem die inhomogene Verteilung des Strömungsprofils im Strömungsquerschnitt über einen exponentiellen Zusammenhang abgebildet wird. Die Mitführrate wird in diesem Ansatz allein aus antriebs- und saugseitigem Zustand berechnet. Zhu et al. (2007) vergleichen die Simulationsergebnisse mit den experimentellen Ergebnissen von Huang et al. (1999) für das Kältemittel R141b und Aphornratana et al. (2001) für das Kältemittel R11 und erzielen bessere Übereinstimmungen im Vergleich zum Modell von Huang et al. (1999). Zhu und Li (2009) und Zhu et al. (2008) vereinfachen die Modellgleichungen noch weiter, was der Verwendung zusätzlicher rein empirischer Parameter bedarf.

Außer den diskutierten einfachen Modellansätzen des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters finden sich in der Literatur auch komplexere Modellansätze wie von Ouzzane und Aidoun (2003) und García del Valle et al. (2012) bis hin zu mehrdimensionalen Strömungssimulationen wie von Pianthong et al. (2007) und Bartosiewicz et al. (2005), die auch den Betrieb außerhalb des

Auslegungsbereichs des Verdichters abbilden und Informationen über die Strömungsvorgänge generieren, die sich einer einfachen eindimensionalen Analyse entziehen. Mit den zusätzlichen Informationen erhöhen sich jedoch auch die Modellkomplexität und der Simulationsaufwand. Die korrekte Wahl der Turbulenzmodelle in den Simulationen stellt laut Bartosiewicz et al. (2006) die wesentliche Herausforderung der mehrdimensionalen Strömungssimulation dar.

Die meisten experimentell gestützten eindimensionalen Simulationsarbeiten aus der Literatur bauen auf Untersuchungen bei vergleichsweise geringen Antriebsdrücken auf. Daher finden sich auch keine einfachen Modelle des Betriebs im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters bei hohen Antriebsdrücken, die ein Realgasverhalten des Arbeitsmediums berücksichtigen. In diesem Bereich besteht Forschungsbedarf.

Einige Grundlagen zu den Gleichungen des Realgases sollen für das in Kapitel 4 entwickelte Modell im Folgenden eingeführt und diskutiert werden.

2.4.4 Realgasgleichungen und Vereinfachungen

Zur mathematischen Modellbildung der Dampfstrahlverdichtung unter Berücksichtigung von Realgasereffekten werden eine thermische Zustandsgleichung, Isentropenexponenten, die Schallgeschwindigkeit sowie die Gleichungen der stationären, isentropen Strömung benötigt. Außerdem sollen die aus den Realgasereffekten resultierenden Abweichungen vom Idealgasverhalten quantifiziert werden, um zu prüfen, ob Vereinfachungen der vergleichsweise komplizierteren Berechnungen zulässig sind.

Zustandsgleichung des idealen und realen Gases

Zwischen den Atomen oder Molekülen eines idealen Gases bestehen definitionsgemäß keine Wechselwirkungen. Außerdem ist ihr Eigenvolumen vernachlässigbar. Die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases, d.h. die mathematische Verknüpfung der drei thermischen Zustandsgrößen p , T und v , lautet:

$$p \cdot v = R \cdot T \tag{2.26}$$

In Gl. 2.26 ist R die spezifische Gaskonstante²⁸.

Alle Abweichungen von den Eigenschaften und vom Verhalten des idealen Gases werden als Realgaseffekte bezeichnet. Als wichtigste Realgaseffekte nennt Rist (1996) intermolekulare Kräfte, Molekülschwingungen, Dissoziation und Rekombination sowie Ionisation. Bei vergleichsweise hohen Drücken wie in der vorliegenden Arbeit sind beinahe ausschließlich die intermolekularen Kräfte von Bedeutung. Eine mögliche Zustandsgleichung für Realgase lautet²⁹ (Rist, 1996):

$$p \cdot v = R \cdot T \cdot Z = R \cdot T \cdot Z_N \cdot K \quad (2.27)$$

In Gl. 2.27 ist Z der Realgasfaktor, der vom thermischen Zustand des Gases und von der Gasart abhängt und die Abweichungen vom idealen Gas bzw. den Einfluss der Kräfte zwischen den Gasatomen bzw. -molekülen beschreibt. In Stoffdatenbanken wie Refprop 8.0 (Tillner-Roth und Baehr, 1994) ist der Realgasfaktor Z des Kältemittels R134a tabelliert bzw. als Funktion hinterlegt, während in der Literatur (Rist, 1996) und deshalb auch in den folgenden Ausführungen üblicherweise die sogenannte Kompressibilitätszahl K verwendet wird. Die Kompressibilitätszahl K ist das Verhältnis des Realgasfaktors Z eines beliebigen Zustands bezogen auf den Realgasfaktor im Normzustand Z_N . Der Normzustand des Kältemittels R134a wird laut dem International Institute of Refrigeration (IIR) definiert durch $T_N = 298,15 \text{ K}$ und $p_N = 1 \text{ kPa}$. Die Kompressibilitätszahl K unterscheidet sich kaum vom Realgasfaktor Z , weil der Realgasfaktor im Normzustand Z_N für praktisch alle technisch interessanten Gase nahe bei Eins liegt. Der Normrealgasfaktor Z_N des Kältemittels R134a beträgt 0,9998.

Abb. 2.11 zeigt den Realgasfaktor Z des Kältemittels R134a für den Druckbereich der untersuchten Dampfstrahlverdichtung mit der Kältemitteltemperatur ϑ als Parameter aus Refprop 8.0.

²⁸Die spezifische Gaskonstante R von R134a errechnet sich als Quotient aus der universellen Gaskonstante R_0 von $8,314 \text{ J/molK}$ und der Molmasse des Kältemittelgases von $102,03 \text{ g/mol}$ zu $81,49 \text{ J/kgK}$.

²⁹Die Verwendung der Zustandsgleichung mit dem Realgasfaktor Z bzw. der Kompressibilitätszahl K nach Rist (1996) eignet sich aufgrund ihrer Einfachheit im Vergleich mit alternativen Zustandsgleichungen insbesondere für die Berechnung der Gleichungen der stationären, isentropen Strömung.

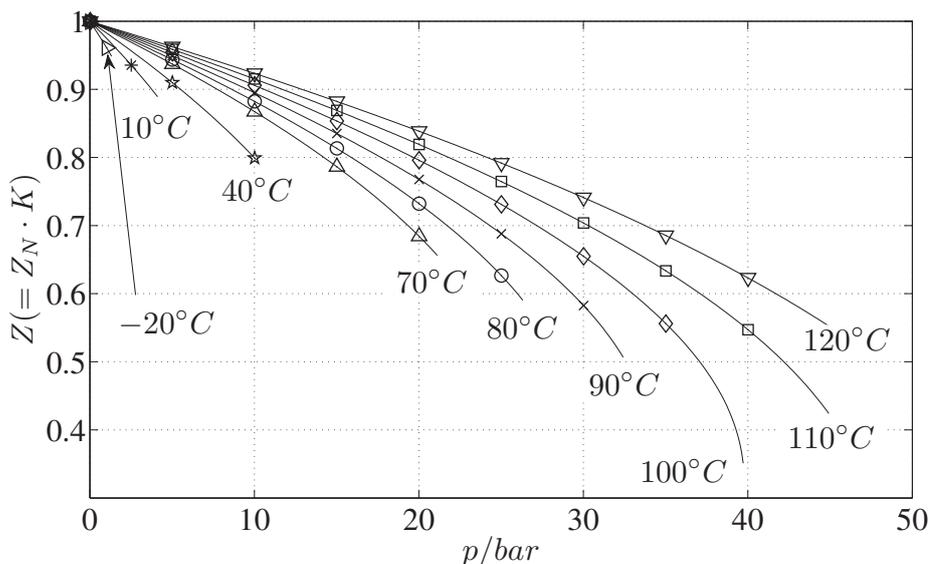


Abbildung 2.11: Realgasfaktor Z des Kältemittels R134a über dem Kältemitteldruck p mit der Kältemitteltemperatur ϑ als Parameter aus Refprop 8.0.

Das gasförmige Kältemittel weist im dargestellten Druckbereich von 1 bar bis 50 bar und Temperaturbereich von 70°C und 120°C deutliche Abweichungen vom Idealgasverhalten, d.h. $Z = 1$, auf. Die Abweichungen werden besonders bei hohen Drücken sowie in der Nähe der Taupunktlinie und des kritischen Punkts deutlich, weshalb in diesem Bereich die thermische Zustandsgleichung des realen Gases 2.27 verwendet werden muss.

Zur Definition der Isentropenexponenten des realen Gases und der Formulierung der Gleichungen der stationären, isentropen Strömung des realen Gases werden außer der Kompressibilitätszahl K auch deren Änderungen mit der Temperatur und dem Druck benötigt. Die Gradienten der Kompressibilitätszahl sollen wie folgt abgekürzt werden:

$$K_T = \left(\frac{\partial K/K}{\partial T/T} \right)_p, \quad K_p = \left(\frac{\partial K/K}{\partial p/p} \right)_T \quad (2.28)$$

K_T bezeichnet die relative Änderung der Kompressibilitätszahl des Kältemittels mit der Temperatur bei konstantem Druck und K_p die relative Änderung der Kompressibilitätszahl mit dem Druck bei konstanter Temperatur. Die absoluten Werte von K_p sind generell wesentlich kleiner als diejenigen von

K_T (Rist, 1996).

Isentropenexponenten und Schallgeschwindigkeit

Bei Realgasen muss je nach gewählten Zustandsgrößen Druck p , Temperatur T und Dichte ρ bei der Berechnung einer isentropen Zustandsänderung zwischen drei Isentropenexponenten unterschieden werden. Sie berechnen sich wie im Anhang B.1 abgeleitet zu:

$$\kappa := \left(\frac{c_p/c_v}{1 - K_p} \right)_{x,y} \quad \text{für} \quad p \cdot v^\kappa = \text{konst.} \quad (2.29)$$

$$\kappa_{Tp} := \left(\frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{\kappa \cdot (1 + K_T)} \right)_{x,y} \quad \text{für} \quad T \cdot p^{\kappa_{Tp}} = \text{konst.} \quad (2.30)$$

$$\kappa_{T\rho} := \left(\frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{(1 + K_T)} \right)_{x,y} \quad \text{für} \quad T \cdot \rho^{\kappa_{T\rho}} = \text{konst.} \quad (2.31)$$

Der Isentropenexponent κ ist der Exponent des spezifischen Volumens in der Gl. 2.29 zur Beschreibung einer isentrope Zustandsänderung des Realgases in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. Dementsprechend sind κ_{Tp} und $\kappa_{T\rho}$ die Exponenten des Drucks und der Dichte in den Gl. 2.30 und 2.31 zur Beschreibung einer isentropen Zustandsänderung des Realgases in Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck bzw. der Dichte. Die Isentropenexponenten κ , κ_{Tp} und $\kappa_{T\rho}$ hängen wie auch beim idealen Gas von den Zuständen x und y ab und müssen je nach Anfangs- und Endzustand berechnet werden. Beim Idealgas ist der Isentropenexponent κ_{id} wegen $K_p = 0$ gleich dem Verhältnis der isobaren zur isochoren spezifischen Wärmekapazität (c_p/c_v) und damit nur von den Temperaturen, nicht aber wie beim Realgas auch von Drücken zwischen den Zuständen x und y abhängig.

Die lokale Schallgeschwindigkeit realer Gase a_x berechnet sich wie folgt (Rist, 1996):

$$a_x = \sqrt{\kappa_x \cdot K_x \cdot Z_N \cdot R \cdot T_x} \quad (2.32)$$

Bei realen Gasen ist die Schallgeschwindigkeit außer von der statischen Temperatur T_x über den Isentropenexponenten κ_x und die Kompressibilitätszahl K_x auch vom statischen Druck p_x abhängig. Die lokale Geschwindigkeit einer

Strömung w_x kann unter Verwendung der lokalen Schallgeschwindigkeit a_x in Form der Mach-Zahl Ma_x wie folgt normiert werden:

$$Ma_x = \frac{w_x}{a_x} \quad (2.33)$$

Die Mach-Zahl Ma_x wird als eine normierte, lokale Strömungsgeschwindigkeit üblicherweise in den Gleichungen der stationären, isentropen Strömung verwendet.

Stationäre, isentrope Strömung

Die lokale Temperatur eines Realgases T_x einer isentropen Strömung in Kanälen veränderlichen Querschnitts mit Bezug auf die Temperatur des Ruhezustands T_s berechnet sich mittels der lokalen Mach-Zahl Ma_x aus Gl. 2.33 wie im Anhang B.3 abgeleitet zu:

$$\frac{T_x}{T_s} = \left(1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_x^2 \right)^{-1} \quad (2.34)$$

mit

$$\kappa_m = (\kappa_x + \kappa_s)/2$$

$$K_m = (K_x + K_s)/2$$

$$(1 + K_T)_m = [(1 + K_T)_x + (1 + K_T)_s]/2$$

$$(1 - K_p)_m = [(1 - K_p)_x + (1 - K_p)_s]/2$$

Der Isentropenexponent κ_m , die Kompressibilitätszahl K_m und die Ausdrücke mit dessen Ableitungen $(1 + K_T)_m$ und $(1 - K_p)_m$ der Zustandsänderung werden näherungsweise als arithmetische Mittelwerte zwischen dem Ruhezustand s und dem lokalen Zustand x berechnet.

Zur Berechnung der Größe im lokalen Zustand x wird der lokale Druck p_x benötigt. Der lokale Druck p_x berechnet sich mit Bezug auf den Druck des Ruhezustands p_s mittels der lokalen Mach-Zahl zu (s. Anhang B.3):

$$\frac{p_x}{p_s} = \left(1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_x^2 \right)^{-\frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}} \quad (2.35)$$

Die Berechnung der Temperatur T_x und des Drucks p_x des Realgases muss bei gegebenem Ruhezustand T_s und p_s iterativ erfolgen, weil zur Bestimmung

der Isentropenexponenten κ_i , der Kompressibilitätszahlen und deren Ableitungen K_i in obigen Gleichungen sowohl der Druck p_x als auch die Temperatur T_x benötigt werden. Zur Vermeidung der Iterationen sowie zur Vereinfachung von Gl. 2.34 und 2.35 sollen die im Anhang B.2 eingeführten Näherungisentropenexponenten des Realgases $\tilde{\kappa}_x$, $\tilde{\kappa}_{Tp,x}$ und $\tilde{\kappa}_{Tv,x}$ verwendet werden. Die Näherungen dienen der Beibehaltung der Strömungsgleichungen des idealen Gases (vgl. Kouremenos und Kakatsios, 1985). Sie werden für den jeweiligen Ruhezustand $x = s$ der Strömung berechnet.

Die Gleichungen 2.34 und 2.35 lauten unter Verwendung der Näherungen also:

$$\frac{T_x}{T_s} = \left(1 + \frac{\tilde{\kappa}_{Tp,s} - 1}{2} \cdot Ma_x^2 \right)^{-1} \quad (2.36)$$

$$\frac{p_x}{p_s} = \left(1 + \frac{\tilde{\kappa}_s - 1}{2} \cdot Ma_x^2 \right)^{-\frac{\tilde{\kappa}_s}{\tilde{\kappa}_s - 1}} \quad (2.37)$$

Die Näherungen des Verhältnisses aus kritischem Zustand * und Ruhezustand s ergeben sich aus Gl. 2.36 und 2.37 mit $Ma_x = 1$:

$$\frac{T^*}{T_s} = \frac{2}{\tilde{\kappa}_{Tp,s} + 1} \quad (2.38)$$

$$\frac{p^*}{p_s} = \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_s + 1} \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_s}{\tilde{\kappa}_s - 1}} \quad (2.39)$$

Mit den Gleichungen 2.38 und 2.39 können auch die kritischen Zustandsgrößen mit $\tilde{\kappa}_{Tp,s}$ und $\tilde{\kappa}_s$ näherungsweise direkt aus dem Ruhezustand s bestimmt werden.

Im Folgenden sollen die Abweichungen zwischen den Realgasgleichungen für die stationäre, isentrope Strömung (Index r) und den eingeführten Näherungsgleichungen (Index \tilde{r}) sowie darüber hinaus mit den Idealgasgleichungen mit dem Normisentropenexponent³⁰ von $\kappa_N = 1,1$ (Index id) quantifiziert werden. In Abb. 2.12 werden hierzu die Verhältnisse von lokalen Größen zu Ruhegrößen für Druck (p_x/p_s) und Temperatur (T_x/T_s), die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten w_x sowie die jeweiligen Abweichungen $|\Delta T|$, $|\Delta p|$ und $|\Delta w|$ über der

³⁰Der Normisentropenexponent ist der Isentropenexponent im Normzustand des Kältemittels R134a, d.h. bei $T_N = 298,15$ K und $p_N = 1$ kPa.

lokalen Mach-Zahl Ma_x einer isentropen Entspannung von einem beispielhaften Ruhezustand von $p_{s2} = 45$ bar und $\vartheta_{s2} = 135$ °C des Kältemittels R134a abgetragen.

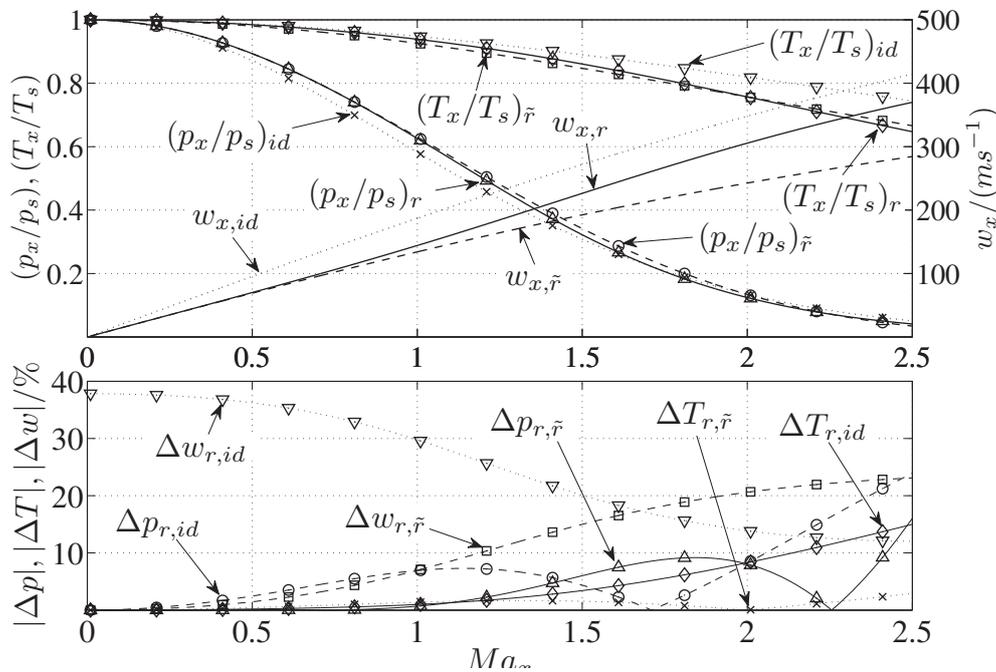


Abbildung 2.12: Verhältnis von lokalen Größen zu Ruhegrößen für Druck (p_x/p_s) und Temperatur (T_x/T_s) , lokale Strömungsgeschwindigkeiten w_x sowie Abweichungen ΔT , Δp und Δw_x über der lokalen Mach-Zahl Ma_x .

Die Abweichungen der Temperaturberechnung des Realgases zur Näherung des Realgases $\Delta T_{r,\tilde{r}} = (T_r - T_{\tilde{r}})/T_r$ belaufen sich für Mach-Zahlen Ma_x bis 2,5 für die isentrope Expansion auf -3% bis 2% , die unter Verwendung der Idealgleichungen mit Normisentropenexponenten $\Delta T_{r,id} = (T_r - T_{id})/T_r$ hingegen auf bis zu -15% .

Beim Druck liegen die Abweichungen $\Delta p_{r,\tilde{r}} = (p_r - p_{\tilde{r}})/p_r$ bei -9% bis 16% und die Abweichungen $\Delta p_{r,id} = (p_r - p_{id})/p_r$ bei -24% bis 7% . Die Abweichungen der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten $\Delta w_{r,\tilde{r}} = (w_r - w_{\tilde{r}})/w_r$ nehmen mit steigenden Mach-Zahlen Ma_x zu und steigen auf bis zu 23% bei einer Mach-Zahl Ma_x von 2,5.

Die Abweichungen der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten $\Delta w_{r,id} = (w_r - w_{id})/w_r$ hingegen sinken mit steigenden Mach-Zahlen Ma_x , betragen bei ge-

ringen Mach-Zahlen bis zu -38% und bei hohen Mach-Zahlen noch -12% .

Die Näherungsgleichungen für den Druck und die Temperatur zeigen also wie erwartet eine bessere Übereinstimmung mit den Realgasgleichungen als die Idealgasgleichungen mit dem Normisentropenexponent. Bis zum kritischen Strömungszustand bei $Ma_x = 1$ sind die Abweichungen von Temperatur und Druck der Näherungsgleichungen sogar weitestgehend vernachlässigbar. Die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten w_x weichen in beiden Fällen stark von der lokalen Strömungsgeschwindigkeit des Realgases $w_{x,r}$ ab, weshalb hier nicht mit der Näherung gerechnet werden sollte.

Die dargestellten Zusammenhänge gelten auch für andere Ruhezustände im untersuchten Druck- und Temperaturbereich der Dampfstrahlverdichtung.

Flächen-Mach-Zahl-Verhältnis

Der Zusammenhang zwischen dem Querschnittsverlauf ausgedrückt als Verhältnis des engsten Strömungsquerschnitts zum lokalen Querschnitt (A_{min}/A_x) und der lokalen Geschwindigkeit ausgedrückt durch die lokale Mach-Zahl Ma_x ergibt sich wie im Anhang B.4 abgeleitet zu:

$$\frac{A_{min}}{A_x} = \frac{\sqrt{K_x \cdot \kappa_x}}{\sqrt{K^* \cdot \kappa^*}} \cdot Ma_x \cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa^* \cdot K^*}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}}{1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2} \right)^{\frac{2 \cdot (1+K_T) + (\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1})}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1})}} \quad (2.40)$$

Die Näherungsgleichung mit dem Isentropenexponenten $\tilde{\kappa}$ lautet:

$$\frac{A_{min}}{A_x} = Ma_x \cdot \left[\frac{2}{\tilde{\kappa}_s + 1} \left(1 + \frac{\tilde{\kappa}_s - 1}{2} \cdot Ma_x^2 \right) \right]^{-\frac{\tilde{\kappa}_s + 1}{2 \cdot (\tilde{\kappa}_s - 1)}}$$

Abb. 2.13 zeigt die Mach-Zahl Ma_x über dem Flächenverhältnis (A_{min}/A_x) bei der isentropen Entspannung nach der Idealgas-, der Realgas- und der Näherungsgleichung mit entsprechenden Isentropenexponenten.

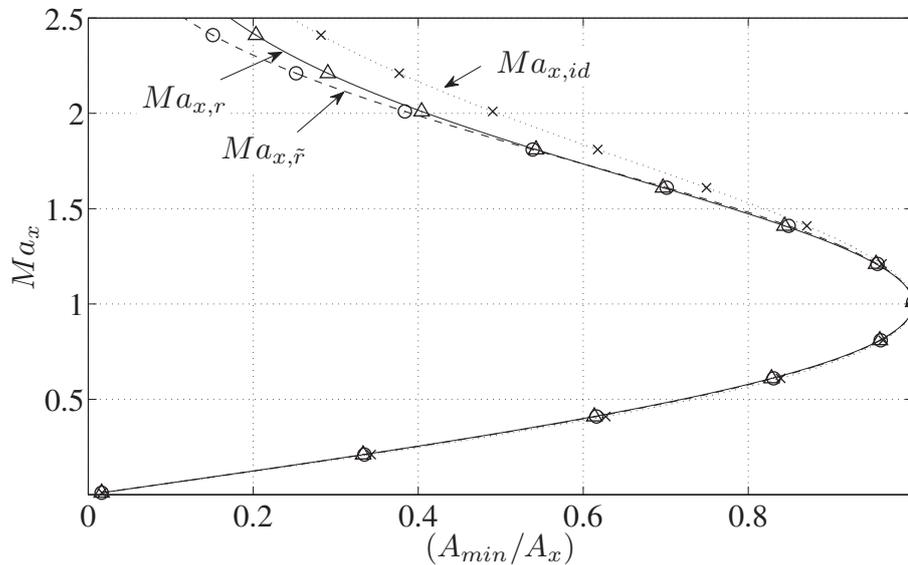


Abbildung 2.13: Lokale Mach-Zahl Ma_x über dem Flächenverhältnis (A_{min}/A_x).

Die Abweichungen der Flächenverhältnisse steigen im Überschall stetig an. Sie betragen bei $Ma_x = 2,5$ ungefähr 30 % für $\Delta(A_{min}/A_x)_{r,\tilde{r}}$ und ungefähr 43 % für $\Delta(A_{min}/A_x)_{r,id}$. Bis zum kritischen Strömungszustand sind die Abweichungen vom Realgas in beiden Berechnungen vernachlässigbar. Die Idealgasgleichung mit dem Normisentropenexponent weist ab dem kritischen Strömungszustand merkliche Abweichungen zur Realgasgleichung auf, wohingegen die Näherungsgleichung erst ab lokalen Mach-Zahlen von Ma_x über 2 signifikante Abweichungen zeigt. Nur wenn lokale Mach-Zahlen Ma_x über 2 auftreten, sollte demnach zur korrekten Berechnung des Zusammenhangs von Flächenverhältnis und lokaler Mach-Zahl die Realgasgleichung angewandt werden.

Massendurchsatz

Beim Erreichen des kritischen Strömungszustands eines Fluids an der engsten Stelle eines Kanals veränderlichen Querschnitts durch Absenken des Gegen-drucks begrenzt der engste Querschnitt A_{min} zusammen mit den thermischen

Ruhezustandsgrößen T_s und p_s den Massendurchsatz. Die Vergrößerung des Massendurchsatzes darüber hinaus durch weitere Absenkung des Gegendrucks hinter dem engsten Querschnitt ist nicht möglich. Der zugehörige maximale Massenstrom \dot{M}_s^* des Realgases ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung für den engsten Strömungsquerschnitt A_{min} zu:

$$\dot{M}_s^* = A_{min} \cdot a^* \cdot \rho^* \quad (2.41)$$

Die kritische Dichte ρ^* berechnet sich gemäß Anhang B.2 mittels:

$$\rho^* = \rho_s \cdot \left(1 + \frac{\kappa^* \cdot K^*}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \right)^{-\frac{(1+K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1-K_p)_m - 1}} \quad (2.42)$$

Unter Verwendung der Gl. 2.27, 2.32, 2.34 mit $Ma_x = 1$ und 2.42 ergibt sich durch Umformen aus Gl. 2.41:

$$\begin{aligned} \dot{M}_s^* &= A_{min} \cdot \frac{\sqrt{\kappa^* \cdot K^*}}{K_s} \cdot \frac{p_s}{\sqrt{Z_N \cdot R \cdot T_s}} \\ &\cdot \left(1 + \frac{\kappa^* \cdot K^*}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \right)^{-\frac{2 \cdot (1+K_T)_m + \kappa_m \cdot (1-K_p)_m - 1}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1-K_p)_m - 1)}} \end{aligned} \quad (2.43)$$

Die Berechnung der kritischen Größen durch die Näherungsgleichungen weichen wie in Abbildung 2.12 gezeigt bis zum kritischen Strömungszustand nicht merklich von der Realgasberechnung ab. Der Massendurchsatz des Realgases soll daher unter Verwendung der thermischen Zustandsgleichung realer Gase aus 2.27 wie folgt genähert werden:

$$\dot{M}_s^* = A_{min} \cdot \sqrt{\frac{\tilde{\kappa}_s}{K_s \cdot Z_N \cdot R \cdot T_s}} \cdot p_s \cdot \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_s + 1} \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_s + 1}{2 \cdot (\tilde{\kappa}_s - 1)}} \quad (2.44)$$

Bei der Berechnung des Massendurchsatzes werden also die Näherungsgleichungen des realen Gases für die isentrope Strömung verwendet und die Ruhezustandsgrößen werden mit der Realgaszustandsgleichung 2.27 berechnet.

Kapitel 3

Abgaswärmeübertragung

In folgendem Kapitel wird zunächst der Aufbau des Prüfstands zur Untersuchung der Abgaswärmeübertragung erklärt. Anschließend werden die Modellannahmen getroffen und diskutiert und die Berechnungsgleichungen der Modelle eingeführt. Zuletzt werden die Mess- und Rechenergebnisse für die antriebsseitige Wärmeübertragung des Dampfstrahlkälteprozesses einander gegenübergestellt und diskutiert.

3.1 Beschreibung des Prüfstands zur Untersuchung der Abgaswärmeübertragung

Abb. 3.1 zeigt das Schaltbild des Prüfstands zur Untersuchung der Abgaswärmeübertragung im über- und unterkritischen Druckbereich des Kältemittels R134a.

Der Prüfstand besteht aus einem rechtsläufigen Kältemittelkreislauf (genannt intern) mit Hoch- und Niederdruckteil, einem Heißgaspfad und einem Rückkühlkreis (externe Kreise). Der näherungsweise das Motorabgas ersetzende Luftvolumenstrom \dot{V}_{AB} wird mittels eines Gebläses zum elektrischen Heizer gefördert, wo er auf die zu regelnde Eintrittstemperatur des Abgaswärmeübertragers erhitzt wird. Zur Bestimmung einer mittleren Heißgastemperatur sind aufgrund möglicher Heißgasschichtungen an Ein- und Auslass des Übertragers jeweils in einer Ebene des Abgasrohrs von oben und unten zwei identische Temperatursensoren T_{AB11} und T_{AB12} bzw. T_{AB21} und T_{AB22} in den Heißgaspfad integriert. Zur Messung des Druckverlusts des Abgaswärmeübertragers

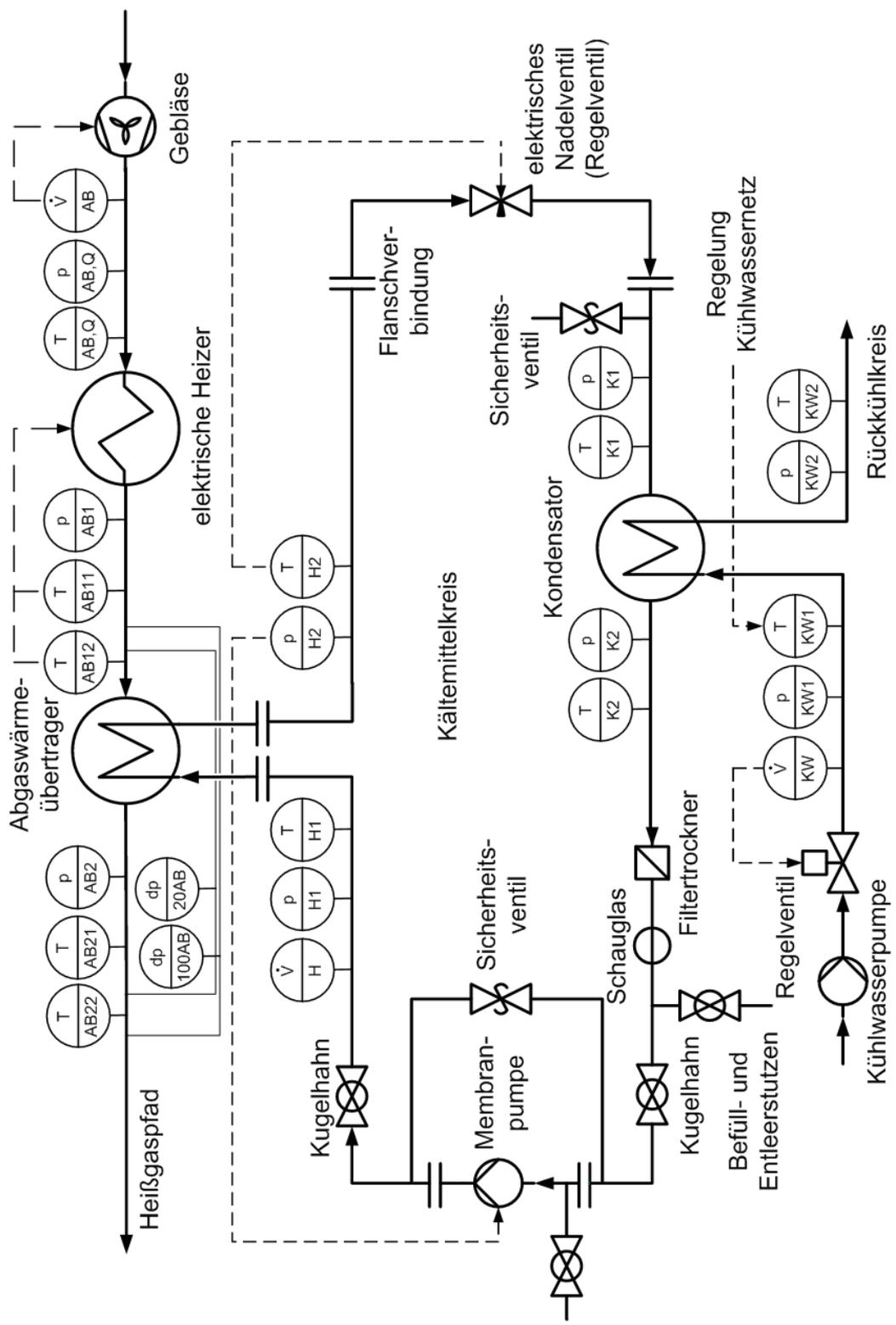


Abbildung 3.1: Schaltbild des Prüfstands zur Abgaswärmeübertragung.

sind zwei Differenzdrucksensoren $dp_{100,AB}$ und $dp_{20,AB}$ unterschiedlichen Messbereichs von 100 mbar bzw. 20 mbar vorgesehen.

Der aus dem Heißgas zugeführte Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 erhitzt bzw. verdampft in dem Rohrbündelabgaswärmeübertrager das größtenteils im Gegenstrom geführte flüssige Kältemittel, das durch eine Kolbenmembranpumpe aus einem Kondensator auf das erhöhte Druckniveau p_{H1} gefördert wird, so dass sich vor dem Nadelventil der Druck p_{H2} ergibt. Das Hochdruckniveau stellt sich bei fester Ventilstellung des elektrischen Nadelventils (Regelventil) entsprechend dem mittels der Kolbenmembranpumpe gesteuerten Volumenstrom \dot{V}_H ein. Die Kältemitteltemperatur T_{H2} bzw. die Kältemittelüberhitzung ΔT_2 aus Gl. 2.3 wird dadurch indirekt über das elektrische Nadelventil (Regelventil) geregelt. Der gasförmige Kältemittelstrom hohen Drucks und hoher Temperatur wird nach der Erwärmung über das elektrisch ansteuerbare Nadelventil (Regelventil) auf das Niederdruckniveau entspannt und in dem Kondensator (ausgeführt als Gegenstromplattenwärmeübertrager) verflüssigt, was den Kältemittelkreislauf schließt. Die Rückkühlleistung \dot{Q}_1 wird im Kondensator über einen Kühlkreislauf mit einem Wasser-Glykol-Gemisch abgeführt. Die Eintrittstemperatur des Rückkühlkreises T_{KW1} wird über die Regelung des Kühlwassernetzes (nicht dargestellt) und der Volumenstrom des Kühlwassers \dot{V}_{KW} über ein Regelventil eingestellt.

Alle nicht für die Regelung, sondern für die Bilanzierung und Untersuchung der Wärmeübertragung notwendigen Temperaturen, Drücke und Volumenströme werden zusätzlich durch entsprechende Messgeräte aufgenommen. Detaillierte Informationen zur eingesetzten Messtechnik finden sich im Anhang D.

Zur Gewährleistung der Anlagensicherheit und dem Schutz der Kolbenmembranpumpe vor zu hohen saugseitigen Drücken sind zwischen Hoch- und Niederdruckteil der Anlage bzw. Saug- und Druckseite der Pumpe sowie im Niederdruckteil der Anlage Sicherheitsventile installiert, die ein Überströmen vom Anlagenhochdruckteil in den Niederdruckteil bzw. ein Abströmen in die Umgebung erlauben.

Nach dem Kondensator sind ein Wasser und Säuren absorbierender, poröser Filtertrockner und ein Schauglas mit integriertem Feuchtigkeitsindikator zur Kontrolle der Funktionsfähigkeit von Trockner und Filter eingebaut. Fluorierte und chlorierte Kohlenwasserstoffe besitzen nur eine geringe Löslichkeit für Was-

ser, die darüber hinaus merklich vom Aggregatzustand und der Temperatur des Kältemittels abhängt. Das Lösungsvermögen in der Kältemittelflüssigkeit ist i.d.R. wesentlich größer als in der Gasphase¹. Wasser gelangt durch Restfeuchtigkeit der evakuierten Anlage oder beim Öffnen von Anlagenteilen zu Wartungsarbeiten in den Kältemittelkreislauf. In die Anlage eingedrungenes Wasser kann aufgrund der hohen Löslichkeitsunterschiede zu Betriebsschwierigkeiten führen. Es kann zu einer Ansammlung von Wasser im Verdampfer und zu einer Verstopfung von Rohrleitungen und Bauteilen durch das Gefrieren des gesammelten Wassers oder je nach Kältemittel sogar zu chemischen Reaktionen kommen, die Säurebildung und damit Korrosion zur Folge haben, was durch den Filtertrockner vermieden wird.

Zur Evakuierung der Anlage sowie deren Befüllung und Entleerung mit Kältemittel sind Befüll- und Entleerstutzen vorgesehen. Die Membranpumpe ist über Flansche und Kugelhähne derart in die Anlage eingebunden, dass sie austauschbar sowie separat evakuier-, befüll- und entleerbar ist. Dies ist notwendig, weil bei der Evakuierung vor dem Befüllen mit Kältemittel zur Trocknung der Anlage der Dampfdruck des Wassers bei vorherrschender Umgebungs- bzw. Anlagentemperatur unterschritten werden muss. Für Umgebungs- bzw. Anlagentemperaturen um 20 °C ist eine Evakuierung der Anlage bis zu Drücken unter 20 mbar notwendig, die jedoch zu einer Beschädigung der Pumpenmembran führen können. Der Anlagenteil der Membranpumpe wird daher separat lediglich bis auf 200 mbar evakuiert und eine dort verbleibende Restfeuchtigkeit in Kauf genommen.

Der interne Kältemittelkreislauf ist aufgrund der hohen Prozessdrücke und Prozesstemperaturen sowie aus Dichtigkeitsgründen aus Edelstahl mit Schweiß- und Flanschverbindungen gefertigt. Lediglich Standardkomponenten der Kältetechnik wie der Filtertrockner und das Schauglas sind wegen ihrer Anschlüsse aus Kupfer über Schneidverbindungen gegen die Edelstahlteile gedichtet. Sämtliche Verbindungsstellen sind über Kupfer bzw. Polytetrafluorethylen² gedichtet.

Aus den Experimenten ergaben sich zwei Kritikpunkte am Prüfstandsaufl-

¹Das Kältemittel R134a besitzt in der Flüssigkeit eine Löslichkeit für Wasser von ungefähr 1300 mg/kg bei 25 °C und 420 mg/kg bei -10 °C sowie in der Gasphase eine Löslichkeit von 700 mg/kg bei 25 °C und 170 mg/kg bei -10 °C.

²Abkürzung: PTFE bzw. Teflon.

bau. Zum einen wurde basierend auf Überschlagsrechnungen das Anlagenvolumen vor der Kolbenmembranpumpe als ausreichend zur Speicherung von Kältemittel für vorgesehene Lastwechsel eingestuft, weswegen kein Vorlagebehälter in die Anlage eingebaut ist. Um eine Ansammlung des Kältemittels im Kondensator und eine damit einhergehende Verringerung der zur Übertragung von Wärme zur Verfügung stehenden Fläche zu vermeiden, sollte jedoch ein ausreichend dimensionierter Vorlagebehälter installiert werden. Zum anderen muss zum Erreichen stationärer Prozessbedingungen die Eintrittstemperatur des Kühlwasserkreises T_{KW1} möglichst konstant gehalten werden, weil sie das Kondensationsdruckniveau (p_{K1} bzw. p_{K2}) bestimmt und dadurch auch das Hochdruckniveau (p_{H1} bzw. p_{H2}) beeinflusst. Aufgrund des stark temperaturabhängigen Drucks des Kältemittels R134a im Temperaturbereich des Kondensators erschweren schwankende Eintrittstemperatur T_{KW1} des Kühlwassernetzes das Einhalten stationärer Messbedingungen merklich.

3.2 Abgaswärmeübertragerprototyp

Abb. 3.2 zeigt den zur Übertragung der Abgaswärme auf das überkritisch erhitzte bzw. unterkritisch verdampfte Kältemittel konzipierten Wärmeübertragerprototyp³ in der geschnittenen Perspektivdarstellung.

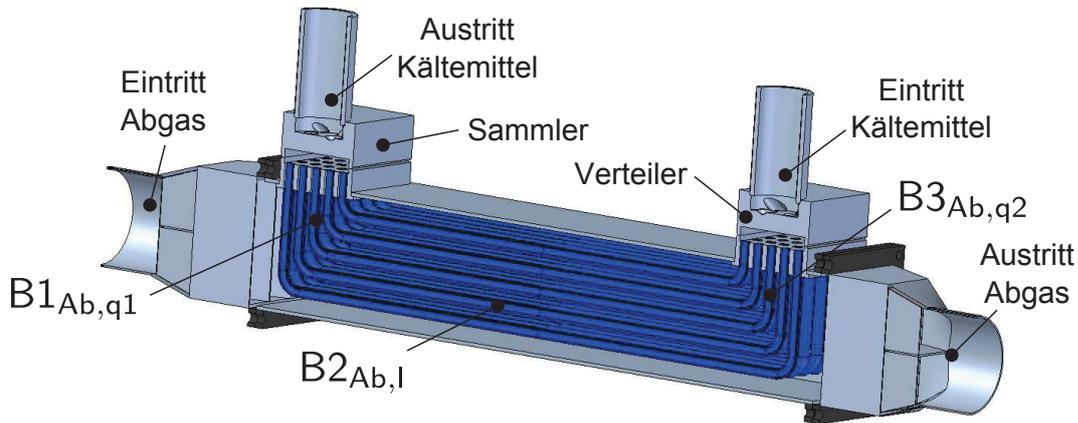


Abbildung 3.2: Abgaswärmeübertragerprototyp in der geschnittenen Perspektivdarstellung.

Das Abgas durchströmt das Wärmeübertragergehäuse mit dem Rohrbündel von links nach rechts, während das Kältemittel größtenteils im Gegenstrom zum Abgas von rechts nach links in den Rohren des Bündels geführt wird. Am abgasseitigen Ein- und Auslauf des Übertragers sind Leitbleche zur Strömungsvergleichmäßigung vorgesehen. Der durch die Pumpe geförderte Kältemittelzustrom wird mittels eines Verteilers auf fünf Rohrreihen mit je neun Rohren aufgebracht und durchströmt in der Folge die vom Abgas quer angeströmten Kältemittelinlaufrohre $B3_{Ab,q2}$, die längs umströmten Rohre $B2_{Ab,l}$ sowie die wiederum quer angeströmten Kältemittelauslaufrohre $B1_{Ab,q1}$. Die Auslaufrohre führen das Kältemittel zu einem Sammler bevor es aus dem Übertrager abströmt.

³Der Übertrager wurde von der Firma Benteler Automobiltechnik in Zusammenarbeit mit der TU Berlin entwickelt und gebaut.

Tabelle 3.1 listet die wesentlichen geometrischen Größen des Abgaswärmeübertragerprototyps auf.

Tabelle 3.1: Geometrie des Abgaswärmeübertragerprototyps.

Abgaswärmeübertragerprototyp		
Rohranzahl	n [–]	45
Rohrinnendurchmesser	d_{Km} [mm]	4
Rohraußendurchmesser	d_{Ab} [mm]	6
mittlere Rohrlänge Queranströmung ⁴	$L_{R,q}$ [mm]	32,5
mittlere Rohrlänge Längsanströmung ⁵	$L_{R,l}$ [mm]	306
Rohrabstand in Strömungsrichtung	L_1 [mm]	9
Rohrabstand quer zur Strömungsrichtung	L_2 [mm]	11,5
Höhe Abgaskanal	H_{Ab} [mm]	67
Breite Abgaskanal	B_{Ab} [mm]	114
kältemittelseitige Übertragerfläche	A_{Km} [m ²]	0,21

Der Übertragerprototyp ist aus Edelstahl (1.4301 nach DIN EN 10088-2) mit einer Dichte ρ von 7900 kg/m³, einer spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p von 0,5 kJ/kg und einer Wärmeleitfähigkeit λ von 15 W/mK gefertigt, wiegt ungefähr 7 kg und besitzt ohne Ein- und Ausläufe von Abgas und Kältemittel ein Volumen von ungefähr 3,2 dm³ ($H_{AW\ddot{U},a} = 0,073$ m, $B_{AW\ddot{U},a} = 0,12$ m, $L_{AW\ddot{U},a} = 0,364$ m).

3.3 Modelle der Abgaswärmeübertragung

Aufgrund der vom Kältemitteldruck p_{Km} abhängigen, verschiedenen kältemittelseitigen Strömungsformen (vgl. Abschnitt 2.3) wird ein Modell für die überkritische sowie ein Modell für die unterkritische Wärmeübertragung gebildet.

⁴Die mittlere Rohrlänge der Queranströmung $L_{R,q}$ ist die Länge des mittleren Rohrs aus den Bündeln $B_{1Ab,q1}$ und $B_{1Ab,q2}$ aus Abb. 3.2.

⁵Die mittlere Rohrlänge der Längsanströmung $L_{R,l}$ ist die Länge des mittleren Rohrs aus dem Bündel $B_{1Ab,l}$ aus Abb. 3.2.

In folgendem Abschnitt werden die Modellbildung und die getroffenen Annahmen beschrieben und die Berechnungsgleichungen der Modelle eingeführt.

3.3.1 Modellbildung und Annahmen

Die Temperaturen T der über- und unterkritischen Wärmeübertragung sind in Abb. 3.3 schematisch über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} dargestellt (schematisch gleich groß dargestellte Bereiche bedeuten nicht gleich große übertragene Wärmeströme in den jeweiligen Bereichen).

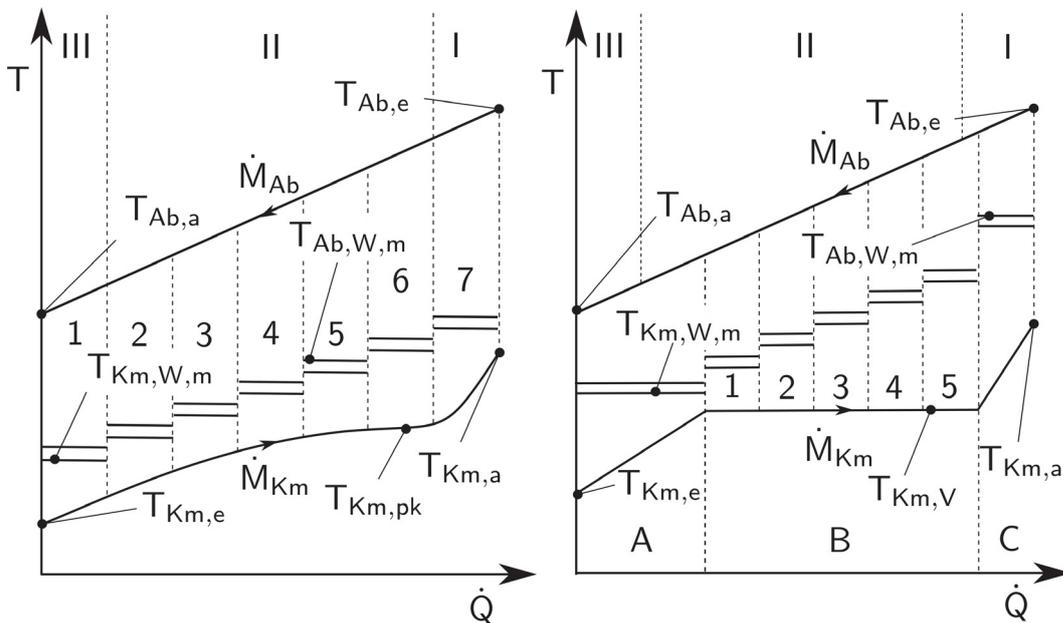


Abbildung 3.3: Temperaturen T der überkritischen (links) und unterkritischen Wärmeübertragung (rechts) über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} .

Entsprechend der Stromführung werden abgasseitig die drei in Abb. 3.2 dargestellten Bereiche, d.h. der Bereich I bzw. das erste quer vom Abgas angeströmte Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$, der Bereich II bzw. das längs angeströmte Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ und Bereich III bzw. das dritte quer angeströmte Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III), unterschieden.

Bei der überkritischen Wärmeübertragung (links) kühlt sich der Abgasmassestrom \dot{M}_{Ab} ab, während sich der dazu in der schematischen Darstellung in Abb. 3.3 im Gegenstrom geführte Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} erhitzt.

Auf der Kältemittelseite bildet sich im überkritischen Druckbereich aufgrund

des in Abb. 2.7 dargestellten starken Anstiegs der spezifischen isobaren Wärmekapazität um die pseudokritische Temperatur $T_{K_m, pk}$ ein Bereich aus, in dem nur ein geringer Temperaturanstieg bei der isobaren Wärmezufuhr aus dem Abgas erfolgt. Der plateauähnliche Bereich ist umso ausgeprägter, je näher der Betriebsdruck dem kritischen Druck ist, weil dort die spezifische isobare Wärmekapazität bei der pseudokritischen Temperatur $T_{K_m, pk}$ am größten ist. Um die Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangs aufgrund der sich ändernden Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung abbilden zu können, wird der Wärmeübertrager kältemittelseitig wie in Abb. 3.3 gezeigt im überkritischen Druckbereich in sieben Bereiche aufgeteilt. Bei Simulationsrechnungen mit der doppelten Bereichszahl ergeben sich für die untersuchten thermodynamischen Bedingungen Änderungen des berechneten übertragenen Wärmestroms von bis zu höchstens 1 %, weshalb sieben Bereiche für die vorliegenden Untersuchungen ausreichend sind.

Für die Bestimmung lokaler Fluideigenschaften werden abgas- und kältemittelseitige Wandtemperaturen $T_{Ab, W, m}$ und $T_{K_m, W, m}$ jeweils als abschnittsweise konstant berechnet. Die Bereiche 1 und 7 sowie die Bereiche 2 bis 6 haben im überkritischen Druckbereich (links) jeweils die gleiche Wärmeübertragerfläche.

Bei der unterkritischen Wärmeübertragung (rechts) tritt das Kältemittel im Bezug auf seine Verdampfungstemperatur $T_{K_m, V}$ unterkühlt in den Wärmeübertrager ein. Die hohen Temperaturdifferenzen zwischen Abgas und Kältemittel resultieren in entsprechenden Wandüberhitzungen, die zur Bildung von rekondensierenden Blasen in Wandnähe und damit zu dem in Abschnitt 2.3.2 erläuterten, unterkühlten Strömungssieden in Bereich A führen. Wenn die mittlere Kältemitteltemperatur die Verdampfungstemperatur $T_{K_m, V}$ erreicht, bleibt der Kältemitteldampf bestehen und die Strömung wird in Bereich B als zweiphasig gerechnet. Der dem Kältemittel aus dem Abgas zugeführte Wärmestrom \dot{Q} verdampft das Kältemittel bei konstanter Temperatur dominiert durch die Konvektion oder das Blasensieden (Bereiche 1 bis 4) und schließlich in der Sprühströmung (Bereich 5), bevor es im letzten Bereich C überhitzt wird. Im Gegensatz zum überkritischen Druckbereich muss der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient im unterkritischen Druckbereich aus der jeweiligen Wandüberhitzung und damit aus den als abschnittsweise konstant angenommenen abgas- und kältemittelseitigen Wandtemperaturen $T_{Ab, W, m}$ und

T_{K_m, W_m} berechnet werden.

Anders als im überkritischen Druckbereich werden im unterkritischen Druckbereich die Wärmeübertragerflächen der einzelnen kältemittelseitigen Bereiche nicht von vornherein festgelegt, sondern entsprechend dem sich ändernden Wärmeübergangsmechanismus berechnet. Die Bereiche sind also gemäß den Randbedingungen der Wärmeübertragung unterschiedlich groß. In jedem der Bereiche 1 bis 5 wird die gleiche Menge flüssigen Kältemittels (20%) verdampft. Kandlikar (1990) sowie Baehr und Stephan (2004) nennen fünf Bereiche zur Abbildung der verschiedenen Wärmeübergangsmechanismen bei der Verdampfung als i.d.R. ausreichend.

Die in Abb. 3.3 für die unterkritischen Drücke gewählte kältemittelseitige Bereichszahl ist in vorliegender Arbeit ausreichend, da die Bereichszahl die Rechenergebnisse der Simulation bei vorliegenden thermodynamischen Randbedingungen nur geringfügig beeinflusst. Der Einfluss ist gering, weil der berechnete kältemittel- den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten um mehrere Größenordnungen übersteigt, wie in Abschnitt 3.4.5 noch gezeigt wird. Wie die Bereiche A bis C (definiert durch das Kältemittel) auf der Abgasseite umströmt werden, hängt von der jeweils kältemittelseitig benötigten Wärmeübertragerfläche der entsprechenden Wärmeübergangsmechanismen ab.

Zur mathematischen Modellbeschreibung der Wärmeübertragung werden zusammengefasst folgende Annahmen getroffen und anschließend begründet:

1. Der Kältemittelstrom wird gleichförmig auf die Rohre verteilt und nach dem Übertrager im Sammler vollständig durchmischt.
2. Der kältemittelseitige Wärmeübergang ist in der einphasigen Strömung unabhängig von der Strömungsführung des Kältemittels.
3. Die Randeinflüsse auf den Abgasstrom werden vernachlässigt.

Aus den Annahmen 1 und 3 ergibt sich, dass ein Rohrbündel durch ein mittleres, repräsentatives Rohr mit den in Abb. 3.3 unterschiedenen Bereichen ausreichend genau abgebildet werden kann. Des Weiteren wird davon ausgegangen:

4. Die Systemgrenzen der unterschiedenen Bereiche des repräsentativen Kältemittelrohrs werden als adiabat betrachtet.

5. Die das Abgas simulierende, heiße Luft kann in guter Näherung wie ein ideales Gas behandelt werden.
6. Druckverluste sind vernachlässigbar. Es wird abgas- und kältemittelseitig von einer isobaren, reibungsfreien Strömung ausgegangen.
7. Die Änderung des Wärmeübergangs aufgrund quer zur Strömungsrichtung merklich variierender Fluideigenschaften lassen sich abgasseitig und im unterkritischen Druckbereich kältemittelseitig mit dem Korrekturfaktor K_T aus Gl. 2.15 und im überkritischen Druckbereich kältemittelseitig mit dem Korrekturfaktor $K_{T,über}$ aus Gl. 2.16 korrigieren.
8. Beim unterkühlten Strömungssieden des Kältemittels (Bereich A) stellt sich augenblicklich ein Regime des voll ausgebildeten, vom Blasensieden dominierten, unterkühlten Strömungssieden ein, das sich der einphasigen Strömung überlagert.
9. Das zweiphasige Kältemittel (Bereich B) kann in grober Näherung als homogen durchmischt beim gesättigten Strömungssieden in Analogie zur einphasigen Strömung behandelt werden.

Die Gleichverteilung des Kältemittels und die vollständige Durchmischung sollten aufgrund des baulich vorgesehenen Verteilers und Sammlers näherungsweise gegeben sein.

Die Strömungsgeschwindigkeiten in den Rohren sind ausreichend hoch, so dass in der einphasigen Strömung die Schwerkraft oder die Rohrumlenkungen die Strömung des Kältemittels nicht beeinflussen, d.h. in der einphasigen Strömung kann in guter Näherung von einer Rohrströmung ausgegangen werden. In der zweiphasigen Strömung wird ein Einfluss der vertikalen bzw. horizontalen Rohrführung auf die Strömungsform durch die Froude-Zahl in der Berechnung des Wärmeübergangs in den Gl. 2.23 und 2.24 berücksichtigt. Der Einfluss ist für die Messungen der vorliegenden Arbeit jedoch gering.

Die Vernachlässigung der abgasseitigen Randeinflüsse und die damit einhergehende Annahme einer quasi-unendlichen Stabanordnung mit gleichförmiger Strömungsverteilung (vgl. hierzu Presser (1971)) ist unzutreffend, da bei dem längs umströmten Bereich $B2_{Ab,l}$ (II) beispielsweise über die Hälfte der Rohre

an das Wärmeübertragergehäuse grenzt. Auch die Annahme einer vernachlässigbaren Beeinträchtigung der Abgasströmung durch vorgelagerte Rohrbündel trifft nicht zu, da von Verwirbelungen ausgegangen werden muss. Die mittlere Rohrlänge, insbesondere der quer angeströmten Rohrbereiche $L_{R,q}$, ändert sich außerdem aufgrund der Führung der Kältemittelrohre deutlich. Die Beschränkung der Modellbildung auf ein mittleres, repräsentatives Rohr des Bündels mit den in Abb. 3.3 unterschiedenen Bereichen bedeutet jedoch eine deutliche Modellvereinfachung. Insbesondere die isolierte Betrachtung der drei Bereiche auf der Abgasseite, d.h. der quer angeströmte Ein- und Auslauf sowie der längs umströmte, zentrale Rohrbereich, muss aus den genannten Gründen in einer den Messungen mit dem Kältemittel R134a vorausgehenden Referenzmessung überprüft werden (s. hierzu Abschnitt 3.4.1).

Durch die Annahme adiabater Systemgrenzen wird die axiale Wärmeleitung in den Fluiden und in der Wand vernachlässigt. Die Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung in den Fluiden trifft aufgrund ausreichend großer Péclet-Zahlen Pe^6 ($Pe_{Ab} > 2000$, $Pe_{Km} > 2000$), die Vernachlässigung der Wärmeleitung in der Wand aufgrund ausreichend großer abgas- und kältemittelseitiger Biot-Zahlen Bi^7 ($Bi_{Ab} > 100$, $Bi_{Km} > 700$) in grober Näherung zu.

Der abgasseitige Druckverlust über den gesamten Wärmeübertrager Δp_{Ab} ist im Fall maximalen Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} von 600 kg/h geringer als 70 mbar (vgl. Abb. 3.17). Bezogen auf den Absolutdruck p_{Ab} von ungefähr 1,2 bar bis 1,43 bar entspricht diese Druckänderung einer relativen Änderung von bis zu 6 % und ist damit vernachlässigbar. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit des Abgases w_{Ab} beträgt ungefähr 40 m/s bei einer mittleren Dichte ρ_{Ab} von 0,6 kg/m³. Die Änderung der kinetischen Energie des Abgases ergibt sich bei konstantem Abgasquerschnitt zu $\Delta E_{kin} = \rho_{Ab} \cdot w_{Ab}^2 = 960 \text{ N/m}^2 = 9,6 \cdot 10^{-3} \text{ bar}$. Bezogen auf den Absolutdruck kann auch diese Druckänderung bei vollständiger Beschleunigung oder Verzögerung des Abgases vernachlässigt werden. Abgasseitig ist die Annahme der isobaren, rei-

⁶Die Péclet-Zahl beschreibt das Verhältnis aus der Advektion eines Flusses zur Diffusion im Fluss.

⁷Die Biot-Zahl beschreibt beim Transport von Wärme durch einen Körper das Verhältnis des Wärmeleitwiderstands des Körpers zum konvektiven Wärmeübergang an das den Körper umgebende Medium.

bungsfreien Strömung somit in guter Näherung gerechtfertigt.

Die Druckverluste auf der Kältemittelseite $\Delta p_{K_m,H}$ sind geringer als 500 mbar (vgl. Abb. E.11) und somit bei einem kältemittelseitigen Absolutdruck p_{K_m} von 25 bar bis 50 bar vernachlässigbar. Die maximale Kältemittelgeschwindigkeit w_{K_m} beträgt 0,15 m/s (flüssig) bzw. 1,8 m/s (gasförmig) bei einer mittleren Dichte ρ_{Ab} von 1200 kg/m³ (flüssig) bzw. 100 kg/m³ (gasförmig), weswegen auch die Druckänderung aufgrund einer Änderung der kinetischen Energie gegenüber dem Absolutdruck vernachlässigt werden kann. Auch kältemittelseitig ist die Annahme der isobaren, reibungsfreien Strömung somit gerechtfertigt.

Ob eine Korrektur des Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund variierender Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung in den Modellen nötig ist, weil sich quantitativ zwischen Mess- und Rechnungsergebnissen deutliche Unterschiede ergeben, soll durch den Vergleich von Mess- und Rechenergebnissen in Abschnitt 3.4.5 erarbeitet werden.

Die Annahme eines augenblicklich voll ausgebildeten Strömungssiedens stellt eine starke Vereinfachung dar. Die in Abschnitt 2.3.2 beschriebene Entstehung von Dampfblasen ist eng mit dem Strömungs- und Temperaturprofil verknüpft. Die Profile sind am Kältemittelrohreintritt noch nicht vollständig ausgebildet. Die Entwicklung der Profile kann den Beginn der Blasenbildung und die damit verbundene Steigerung des Wärmeübergangs daher verzögern (vgl. Clausse und Lahey Jr., 1990). Darüber hinaus hängt der Beginn der Dampfblasenbildung von der Unterkühlung des Kältemittels ab. Eine allgemeingültige Korrelation zur Berechnung des Beginns der Dampfblasenbildung existiert laut Sun et al. (2003) nicht. Die Eignung der am meisten verwendeten, empirischen Korrelation für die Verzögerung des Einsetzens des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens in beheizten Rohren von Saha und Zuber (1974) ist nach Überschlagsrechnungen für das unterkühlte Sieden des Kältemittels R134a in den Experimenten der vorliegenden Arbeit zu bezweifeln (s. Rechnung in Abschnitt E.1.1). Daher wird ein augenblicklich voll ausgebildetes Strömungssieden angenommen.

Auch die Annahme zweier vollständig durchmischter Phasen beim gesättigten Strömungssieden stellt eine starke Vereinfachung, aber einen gängigen, einfachen Modellierungsansatz dar (vgl. Kandlikar et al., 1999).

3.3.2 Bilanzierung der Kontrollvolumina

Abb. 3.4 zeigt schematisch das zur Beschreibung des Wärmedurchgangs dienende Kontrollvolumen des quer vom Abgas angeströmten, repräsentativen Rohrs im Längsschnitt zur Strömungsrichtung (links) und im Bündel in der Aufsicht (rechts).

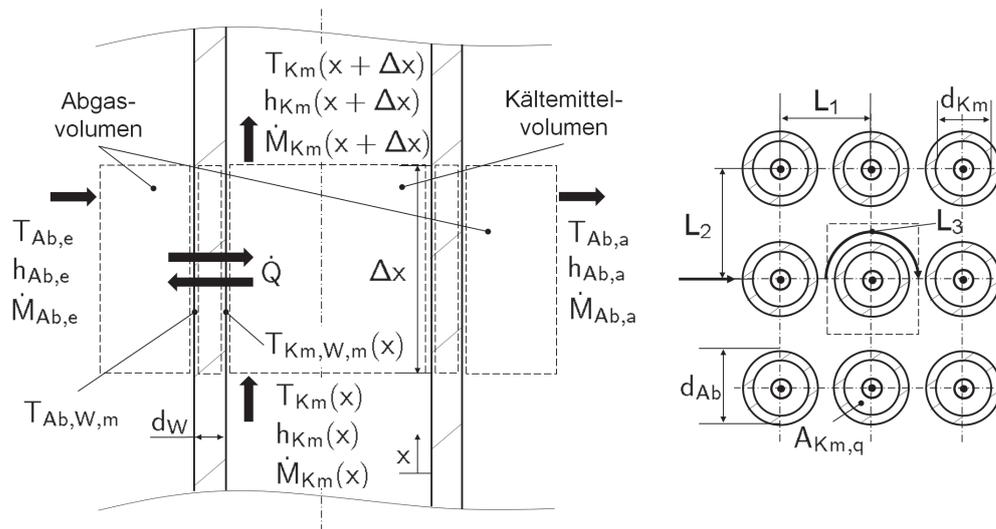


Abbildung 3.4: Kontrollvolumen des quer angeströmten, repräsentativen Rohrs im Längsschnitt zur Strömungsrichtung (links) und im Bündel in der Aufsicht (rechts).

Bei dem quer vom Abgas angeströmten Rohrstrahl werden Abgas und Kältemittel im Kreuzstrom zueinander geführt. Zur Beschreibung des lokalen kältemittelseitigen Wärmeübergangs wird die Rohrströmung wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert in Strömungsrichtung x in Bereiche aufgeteilt und dadurch wie in Abb. 3.4 dargestellt mit der endlichen Schrittweite Δx diskretisiert. Der Abgasmassenstrom $\dot{M}_{Ab,e}$ der Temperatur $T_{Ab,e}$ und der spezifischen Enthalpie $h_{Ab,e}$ kühlt sich beim Überströmen des kühleren Kältemittelrohrs bis auf die Temperatur $T_{Ab,a}$ ab. Die Enthalpie $h_{K_m}(x)$ und gegebenenfalls die Temperatur $T_{K_m}(x)$ des die Wärme des Abgases aufnehmenden Kältemittelmassenstroms $\dot{M}_{K_m}(x)$ erhöht sich.

Die Korrekturfaktoren für die sich quer zur Strömungsrichtung ändernden Fluideigenschaften werden bei der Berechnung des zwischen Abgas und Kältemittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} mittels der abgas- und kältemittelsei-

tigen Wandtemperaturen $T_{Ab,W,m}$ und $T_{Km,W,m}(x)$ ermittelt. Außerdem werden für die Berechnung die in Abbildung 3.4 eingezeichneten geometrischen Größen, d.h. der Rohrabstand in Strömungsrichtung des Abgases, L_1 , und quer zur Strömungsrichtung L_2 sowie die Überströmlänge L_3 , benötigt. Die Querschnittsfläche des Abgases vor dem ersten quer angeströmten Rohrbündel $A_{Ab,q1}$ berechnet sich mit der Höhe H_{Ab} und der Breite B_{Ab} des Wärmeübertragers. Zur Berechnung der Abgasquerschnittsfläche vor dem zweiten quer angeströmten Rohrbündel $A_{Ab,q}$ muss von jener die Gesamtfläche des davor befindlichen, längs angeströmten Rohrbündels abgezogen werden, d.h. $A_{Ab,q2} = (H_{Ab} \cdot B_{Ab} - \pi/4 \cdot d_{Ab}^2 \cdot n)$. Die Querschnittsfläche für die Strömung des Kältemittels errechnet sich aus $A_{Km,q} = (\pi/4 \cdot d_{Km}^2 \cdot n)$.

Abb. 3.5 zeigt schematisch das Kontrollvolumen für das längs vom Abgas umströmte, repräsentative Rohr im Längsschnitt (links) und im Querschnitt (rechts) zur Strömungsrichtung.

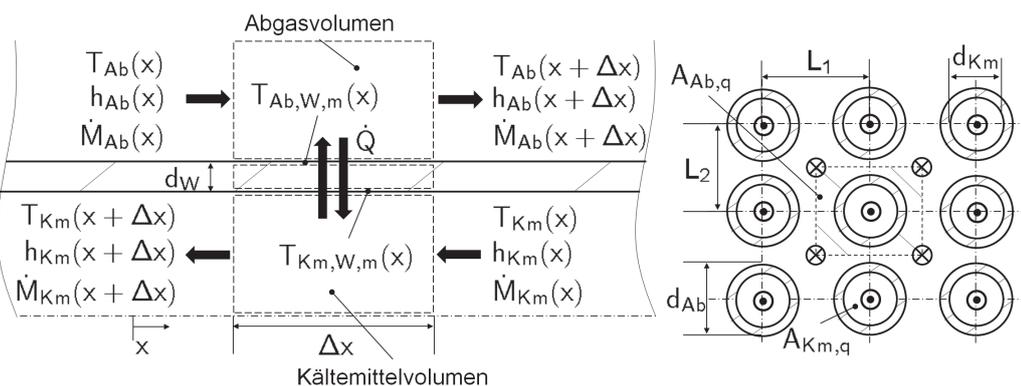


Abbildung 3.5: Kontrollvolumen des längs vom Abgas umströmten, repräsentativen Rohrs im Längsschnitt (links) und im Querschnitt (rechts) zur Strömungsrichtung.

Bei dem längs vom Abgas umströmten Rohrbündel werden Abgas und Kältemittel im Gegenstrom zueinander geführt. Der Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} kühlt sich bei der Übertragung des Wärmestroms \dot{Q} auf den Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} ab. Die Strömung wird sowohl abgas- als auch kältemittelseitig unter Verwendung lokaler Wärmeübergangskoeffizienten in die in Abschnitt 3.3.1 diskutierten Bereiche aufgeteilt und wie in Abb. 3.5 dargestellt entspre-

chend mit der endlichen Schrittweite Δx diskretisiert. Die Querschnittsfläche des Abgases um das längs umströmte, repräsentative Rohr $A_{Ab,l}$ wird durch die Rohrabstände des Bündels bestimmt, d.h. $A_{Ab,l} = (L_1 \cdot L_2 - \pi/4 \cdot d_{Ab}^2)$.

Zur Bilanzierung werden Berechnungsgleichungen für die einphasige Strömung sowie das Strömungssieden von unterkühltem und gesättigtem Kältemittel benötigt, die im Folgenden eingeführt werden.

einphasige Strömung

Unter der Annahme einer konstanten mittleren Fluidichte ρ_m in jedem zu bilanzierenden Kontrollvolumen folgt aus der Massenerhaltungsgleichung der einzelnen Kontrollvolumina für die einphasige Strömung im stationären Fall:

$$\begin{aligned} \dot{M}_i(x) - \dot{M}_i(x + \Delta x) &= 0 & \text{bzw.} & & \dot{M}_{i,e} - \dot{M}_{i,a} &= 0 \\ \dot{M}_i &= \rho_{i,m} \cdot w_{i,m} \cdot A_{i,q} & \text{oder} & & w_{i,m} &= \dot{M}_i / (\rho_{i,m} \cdot A_{i,q}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die mittlere Fluidgeschwindigkeit $w_{i,m}$ der jeweiligen Strömung, d.h. Abgas- oder Kältemittelströmung, lässt sich also aus dem Massenstrom \dot{M}_i , der mittleren Dichte $\rho_{i,m}$ und dem Strömungsquerschnitt $A_{i,q}$ bestimmen.

In den in Abb. 3.4 und 3.5 dargestellten Kontrollvolumina wird keine technische Arbeit zu- oder abgeführt. Außerdem sind keine Quellterme vorhanden. Die Änderung der kinetischen und potentiellen Energie wird vernachlässigt, womit sich aus der Energiebilanz des jeweiligen Kontrollvolumens im stationären Fall ergibt:

$$\begin{aligned} \dot{Q} + \dot{H}_i(x) - \dot{H}_i(x + \Delta x) &= 0 & \text{bzw.} & & \dot{Q} + \dot{H}_{i,e} - \dot{H}_{i,a} &= 0 \\ \dot{Q} + \dot{M}_i \cdot h(x)_i - \dot{M}_i \cdot h_i(x + \Delta x) &= 0 & \text{bzw.} & & \dot{Q} + \dot{M}_i \cdot h_{i,e} - \dot{M}_i \cdot h_{i,a} &= 0 \end{aligned}$$

Unter der Annahme einer isobaren Strömung und einer konstanten mittleren spezifischen isobaren Wärmekapazität $c_{p,i,m}$ folgt daraus:

$$\dot{Q} = \dot{M}_i \cdot c_{p,i,m} \cdot (T_i(x) - T_i(x + \Delta x)) \quad \text{bzw.} \quad \dot{Q} = \dot{M}_i \cdot c_{p,i,m} \cdot (T_{i,e} - T_{i,a}) \quad (3.2)$$

Da sich das Kältemittel im untersuchten Bereich nicht wie ein ideales Gas bzw. eine ideale Flüssigkeit verhält, muss für das Kältemittel eine mittlere spezifische isobare Wärmekapazität $c_{p,Km,m}$ eingeführt werden:

$$\begin{aligned}
c_{p,Km,m} &= \frac{1}{(T_{Km}(x + \Delta x) - T_{Km}(x))} \int_{T_{Km}(x)}^{T_{Km}(x+\Delta x)} c_p \cdot dT \\
&= \frac{(h_{Km}(x + \Delta x) - h_{Km}(x))}{(T_{Km}(x + \Delta x) - T_{Km}(x))} \quad (3.3)
\end{aligned}$$

Die obige Wärmebilanzgleichung 3.2 wird durchgängig für die einphasige Strömung des Abgases und des Kältemittels angesetzt, um die Ausgangstemperaturen $T_{Ab}(x+\Delta x)$ bzw. $T_{Ab,a}$ und $T_{Km}(x+\Delta x)$ der jeweiligen Rohrbereiche zu berechnen.

Unter der Annahme konstanter Massenströme \dot{M}_i , konstanter mittlerer spezifischer isobarer Wärmekapazitäten $c_{p,i,m}$ sowie konstanter Wärmeübergangskoeffizienten α_i berechnet sich der übertragene Wärmestrom \dot{Q} des mittleren Rohrs bei einphasiger Fluidströmung gemäß der Wärmedurchgangsbeziehung:

$$\dot{Q} = k_{Km} \cdot \Delta A_{Km} \cdot \Delta T_{ln} = k_{Km} \cdot (\pi \cdot d_{Km} \cdot \Delta x) \cdot \Delta T_{ln} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } \Delta T_{ln} = \frac{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}}{\ln\left(\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}\right)}, \quad (3.5)$$

$$k_{Km} = \left(\frac{d_{Km}}{\alpha_{Ab} \cdot d_{Ab}} + \frac{d_{Km}}{2 \cdot \lambda_W} \cdot \ln \frac{d_{Ab}}{d_{Km}} + \frac{1}{\alpha_{Km}} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

Der logarithmische Mittelwert ΔT_{ln} definiert die über die Übertragerfläche $\Delta A_{Km} = \pi \cdot d_{Km} \cdot \Delta x$ gemittelte treibende Temperaturdifferenz des Wärmedurchgangs. Der Wärmedurchgangskoeffizient k_{Km} bezieht sich auf die kältemittelseitige Innenfläche des Rohrs A_{Km} . Die jeweiligen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{Km} werden mittels der im Anhang A.1 eingeführten Nusseltbeziehungen bestimmt.

Die Wärmedurchgangsbeziehung 3.4 bildet mit den Wärmebilanzgleichungen der beiden Fluide 3.2 ein bestimmtes Gleichungssystem, das sich iterativ lösen lässt. Die Wandtemperaturen von Abgas und Kältemittel $T_{i,W,m}$ werden hierbei nicht explizit benötigt.

Zur Berechnung der Korrekturfaktoren der sich quer zur Strömungsrichtung ändernden Fluideigenschaften müssen die jeweiligen Wandtemperaturen $T_{i,W,m}$ jedoch bestimmt werden, wozu erneut die Wärmeübergangsgleichung der einphasigen Strömung verwendet wird:

$$\dot{Q} = \alpha_i \cdot \pi \cdot d_i \cdot \Delta x \cdot (T_{i,m} - T_{i,W,m}) \quad (3.7)$$

mit $T_m = (T(x) + T(x + \Delta x))/2$

Der Wärmeübergangskoeffizient α_i , der Rohrdurchmesser d_i , die arithmetische Mitteltemperatur $T_{i,m}$ sowie die Wandtemperatur $T_{i,W,m}$ beziehen sich entweder auf das Abgas oder das Kältemittel. Die Wärmeübergangskoeffizienten α_i sind die in der Gleichung für den Wärmedurchgangskoeffizienten 3.6 verwendeten Wärmeübergangskoeffizienten. Mit der arithmetisch gemittelten Temperatur des strömenden Fluids im entsprechenden Kontrollvolumen $T_{i,m}$ werden die mittleren Fluideigenschaften ermittelt.

Strömungssieden von unterkühltem Kältemittel

Beim Strömungssieden des unterkühlten Kältemittels wird die Wärmeübergangsgleichung mit dem in Abschnitt 2.3.2 eingeführten Wärmeübergangskoeffizient α_{us} aus Gl. 2.20, der Wärmeübertragerfläche $A_{K_m,i}$ und der Überhitzung der Wand $T_{K_m,W,m}$ gegenüber der Verdampfungstemperatur des Fluids $T_{K_m,V}$ gebildet:

$$\dot{Q} = \alpha_{us} \cdot \Delta A_{K_m,i} \cdot (T_{K_m,W,m} - T_{K_m,V}) \quad (3.8)$$

Anders als bei den Wärmeübergangskoeffizienten der einphasigen Strömung muss zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Strömungssiedens α_{us} aus Gl. 2.20 die Wandüberhitzung $\Delta T = (T_{K_m,W,m} - T_{K_m,V})$ bestimmt werden.

Das unterkühlte Strömungssieden endet, wenn die mittlere Kältemitteltemperatur die Verdampfungstemperatur $T_{K_m,V}$ erreicht. Die Verdampfungstemperatur wird mittels der Dampfdruckkurve aus dem Kältemitteldruck berechnet. Die Ausgangstemperatur des Kontrollvolumens, die der Verdampfungstemperatur entspricht, ist damit von vornherein bekannt, nicht aber die zum unterkühlten Sieden bis zur Verdampfung des Kältemittels benötigte bzw. die entsprechende abgasseitige Wärmeübertragerfläche $\Delta A_{K_m,i}$ und $\Delta A_{Ab,i}$.

Im Gegensatz zur einphasigen Strömung wird zur Berechnung des übertragenen Wärmestroms \dot{Q} nicht die Wärmedurchgangsbeziehung 3.6, sondern die

Energiebilanz 3.2 der Kältemittelseite unter Verwendung der Verdampfungstemperatur $T_{K_m,V}$ als Ausgangstemperatur des Kontrollvolumens benutzt. Die kältemittelseitige Wandtemperatur $T_{K_m,W,m}$ wird wie bei der einphasigen Strömung mit der Wärmeübergangsgleichung 3.8 und die Ausgangstemperatur des Abgases $T_{Ab,a}$ aus der Energiebilanz Gl. 3.2 der Abgasseite bestimmt. Zur Berechnung der abgasseitigen Wandtemperatur $T_{Ab,W,m}$ wird der Einfachheit halber die Wärmeleitungsgleichung für das mittlere Rohr verwendet:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda_W}{d_W} \cdot \Delta A_{eff} \cdot (T_{Ab,W,m} - T_{K_m,W,m}) \quad (3.9)$$

$$\text{mit} \quad \Delta A_{eff} = \Delta A_{K_m} \cdot \frac{\left(\frac{d_{Ab}}{d_{K_m}}\right) - 1}{\ln\left(\frac{d_{Ab}}{d_{K_m}}\right)} \quad (3.10)$$

ΔA_{eff} bezeichnet die für die Wärmeleitung relevante effektive Rohrfläche. Mit der abgasseitigen Wandtemperatur $T_{Ab,W,m}$ wird aus der Wärmeübergangsgleichung 3.7 des Abgases anders als bei der einphasigen Strömung die benötigte Wärmeübertragerfläche $\Delta A_{Ab,i}$ und die daraus resultierende, zum unterkühlten Sieden bis zur Verdampfung des Kältemittels benötigte Wärmeübertragerfläche $\Delta A_{K_m,i}$ iterativ berechnet.

Anstelle des logarithmischen Mittelwerts ΔT_{ln} aus der Wärmedurchgangsbeziehung 3.6 werden beim unterkühlten Strömungssieden nach obiger Beschreibung beidseitig die arithmetischen Mittelwerte ΔT_m aus der Energiebilanz verwendet⁸.

Strömungssieden von gesättigtem Kältemittel

Das gesättigte Strömungssieden des Kältemittels beginnt gemäß der Beschreibungen aus Abschnitt 2.3.2, sobald die Kältemitteltemperatur gleich der dem jeweiligen Druck zugehörigen Verdampfungstemperatur ist. Die gesättigte, vollständig durchmischte Zweiphasenströmung wird durch den Strömungsdampf-

⁸Der Fehler, der sich aus der Verwendung der arithmetischen Mittelwerte ΔT_m anstelle des logarithmischen Mittelwerts ΔT_{ln} als die gemittelte treibende Temperaturdifferenz des Wärmedurchgangs ergibt, ist im vorliegenden Fall aufgrund der hohen Grädigkeiten und den vergleichsweise geringen Unterschieden in den Wärmekapazitätsströmen zwischen Abgas und Kältemittel vernachlässigbar.

gehalt \dot{x}_{th} aus Gl. 2.19 beschrieben. Die kältemittelseitige Energiebilanz der Verdampfung lautet:

$$\dot{Q} = \dot{M}_{K_m} \cdot r \cdot (\dot{x}_{th}(x + \Delta x) - \dot{x}_{th}(x)) \quad (3.11)$$

r ist die spezifische Verdampfungsenthalpie und $\Delta\dot{x} = (\dot{x}_{th}(x + \Delta x) - \dot{x}_{th}(x))$ die aus der gewählten Schrittweite Δx im Verdampfungsbereich resultierende Differenz des Strömungsdampfgehalts. In den vorliegenden Untersuchungen wurde die Verdampfung in fünf Bereiche aufgeteilt, so dass die Differenz des Strömungsdampfgehalts in jedem der Bereiche 0,2 beträgt. Der übertragene Wärmestrom \dot{Q} wird bei der Verdampfung nach obiger Energiebilanz 3.11 ermittelt.

Die Wärmeübergangsgleichung der zweiphasigen Strömung wird wie in Gl. 3.7 mittels der mittleren Kältemitteltemperatur $T_{K_m,m}$ und der kältemittelseitigen Wandtemperatur $T_{K_m,W,m}$ formuliert:

$$\dot{Q} = \alpha_{zp,i} \cdot \Delta A_{K_m,i} \cdot (T_{K_m,m} - T_{K_m,W,m}) \quad (3.12)$$

$\alpha_{zp,i}$ ist der vom Strömungsdampfgehalt \dot{x}_{th} abhängige zweiphasige Wärmeübergangskoeffizient aus Gl. 2.23, 2.24 oder 2.25 und $\Delta A_{K_m,i}$ die zur Verdampfung benötigte kältemittelseitige Wärmeübertragerfläche.

Der übertragene Wärmestrom \dot{Q} , die Ausgangstemperatur des Abgases $T_{Ab,a}$, die Wandtemperaturen $T_{K_m,W,m}$ und $T_{Ab,W,m}$ sowie die Wärmeübertragerfläche $\Delta A_{Ab,i}$ bzw. $\Delta A_{K_m,i}$ lassen sich mit den Gl. 3.2, 3.7, 3.11, 3.12 und 3.9 wie beim unterkühlten Strömungssieden iterativ berechnen.

3.4 Mess- und Rechnungsergebnisse der Abgaswärmeübertragung

In folgendem Abschnitt werden die Ergebnisse der Vermessung des Abgaswärmeübertragers gezeigt, die Simulationsergebnisse auf ihre Konsistenz geprüft und anschließend die Mess- den Rechnungsergebnissen gegenübergestellt.

3.4.1 Wasser-Glykol-Referenzmessungen

Der Abgaswärmeübertragerprototyp wurde zur Einstufung der Größenordnung des abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und der Überprüfung der abgasseitigen Modellannahmen in einem Referenzexperiment zunächst mit Wasser-Glykol-Gemisch anstelle von Kältemittel durchströmt. Zur Reduzierung der Anzahl der Experimente wurden der Massenstrom des Wasser-Glykol-Gemischs und des Abgases bei der Untersuchung des Einflusses der Massenströme gleichzeitig geändert. Die Messergebnisse wurden mit dem in Abschnitt 3.3 diskutierten Modell des einphasigen Wärmeübergangs reduziert auf drei Bereiche nachgerechnet. Die Berechnung des experimentell übertragenen Wärmestroms in der Referenzmessung muss qualitativ zutreffend und quantitativ ausreichend genau sein, um im Anschluss den Wärmeübergang mit dem Kältemittel R 134a simulativ zu untersuchen.

In Abb. 3.6 sind der variierte Kühlmittelmassenstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{M}_{WG} (Regelgröße \dot{V}_{KW} aus Abb. 3.1) und der variierte Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} (Regelgröße \dot{V}_{AB}) sowie der dabei übertragene Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} aufgetragen.

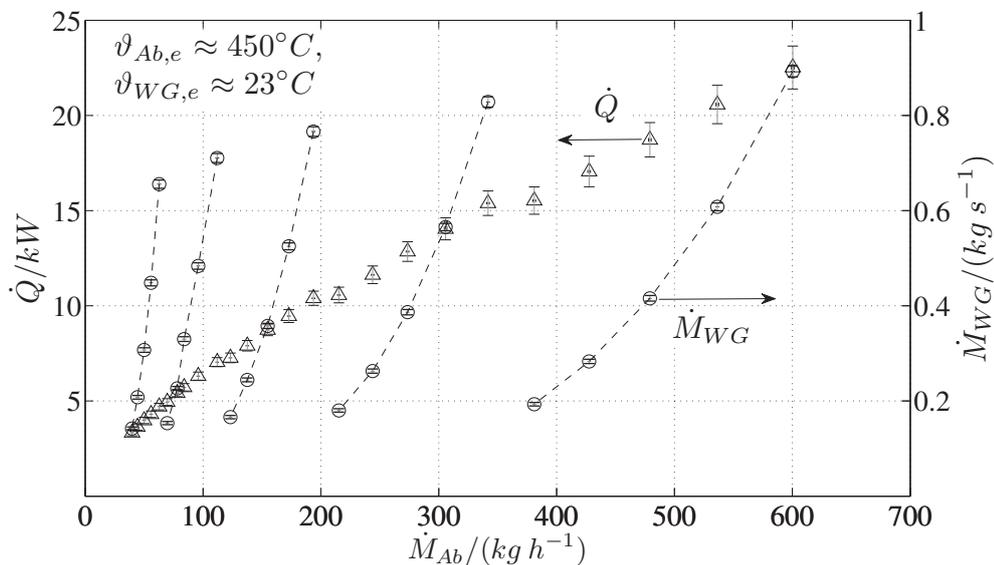


Abbildung 3.6: Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} (Symbol Δ) und Kühlmittelmassenstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{M}_{WG} (Symbol \circ) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} ($\vartheta_{Ab,e} \approx 450^\circ\text{C}$, $\vartheta_{WG,e} \approx 23^\circ\text{C}$).

Die Eintrittstemperaturen des Abgases $\vartheta_{Ab,e}$ (Regelgröße T_{AB11} und T_{AB12}) und des Wasser-Glykol-Gemischs $\vartheta_{WG,e}$ (Regelgröße T_{KW1}) wurden in den Experimenten bei jeweils 450 °C und 23 °C annähernd konstant gehalten. Der Massenstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{M}_{WG} wurde in fünf Untergruppen zwischen 0,15 kg/s und 0,9 kg/s variiert, der Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} von 40 kg/h bis 600 kg/h stetig gesteigert. Die hierbei vom Abgas auf das Kühlmittel übertragenen Wärmeströme \dot{Q} von 3 kW bis 23 kW steigen erwartungsgemäß mit zunehmendem Abgas- und Kühlmittelmassenstrom, wobei sich die Änderungen des Abgasmassenstroms stärker auswirken. Der treppenförmige Kurvenverlauf des übertragenen Wärmestroms ergibt sich aus der Variation des Wasser-Glykol-Massenstroms \dot{M}_{WG} in den fünf Untergruppen und der damit einhergehenden Änderung der kältemittelseitigen Strömungsgeschwindigkeit.

Der experimentelle Verlauf soll nun mit den Simulationsergebnissen verglichen werden. Hierzu sind in Abb. 3.7 zuerst die mit den Gl. A.8 und A.15 berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} und der Kühlmittelseite α_{WG} für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassestrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

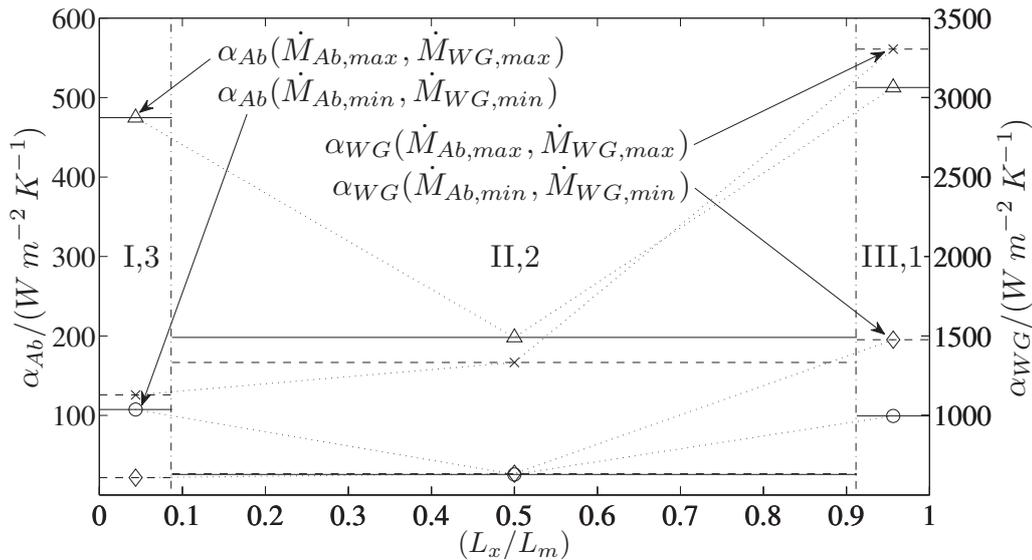


Abbildung 3.7: Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} [Δ ; $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite α_{WG} [\times ; $\alpha_{WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\alpha_{WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen lediglich der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht der Interpolation zwischen den Mittelwerten.

Der bei maximalem Abgas- und Kühlmittelmassestrom berechnete abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$ sinkt entlang der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) von ungefähr $475 \text{ W/m}^2\text{K}$ im ersten quer angeströmten Rohrbündel $B_{Ab,q1}$ (I) zunächst auf ungefähr $200 \text{ W/m}^2\text{K}$ im längsangeströmten Rohrbündel $B_{2Ab,l}$ (II) und steigt im dritten Rohrbündel $B_{3Ab,q2}$ (III) wieder auf ungefähr $513 \text{ W/m}^2\text{K}$. Die Entwicklung des Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$ bei minimalem Abgas- und

Kühlmittelmassenstrom ist ähnlich, nur bei geringeren absoluten Werten von ungefähr $107 \text{ W/m}^2\text{K}$, $26 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $100 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$ des dritten quer angeströmten Rohrbündels $B3_{Ab,q2}$ (III) ist in Abb. 3.7 größer als der des ersten, quer angeströmten Rohrbündels $B1_{Ab,q1}$ (I), weil die mittlere abgasseitige Strömungsgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ aufgrund des geringeren Anströmquerschnitts des dritten Rohrbündels größer ist (s. Abb. E.1). Darüber hinaus sind die Korrekturfaktoren des abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $K_{T,Ab}$ beim maximalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aufgrund der größeren Temperaturdifferenz zwischen Abgasstrom und Kältemittelrohr im dritten Rohrbündel im Vergleich zum ersten Rohrbündel geringfügig größer (s. Abb. E.4).

Beim abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizient des minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstroms $\alpha_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$ ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit jedoch trotz des geringeren Anströmquerschnitts wegen der mit der Auskühlung des Abgases ansteigenden Abgasdichte und der damit einhergehenden Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit bei konstantem Massenstrom geringer (s. Abb. E.1). Das Abgas wird beim minimalen im Vergleich zum maximalen Abgasmassenstrom stärker ausgekühlt. Außerdem ist auch der abgasseitige Korrekturfaktor $K_{T,Ab}$ aufgrund der geringeren Temperaturdifferenz zwischen Abgasstrom und Kältemittelrohr im dritten Rohrbündel im Vergleich zum ersten Rohrbündel etwas kleiner (s. Abb. E.4).

Die kühlmittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{WG} sinken sowohl beim maximalen als auch beim minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom fortlaufend vom dritten, quer angeströmten Bündel $B3_{Ab,q2}$ (1) von $3300 \text{ W/m}^2\text{K}$ bzw. $1480 \text{ W/m}^2\text{K}$ bis auf $1130 \text{ W/m}^2\text{K}$ bzw. $610 \text{ W/m}^2\text{K}$. Das Absinken resultiert bei näherungsweise konstanter mittlerer Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels $w_{WG,m}$ in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) (s. Abb. E.1) aus den abnehmenden Prandtl-Zahlen Pr_{WG} (s. Abb. E.3) und den Effekten des thermischen Einlaufs, weil die kühlmittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{WG} und die kühlmittelseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,WG}$ in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) ansteigen (vgl. E.2 und E.4).

In Abb. 3.8 sind die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Abgas-

seite α_{Ab} über denen der Kühlmittelseite α_{WG} aller Referenzmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

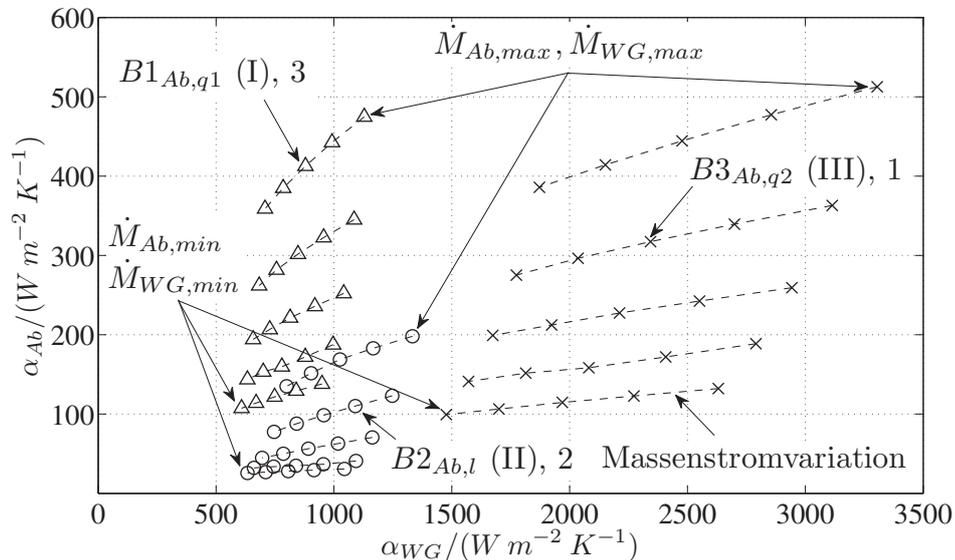


Abbildung 3.8: Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kühlmittelseite α_{WG} der Referenzmessung (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die kühlmittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{WG} liegen insgesamt zwischen $610 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $3300 \text{ W/m}^2\text{K}$ und die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} zwischen $26 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $510 \text{ W/m}^2\text{K}$. Die mit den jeweiligen Wärmeübertragerflächen gemittelten kühlmittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{WG,m}$ von $705 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $1488 \text{ W/m}^2\text{K}$ sind größer als die mit den Wärmeübertragerflächen gemittelten abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Ab,m}$ von $40 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $250 \text{ W/m}^2\text{K}$. Die Verhältnisse der Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha_{WG,m}/\alpha_{Ab,m}$) variieren von 5 bis 24. Die kühlmittelseitigen Reynolds-Zahlen sind immer geringer als die Reynolds-Zahlen des Abgases (s. Abb. E.9). Die durchgängig höheren kühlmittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten resultieren also aus den um beinahe zwei Größenordnungen höheren Prandtl-Zahlen des Wasser-Glykols (s. Abb. E.10). Der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient stellt also den ausschlaggebenden Widerstand des Wärmedurchgangs in der Referenzmessung dar, was zur Prüfung

der abgasseitigen Modellannahmen genutzt werden soll.

Die Wärmeübergangskoeffizienten sind erwartungsgemäß in den entsprechenden Bündeln $B1_{Ab,q1}$ (I,3), $B2_{Ab,l}$ (II,2) und $B3_{Ab,q2}$ (III,1) dort am größten, wo der Abgas- und Kühlmittelmassenstrom \dot{M}_{Ab} und \dot{M}_{WG} in den Experimenten maximal sind, und dort am geringsten, wo beide Ströme minimal sind. Die abgasseitigen Korrekturen $K_{T,Ab}$ der sich ändernden Fluideigenschaften nach Gl. 2.15 erhöhen den Wärmeübergangskoeffizienten um 10% bis 19%, während die kältemittelseitigen Korrekturen $K_{T,Km}$ den Wärmeübergangskoeffizienten um 5 % bis 26 % erhöhen (s. Abb. E.8). Die Strömungsgeschwindigkeit des Abgases und des Wasser-Glykol-Gemischs (s. Abb. E.7) und auch die Effekte des Einlaufs beeinflussen die Wärmeübergangskoeffizienten stärker als die auftretenden Änderungen in den Fluideigenschaften.

Das zweite, längs vom Abgas umströmte Bündel $B2_{Ab,l}$ (II) weist gemäß den Simulationsrechnungen immer die geringsten abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten auf. Der Anteil dieses Bündels beträgt jedoch 80% von der gesamten Wärmeübertragerfläche. Die Führung der Kältemittelrohre sollte entsprechend den Simulationsrechnungen trotz aufwendigerer Fertigung zur Erhöhung der Wärmestromdichte von einer längs in eine durchgängig quer angeströmte Führung umgestaltet werden. Die Kältemittelrohre wären bei dieser Rohrführung auch alle gleich lang, so dass die Wärmeübertragerfläche günstig ausgenutzt wird.

Abb. 3.9 zeigt den experimentell übertragenen Wärmestrom \dot{Q} , den Wärmestrom nach der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} sowie nach der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ ohne die Berücksichtigung der Änderung der Fluideigenschaften über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} .

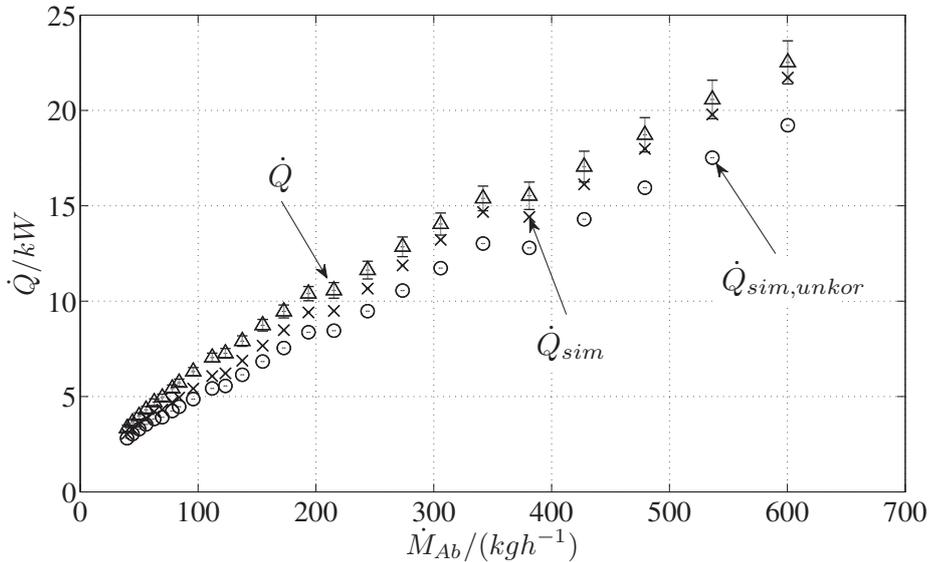


Abbildung 3.9: Experimenteller Wärmestrom \dot{Q} (Symbol Δ), Wärmestrom der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} (Symbol \times) und der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol \circ) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} .

Die Wärmeströme der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} und $\dot{Q}_{sim,unkor}$ bilden den treppenförmigen Verlauf des experimentellen Wärmestroms \dot{Q} , der aus der Änderung des Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} und des Kältemittelmassenstroms \dot{M}_{Km} resultiert, qualitativ gut ab. Die Simulationsrechnungen ohne die Berücksichtigung der Änderung der Fluideigenschaften auf den Wärmeübergangskoeffizienten $\dot{Q}_{sim,unkor}$ unterschätzen durchgängig den experimentell ermittelten Wärmestrom \dot{Q} . Die absoluten Abweichungen der unkorrigierten Simulationsrechnungen $\dot{Q}_{sim,unkor}$ übersteigen deutlich die jeweiligen Messabweichungen. Durch die Berücksichtigung der Änderung der Fluideigenschaften erhöhen sich die mit der Simulation berechneten Wärmeströme \dot{Q}_{sim} bei allen Betriebspunkten um ungefähr 10 %, wodurch die Wärmeströme der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} die experimentellen Wärmeströme deutlich besser abbilden. Die Berücksichtigung der Änderung der Fluideigenschaften auf den Wärmeüber-

gangskoeffizienten ist also nötig.

In Abb. 3.10 sind die Ergebnisse der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} und der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ sowie die entsprechenden relativen Abweichungen $\Delta\dot{Q} = |(\dot{Q} - \dot{Q}_{sim})|/\dot{Q}$ und $\Delta\dot{Q}_{unkor} = |(\dot{Q} - \dot{Q}_{sim,unkor})|/\dot{Q}$ über dem übertragenen Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} aufgetragen.

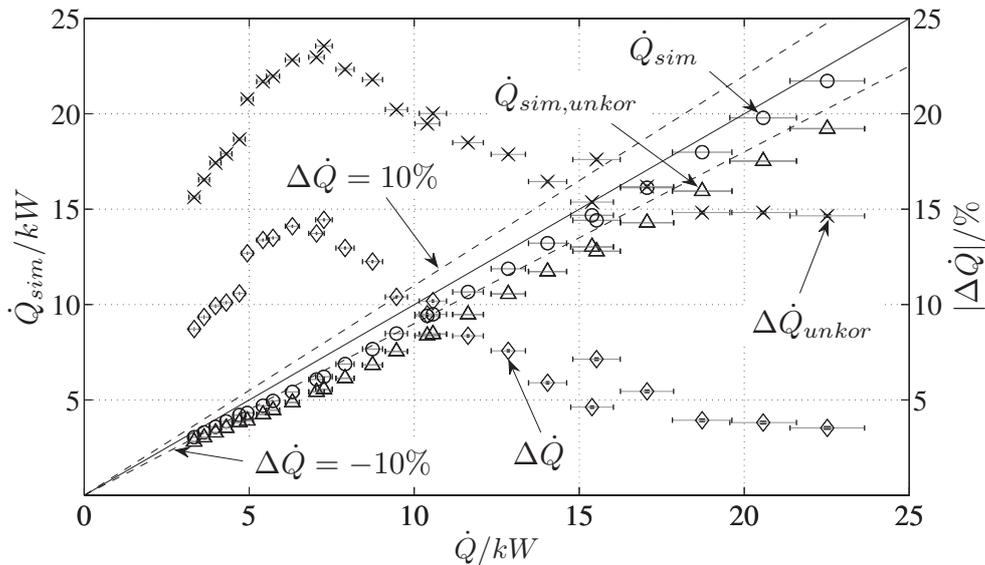


Abbildung 3.10: Wärmestrom der Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} (Symbol \circ), der unkorrigierten Simulationsrechnung $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol Δ) und entsprechende relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol \diamond) und $\Delta\dot{Q}_{unkor}$ (Symbol \times) über dem Wärmestrom der Referenzmessung \dot{Q} .

Die unkorrigierte Simulationsrechnung unterschätzt den übertragenen Wärmestrom um 15 % bis 24 % mit einer mittleren, arithmetischen Modellabweichung von 18,8 %. Die Abweichungen steigen bei geringen Abgasmassenströmen in den ersten beiden Untergruppen zunächst mit dem Kühlwassermassenstrom an, während sie in den letzten drei Untergruppen mit dem Kühlwassermassenstrom abfallen. Für diese Systematik wurde bisher keine schlüssige Erklärung gefunden.

Die relativen Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ liegen wie in Abb. 3.10 gezeigt bei 4% bis 15% mit einer mittleren, arithmetischen Modellabweichung von 9,6% und größtenteils nicht innerhalb der jeweiligen Messabweichungen. Die verbleibenden Abweichungen der korrigierten Modellrechnung, die insbesondere bei geringeren

Abgasmassenströmen größer als die jeweiligen Messabweichungen sind, müssen in den Modellannahmen begründet sein. Das Unterschätzen des übertragenen Wärmestroms durch die Simulationsrechnung könnte aus der Teilung des mittleren Kältemittelrohrs in drei isolierte abgasseitige Bereiche resultieren, weil in der Realität ein vorgelagertes Rohrbündel zu Verwirbelungen des Abgasstroms und damit zu einer Erhöhung der Abgasturbulenz über die abgebildeten Einlaufeffekte hinaus führt. Die erhöhte Abgasturbulenz nimmt mit steigendem Abgasmassenstrom und damit steigender Abgasgeschwindigkeit ab, was die geringeren Modellabweichungen bei hohen Abgasmassenströmen erklärt.

Die Wärmeströme der korrigierten Simulationsrechnung \dot{Q}_{sim} bilden den experimentellen Wärmestrom \dot{Q} dennoch quantitativ ausreichend genau ab, um nach der Diskussion der experimentellen Ergebnisse mit dem Kältemittel R134a in den folgenden Abschnitten den kältemittelseitigen Wärmeübergang simulativ zu untersuchen.

3.4.2 Bereich der Kältemittelmessungen

Ziel der Experimente der Wärmeübertragung mit dem Kältemittel R134a ist die Quantifizierung der übertragbaren Wärmeströme in Abhängigkeit von der Abgastemperatur, dem Abgas- und dem Kältemittelmassenstrom. Außerdem soll eine mögliche Abhängigkeit der Wärmeübertragung vom kältemittelseitigen Druckniveau untersucht werden. Des Weiteren sollen unterschiedliche kältemittelseitige Überhitzungen ΔT_2 eingestellt werden, die wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert eine untere Betriebsgrenze darstellen.

In Abb. 3.11 sind die Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{K_m,a}$ (Regelgröße T_{H2} aus Abb. 3.1) und der Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{K_m,H}$ (Regelgröße p_{H2}) beispielhaft für eine Abgas-eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ (Regelgröße T_{AB11} und T_{AB12}) von ungefähr 500 °C, einen Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} (Regelgröße \dot{V}_{Ab}) von ungefähr 500 kg/h, einen Kühlwassermassenstrom \dot{M}_{KW} (Regelgröße \dot{V}_{KW}) von ungefähr 1,2 kg/s und eine Kältemittelintrittstemperatur $\vartheta_{K_m,e}$ von ungefähr 13 °C aufgetragen.

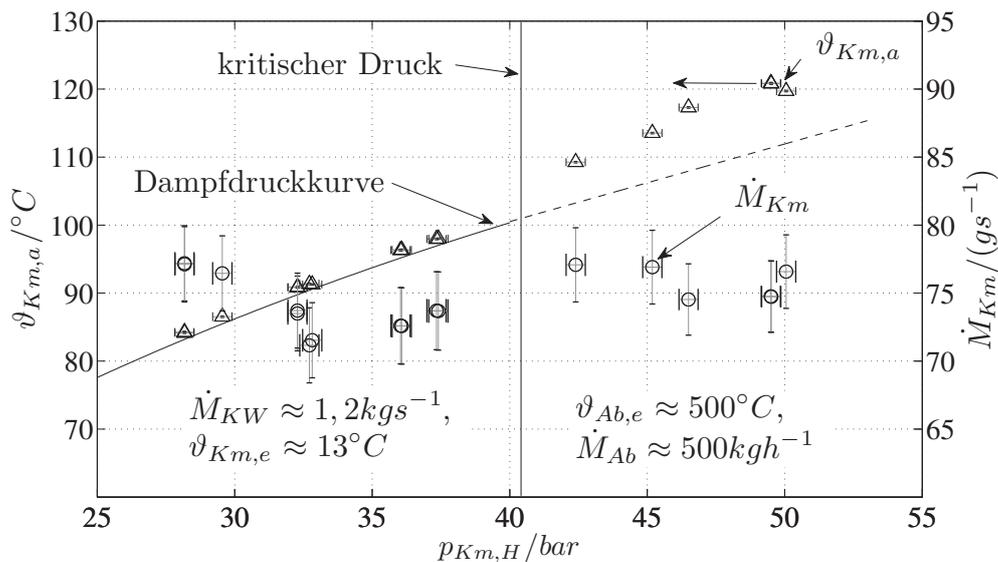


Abbildung 3.11: Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{K_{m,a}}$ (Symbol Δ) und Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} (Symbol \circ) über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{K_{m,H}}$ ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500^\circ\text{C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500\text{kg/h}$, $\dot{M}_{KW} \approx 1,2\text{kg/s}$, $\vartheta_{K_{m,e}} \approx 13^\circ\text{C}$).

Der über die Membranpumpe geregelte Druck des Kältemittels $p_{K_{m,H}}$ wurde zur Untersuchung einer möglichen Druckabhängigkeit des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten wie in Abb. 3.11 dargestellt von ungefähr 27,5 bar bis auf 50 bar gesteigert. Das überkritische Kältemittel wurde gegenüber der druckabhängigen pseudokritischen Temperatur $T_{K_{m,pk}}$, die als Verlängerung der Dampfdruckkurve des Kältemittels R134a in Abb. 3.11 abgetragen ist, um einige Kelvin zwischen 110°C und 120°C überhitzt. Im unterkritischen Druckbereich $p_{K_{m,H}}$ zwischen 27,5 bar und 38 bar wurde das Kältemittel immer ungefähr bis zur Sattdampf Temperatur zwischen 85°C und 98°C erhitzt wie an der Dampfdruckkurve in Abb. 3.13 deutlich wird.

Um das Mitführen von Tröpfchen in der Kältemittelströmung zu vermeiden, wurden zwischen dem Abgaswärmeübertrager und der Temperaturmessstelle T_{H2} spiralförmig aufgewickelte Panzerschläuche zur Tropfenabscheidung eingebaut. Darüber hinaus wurde die Überhitzung des Kältemittels durch die redundante Bilanzierung des übertragenen Wärmestroms am Abgaswärmeübertrager kontrolliert.

In Abb. 3.11 ist keine systematische Abhängigkeit des Kältemittelmassen-

stroms \dot{M}_{K_m} vom variierten Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ erkennbar. Der sich bei der dargestellten Variation des Drucks ergebende Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} streut im Rahmen der Messabweichung zwischen ungefähr 72 g/s und 77 g/s.

Die Streuung des Kältemittelmassenstroms \dot{M}_{K_m} übersteigt die jeweiligen Messabweichungen auch bei anderen eingeregeltten Abgasmassenströmen \dot{M}_{Ab} nicht, was in Abb. 3.12 beispielhaft für eine Abgaseintrittstemperatur von $\vartheta_{Ab,e}$ von 500 °C gezeigt ist.

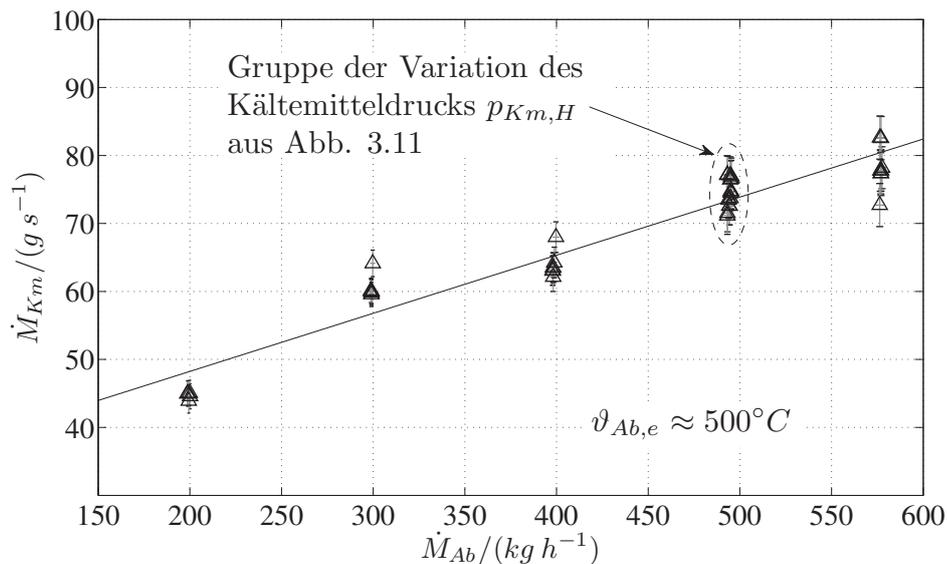


Abbildung 3.12: Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500^{\circ}C$).

Der mit dem Gebläse gesteuerte Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} wurde in den Messungen mit dem Kältemittel R134a in einem kleineren Bereich als bei der Referenzmessung von 200 kg/h bis ungefähr 600 kg/h in Schritten von näherungsweise 100 kg/h variiert. Der nach obigem Schema eingestellte Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} steigt von ungefähr 45 g/s näherungsweise linear mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} auf bis zu 82 g/s an. Bei keiner Gruppe des Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} konnte bei der Regelung der kältemittelseitigen Austrittstemperatur wie in Abb. 3.11 eine systematische Abhängigkeit des Kältemittelmassenstroms \dot{M}_{K_m} vom Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ festgestellt werden. Bei jeder Gruppe des Abgasmassenstroms wurden zur Untersuchung des Einflusses der Abgastemperatur jeweils drei Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ mit-

tels des elektrischen Heizers eingeregelt, d.h. 450 °C, 500 °C und 550 °C (s. Abb. E.12). Bei der Variation des Kältemitteldrucks $p_{K_{m,H}}$ und der Einstellung der Sattdampf­temperatur bzw. einer leichten überkritischen Überhitzung ändern sich die treibenden Temperatur­differenzen der Wärmeübertragung. Daher wurde bei konstanter Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ und konstantem Abgas­massenstrom \dot{M}_{Ab} (vgl. Abb. E.13) eine Variation im Kältemittel­massenstrom \dot{M}_{K_m} mit dem Kältemitteldruck erwartet, die aus im Folgenden noch diskutierten Gründen nicht bestätigt wurde.

In Abb. 3.13 sind zunächst die Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{K_{m,a}}$ und der Kältemittel­massenstrom \dot{M}_{K_m} über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{K_{m,H}}$ für alle Kältemittel­messungen und genannten Variationen aufgetragen.

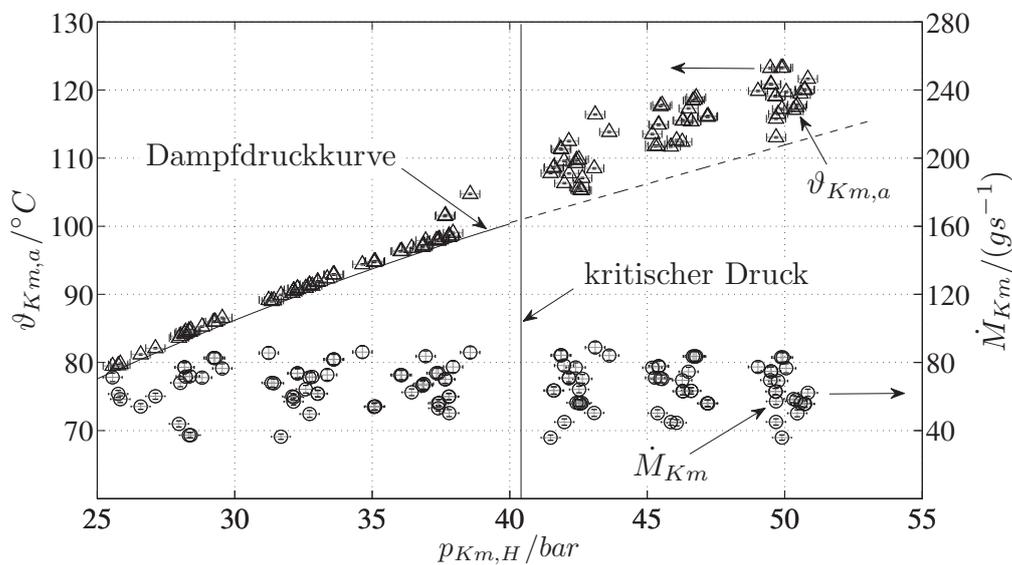


Abbildung 3.13: Austrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{K_{m,a}}$ (Symbol Δ) und Kältemittel­massenstrom \dot{M}_{K_m} (Symbol x) über dem Kältemitteldruck im Heizer $p_{K_{m,H}}$.

Der Kühlwassermassenstrom \dot{M}_{K_W} wurde bei den Kältemittel­messungen durchgehend bei ungefähr 1,2 kg/s konstant gehalten. Die Eintrittstemperatur des Kältemittels in den Abgaswärmeübertrager $\vartheta_{K_{m,e}}$ (Messstelle ϑ_{H_1} aus Abb. 3.1) wurde in allen Experimenten entsprechend der zur Verfügung stehenden kondensatorseitigen Eintrittstemperatur der Rückkühlung (Regelgröße T_{KW_1}) bei Temperaturen zwischen 12,5 °C und 13,5 °C konstant gehalten.

Die überkritische Kältemittelüberhitzung ΔT_2 liegt unabhängig vom eingestellten Kältemitteldruck in den Experimenten wie in Abb. 3.13 ersichtlich zwischen 1 K und 12 K. Sie wurde bei gegebenem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und gegebener abgasseitiger Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ problemlos um einige Kelvin variiert (vgl. Abb. E.14). Die experimentell nachgewiesenen Kältemittelüberhitzungen ΔT_2 reichen bei den untersuchten Kältemitteldrücken $p_{K_m,H}$ von bis zu 50 bar aus, um bei der Expansion in der Lavaldüse des Dampfstrahlverdichters nicht in das Nassdampfgebiet zu gelangen (vgl. Abschnitt 2.2.1).

Im Gegensatz zum überkritischen Druckbereich konnten in den Experimenten keine nennenswerten kältemittelseitigen Überhitzungen ΔT_2 im unterkritischen Druckbereich eingestellt werden, weshalb das Kältemittel in den Experimenten durchgängig immer nur leicht über die Sattdampftemperaturen von 80 °C bis 100 °C erhitzt wurde. Die Schwierigkeiten bei der Einstellung unterkritischer Überhitzungen über den Sattdampfzustand hinaus könnten im Mitführen von Kältemitteltröpfchen oder in einer Speicherung von Kältemittel in den Panzerschläuchen zur Tropfenabscheidung begründet gewesen sein, so dass es beim Versuch das Kältemittel durch die Verringerung des Kältemittelmassenstroms in den Experimenten weiter zu überhitzen zu einer Nachverdampfung von Tröpfchen oder von gespeichertem Kältemittel ohne eine Steigerung der Kältemittelüberhitzung gekommen ist. Die Mitnahme und die Nachverdampfung von Tröpfchen in den Experimenten kann nicht vollständig ausgeschlossen werden. Sie kann jedoch nur im Rahmen der Messabweichungen und der Grenzen der redundanten Bilanzierung stattgefunden haben.

Zur sicheren Vermeidung der Tröpfchenmitnahme und der Nachverdampfung von Kältemittel müsste ein Tropfenabscheider, der eine Abfuhr flüssigen Kältemittels ermöglicht, mit anschließendem Überhitzer hinter dem Abgaswärmeübertrager installiert werden.

Vor dem Hintergrund der Mitnahme und der Nachverdampfung von Tröpfchen könnten sich außerdem die in Abb. 3.2 gezeigten unterschiedlichen Längen der Kältemittelrohre, die aus der Führung der Kältemittelrohre resultieren, als ungünstig erweisen. Das Kältemittel, das durch die kürzeren Rohre strömt, verdampft wahrscheinlich unvollständig in den Rohren und erst im Kontakt mit dem überhitzten Kältemittel aus den längeren Rohren im Sammler vollständig, so dass sich die Kältemittelströmung im günstigsten Fall nach dem

Sammler im Satttdampfzustand befindet bzw. leicht überhitzt ist. Die Führung der Kältemittelrohre sollte so umgestaltet werden, dass die Rohre alle gleich lang sind, wie beispielsweise bei einer Queranströmung.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es vorteilhaft ist, den sich der Wärmeübertragung anschließenden Abgaswärmenutzungsprozess problemlos mit Satttdampf betreiben zu können, da die Erzeugung von vollständig tröpfchenfreiem überhitztem Dampf gegebenenfalls eine aufwendigere Gestaltung des Abgaswärmeübertragers erfordert.

In den Kältemittelmessungen in Abb. 3.13 wurden die Drücke des Kältemittels $p_{K_{m,H}}$ zwischen ungefähr 25 bar und 51 bar variiert, wodurch sich Kältemittelmassenströme \dot{M}_{K_m} zwischen 35 g/s und 90 g/s ergaben. Die Änderungen des Kältemitteldrucks bedingen im überkritischen Druckbereich deutliche Änderungen der Fluideigenschaften, die in einer Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangs resultieren. Im unterkritischen Druckbereich ändert sich die Aufteilung der Wärmeübergangsmechanismen, d.h. des unterkühlten Strömungssiedens und der Verdampfung, was ebenfalls zu einer Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangs führt. Zur Veranschaulichung der geänderten Aufteilung sind in Abb. 3.14 die Differenzen der spezifischen Enthalpie $\Delta h_{K_{m,H}}$ bei der Wärmeübertragung für die in Abb. 3.11 gezeigte Variation des Kältemitteldrucks im p - h -Diagramm aufgetragen.

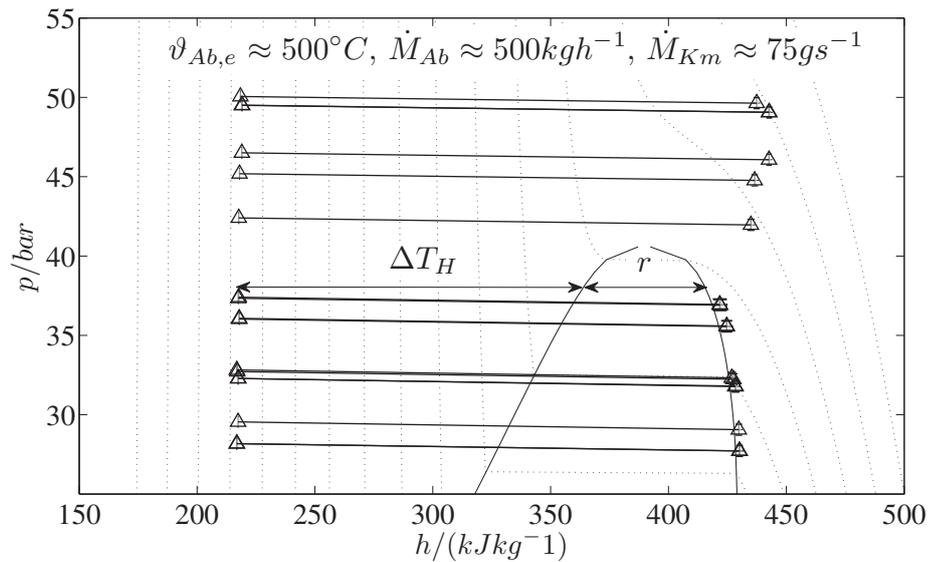


Abbildung 3.14: Differenzen der spezifischen Enthalpie $\Delta h_{K_m,H}$ bei der Wärmeübertragung im p - h -Diagramm für die Variation des Kältemitteldrucks aus Abb. 3.11.

Im unterkritischen Druckbereich ergibt sich, wie in Abb. 3.14 deutlich wird, in den Experimenten je nach Kältemitteldruck p_{H,K_m} eine unterschiedliche spezifische Verdampfungsenthalpie r . Die Unterkühlung des Kältemittels ΔT_H ändert sich bei ungefähr gleicher Kältemittelintrittstemperatur in den Abgaswärmeübertrager $\vartheta_{K_m,e}$ mit steigendem Kältemitteldruck und damit steigender Verdampfungstemperatur. Die experimentell ermittelten Enthalpieverhältnisse ($\Delta h_{K_m,H}/r$) variieren je nach eingestelltem Kältemitteldruck von 25 bar bis 38 bar bei gegebenem Abgasmassenstrom und gegebener Abgaseintrittstemperatur zwischen 2 und 4 (vgl. Abb. E.15).

Die sich ändernde Aufteilung der Wärmeübergangsmechanismen führen im unterkritischen Druckbereich zu einer Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit vom Kältemitteldruck. Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient im überkritischen Druckbereich ändert sich aufgrund der in Abb. 2.7 gezeigten vom Kältemitteldruck abhängigen Änderungen der Fluideigenschaften. Die entsprechenden Änderungen der Wärmeübergangskoeffizienten und deren Auswirkungen auf den berechneten übertragenen Wärmestrom werden mittels der Simulationen im Abschnitt 3.4.5

erläutert.

Die experimentellen Ergebnisse der Wärmeübertragung des Kältemittels R134a werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

3.4.3 Übertragener Wärmestrom

Abb. 3.15 zeigt den bei über- und unterkritischen Kältemitteldrücken übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{über}}$ und \dot{Q}_{unter} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der abgasseitigen Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter.

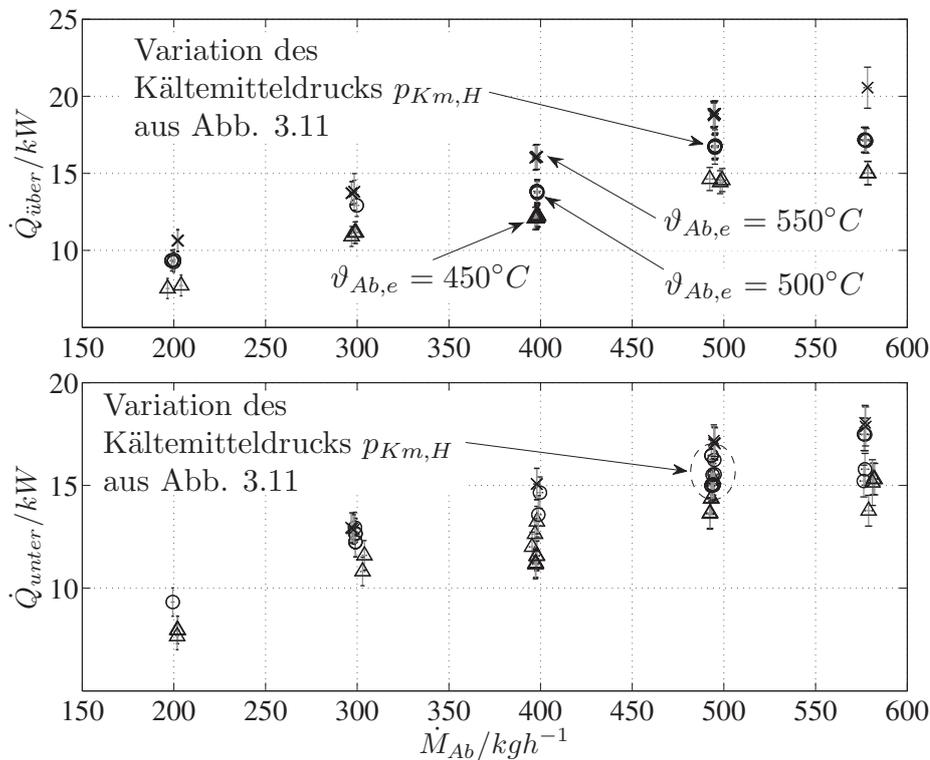


Abbildung 3.15: Übertragener Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{über}}$ und \dot{Q}_{unter} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450°C , \circ ; 500°C , \times ; 550°C).

Der vom Abgas auf das überkritische Kältemittel übertragene Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{über}}$ variiert bei einem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} von 200 kg/h bis 600 kg/h zwischen ungefähr 7,5 kW und 20,5 kW . Der Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{über}}$ steigt näherungsweise linear mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und außerdem (aber nicht linear) mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$. Bei einer weiteren Steigerung

der Abgaseintrittstemperatur sollte unter Steigerung des Kältemittelmassenstroms bei gleichen kältemittelseitigen Temperaturen also auch der Wärmestrom mit steigenden treibenden Temperaturdifferenzen weiter zunehmen.

Eine Änderung der abgasseitigen Eintrittstemperatur $\Delta T_{Ab,e}$ um ± 100 K entspricht hinsichtlich der Änderung des übertragenen Wärmestroms $\dot{Q}_{über}$ in grober Näherung einer Änderung des Abgasmassenstroms $\Delta \dot{M}_{Ab}$ um ± 100 kg/h. Der im Bereich überkritischer Kältemitteldrücke übertragene Wärmestrom $\dot{Q}_{über}$ bleibt bei allen beispielhaft in Abb. 3.11 gezeigten Variationen des Kältemitteldrucks bei gegebenem Abgasmassenstrom und gegebener Abgaseintrittstemperatur unverändert, wie in Abb. 3.15 bei der Gruppe der Variation deutlich wird. Die in Abb. 2.7 gezeigten Änderungen der Fluideigenschaften des Kältemittels sowie die unterschiedliche Überhitzung des Kältemittels gegenüber der pseudokritischen Temperatur $T_{Km,pk}$ beeinflussen den experimentell ermittelten übertragenen Wärmestrom $\dot{Q}_{über}$ also nicht.

Der im unterkritischen Druckbereich übertragene Wärmestrom \dot{Q}_{unter} liegt in den meisten Messungen bei gleichem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und gleicher Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ etwas geringer als der auf das überkritische Kältemittel übertragene Wärmestrom $\dot{Q}_{über}$. Außerdem wird in Abb. 3.15 bei gegebenem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und gegebener Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ eine Änderung des Wärmestroms \dot{Q}_{unter} bei der Variation des Kältemitteldrucks erkennbar, die jedoch nur teilweise größer als die jeweilige Messabweichung ist, sich aber auch bei den anderen Variationen abzeichnet.

Zur Erläuterung der Änderung des Wärmestroms sind in Abb. 3.16 die experimentell ermittelten Ein- und Austrittstemperaturen des Abgases und des Kältemittels $\vartheta_{Ab,e}$, $\vartheta_{Ab,a}$, $\vartheta_{Km,e}$ und $\vartheta_{Km,a}$ sowie die berechneten Temperaturverläufe von Abgas und Kältemittel für die in Abb. 3.11 gezeigte Variation des Kältemitteldrucks über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} abgetragen. In der Auftragung werden die treibenden Temperaturdifferenzen der Wärmeübertragung erkennbar.

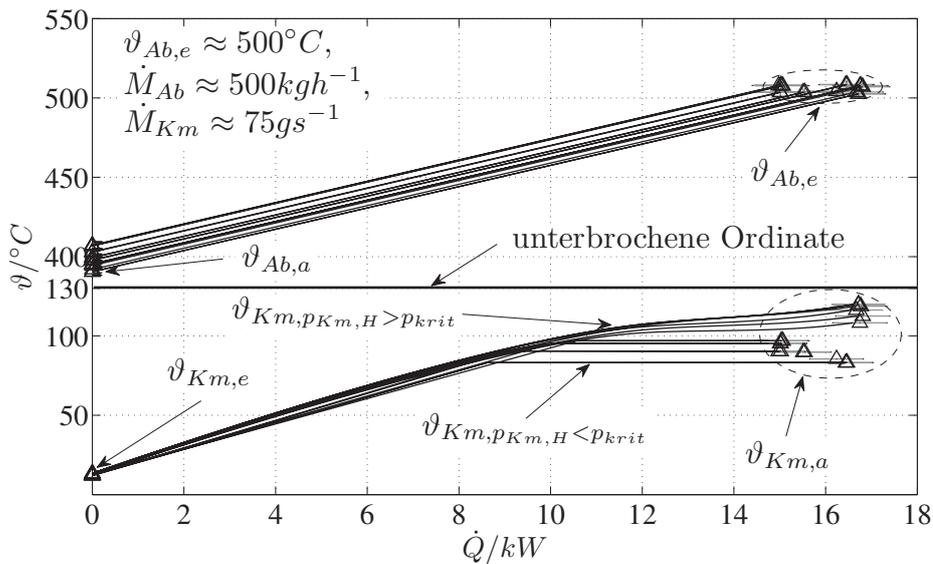


Abbildung 3.16: Ein- und Austrittstemperaturen des Abgases und des Kältemittels $\vartheta_{Ab,e}$, $\vartheta_{Ab,a}$, $\vartheta_{Km,e}$ und $\vartheta_{Km,a}$ sowie die berechneten Temperaturverläufe von Abgas und Kältemittel über dem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} für die Variation des Kältemitteldrucks aus Abb. 3.11.

Die Temperaturordinate ist in Abb. 3.16 bei $130^\circ C$ unterbrochen, damit sich die berechneten Verläufe der Abgas- und der Kältemitteltemperatur ϑ_{Ab} und ϑ_{Km} besser erkennen lassen. Das Abgas tritt in allen Betriebspunkten mit näherungsweise $500^\circ C$ in den Wärmeübertrager ein, während die Kältemittel-eintrittstemperatur $\vartheta_{Km,a}$ zwischen ungefähr $12,5^\circ C$ und $13,5^\circ C$ liegt.

Die Auskühlung des Abgases ϑ_{Ab} erfolgt linear, weil die spezifische Wärmekapazität des Abgases in guter Näherung konstant ist. Das Kältemittel erwärmt sich in den Experimenten im überkritischen Druckbereich bis zur pseudokritischen Temperatur, wo sich wie in Abschnitt 3.3.1 bereits erläutert ein Plateau ausbildet, bevor das Kältemittel überhitzt. Im unterkritischen Druckbereich erwärmt es sich bis zur Verdampfungstemperatur, bei der es verdampft ohne in den Experimenten merklich zu überhitzen.

Die geringste treibende Temperaturdifferenz zwischen Abgas und Kältemittel liegt bei den überkritischen Drücken je nach Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ kurz vor dem in Abb. 2.7 gezeigten starken Anstieg der spezifischen Wärmekapazität und im unterkritischen Druckbereich dort, wo die Verdampfungstemperatur

erreicht wird. Sie unterscheidet sich in den einzelnen Betriebspunkten nicht wesentlich.

Die treibende Temperaturdifferenz am Eintritt des Abgases ($\vartheta_{Ab,e} - \vartheta_{Km,a}$) sinkt in Abb. 3.16 mit der mit steigendem Kältemitteldruck zunehmenden Kältemittelaustrittstemperatur $\vartheta_{Km,a}$ von ungefähr 83 °C bis 120 °C. Mit der treibenden Temperaturdifferenz am Eintritt des Abgases sinken außerdem die insgesamt treibenden Temperaturdifferenzen, wie in Abb. 3.16 deutlich wird. Der übertragene Wärmestrom \dot{Q} müsste also mit steigendem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ sinken, ist aber bei den überkritischen Drücken und damit bei den kleinsten treibenden Temperaturdifferenzen am größten. Bei knapp unterkritischen Kältemitteldrücken und damit mittleren treibenden Temperaturdifferenzen ist der übertragene Wärmestrom am geringsten. Die Unterschiede im übertragenen Wärmestrom lassen sich also mit der Änderung der treibenden Temperaturdifferenzen nicht erklären, was darin begründet liegen muss, dass die absoluten Änderungen der treibenden Temperaturdifferenzen relativ betrachtet gering und damit nicht ausschlaggebend sind.

Die Unterschiede im übertragenen Wärmestrom könnten aus der diskutierten Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangs resultieren, was in den Simulationen in Abschnitt 3.4.5 geklärt werden soll. Die gegenläufige Tendenz von Enthalpieverhältnis und übertragenem Wärmestrom im unterkritischen Druckbereich zeigt sich bei den meisten Experimenten. Die Änderungen des Wärmestroms betragen bei den unterkritischen Drücken zwischen 25 bar und 38 bar allerdings maximal bis zu 20 % und übersteigen damit die jeweiligen Messabweichungen nur selten.

Der experimentell gemessene Wärmestrom weist also in den beschriebenen Betriebsgrenzen eine weitgehende Unabhängigkeit vom Kältemitteldruck auf und wird maßgeblich durch die Abgastemperatur und den Abgasmassenstrom bestimmt. Der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient muss nennenswert kleiner als der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient und damit der bestimmende Widerstand des Wärmedurchgangs sein, da sich die kältemittelseitigen Änderungen der Fluideigenschaften und des Wärmeübergangsmechanismus ansonsten in stärkerem Maße auf den übertragenen Wärmestrom ausgewirkt hätten. Das Kältemitteldruckniveau zum Antrieb des Dampfstrahlkälteprozesses kann also ohne Beeinträchtigung des Wärmestroms in Abhän-

gigkeit von der Abgastemperatur und dem Abgasmassenstrom frei gewählt werden. Die experimentell aufgezeigten Änderungen des unterkritisch übertragenen Wärmestroms könnten jedoch bei einer Verbesserung des abgasseitigen Wärmeübergangs eine zu berücksichtigende Größenordnung erreichen.

Der Wärmeübertragerwirkungsgrad ϵ als Verhältnis aus tatsächlich übertragenem Wärmestrom \dot{Q} zum bei linearen Temperaturverläufen maximal übertragbaren Wärmestrom $\dot{Q}_{max} = \dot{C}_{min} \cdot (T_{Ab,e} - T_{Km,e})$ sinkt in den Experimenten von ungefähr 25 % bei geringen Abgasmassenströmen auf ungefähr 15 % bei hohen Abgasmassenströmen. Durch eine Vergrößerung der Übertragerfläche des Abgaswärmeübertragerprototyps kann der Wärmestrom also aufgrund der hohen treibenden Temperaturdifferenzen in jedem Fall noch gesteigert werden, obwohl der theoretische Grenzfall, d.h. $\epsilon = 1$, aufgrund des nichtlinearen Temperaturverlaufs des Kältemittels nicht erreicht werden kann.

3.4.4 Druckverlust und Wärmedurchgang

Als ein Bewertungskriterium von Abgaswärmenutzungskonzepten wurde in Abschnitt 2.1.2 der durch die Abgaswärmeübertragung erzeugte Abgasgegen- druck diskutiert. Zum Erzielen hoher Leistungsdichten bei der Abgaswärme- übertragung sind die Wärmedurchgangskoeffizienten des Übertragers relevant. Der gemessene abgasseitige Druckverlust Δp_{Ab} ist in Abb. 3.17 zusammen mit dem experimentell ermittelten auf die kältemittelseitige Innenfläche des Rohrs bezogene Wärmedurchgangskoeffizient k_{Km} aus Gl. 3.6 über dem Abgasmas- senstrom \dot{M}_{Ab} aufgetragen.

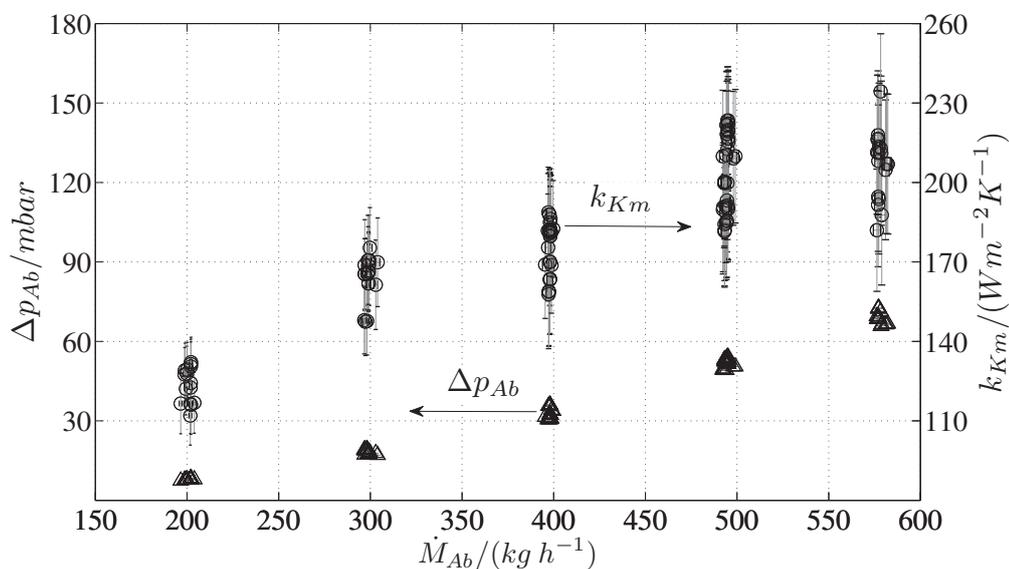


Abbildung 3.17: Abgasseitiger Druckverlust Δp_{Ab} (Symbol Δ) und Wärme- durchgangskoeffizient k_{Km} (Symbol o) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} .

Die Abgasmassenströme \dot{M}_{Ab} von 200 kg/h bis 600 kg/h resultieren in ab- gasseitigen Druckverlusten des Wärmeübertragerprototyps Δp_{Ab} von ungefähr 8 mbar bis 70 mbar. Die Druckverluste erhöhen sich erwartungsgemäß mit stei- gender Strömungsgeschwindigkeit des Abgases w_{Ab} bzw. steigendem Abgas- massenstrom \dot{M}_{Ab} , weil unter der Annahme eines konstanten Druckverlustbei- werts ξ gilt $\Delta p_{Ab} = \xi \cdot (\rho_{Ab}/2) \cdot w_{Ab}^2 \propto \dot{M}_{Ab}^2 / \rho_{Ab}$. Die Abhängigkeit des Druck- verlusts von der Abgasdichte, die sich durch die Variation der Temperatur von 100K um ungefähr 10% ändert, wird in der Änderung des experimentell ermit- telten Druckverlusts um bis zu 10% jeweils bei konstantem Abgasmassenstrom

\dot{M}_{Ab} in Abb. E.16 deutlich.

Die sich trotz der geometrischen Einfachheit durch den Abgaswärmeübertrager ergebenden, abgasseitigen Druckverluste von bis zu 70 mbar sind entsprechend der Abschätzungen aus Abschnitt 2.1.2 nicht vernachlässigbar. Sie können jedoch bei aufgeladenen Motoren durch eine Steigerung des Turboladerwirkungsgrads kompensiert werden. Darüber hinaus beträgt die Auskühlung des Abgases über den Wärmeübertrager in den Experimenten ungefähr zwischen 100 K und 200 K, was je nach Abgastemperatur einer Erhöhung der Abgasdichte um 10 % (1000 °C) bis 40 % (450 °C) entspricht. In dem Wärmeübertrager nachgelagerten Rohren und Einbauten des Abgasstrangs verringern sich die Druckverluste aufgrund der verringerten Strömungsgeschwindigkeiten bei steigender Dichte entsprechend. Bei einer Integration des Abgaswärmeübertragers vor Komponenten der Abgasanlage mit hohen Druckverlusten wie beispielsweise dem Schalldämpfer⁹ könnten die gesamten Druckverluste der Abgasstrecke durch die Auskühlung im Abgaswärmeübertrager sogar verringert werden. Darüber hinaus könnte auch eine Integration in den passiven Absorptionsschalldämpfer der Abgasanlage erfolgen, in dem die Druck- und Dichteschwankungen des Abgases durch Einsatz poröser Materialien in Wärme gewandelt werden. Dadurch ließen sich die abgasseitigen Druckverluste weiter verringern.

Der kältemittelseitige Wärmeübergang sollte in Anbetracht der Druckverluste zum Erreichen möglichst hoher Wärmestromdichten unbedingt vergrößert werden, auch wenn der abgasseitige Wärmeübergang den ausschlaggebenden Widerstand des Wärmedurchgangs darstellt, weil sich zusätzliche Druckverluste durch den abgasseitigen Wärmeübergang erhöhende Maßnahmen nicht vermeiden lassen.

Die kältemittelseitigen Druckverluste Δp_{Km} liegen in allen Experimenten bei höchstens 500 mbar für die gemessenen Kältemittelmassenströme \dot{M}_{Km} von 35 g/s bis 90 g/s (s. Abb. E.11). Im Vergleich zu den von der Pumpe zu überwindenden Druckdifferenzen Δp_{Km} zwischen Hochdruck- und Kondensationsdruckniveau von ungefähr 15 bar bis 40 bar erhöhen kältemittelseitige Druckverluste in der Größenordnung von 0,5 bar die hydraulisch benötigte Pump-

⁹In Kraftfahrzeugen integrierte Schalldämpfer besitzen heutzutage bei Abgasmassenströmen von 600 kg/h Druckverluste von bis zu 180 mbar (vgl. Kühn und Kitte, 2013).

leistung P_h nicht wesentlich.

Durch eine Halbierung des Kältemittelrohrquerschnitts $A_{K_m,q}$, d.h. eine Verdoppelung der Strömungsgeschwindigkeit des Kältemittels w_{K_m} , verdoppelt sich die Reynolds-Zahl des Kältemittels Re_{K_m} . Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{K_m} erhöht sich damit um 75 %, weil in grober Näherung gilt $\alpha_{K_m} \propto Re_{K_m}^{0,8}$.

Für das Verhältnis der relativen Änderung des Produkts von Wärmedurchgangskoeffizient und effektiver Rohrfläche ($k_{K_m} \cdot A_{eff}$) zur relativen Änderung des Produkts von kältemittelseitigem Wärmedurchgangskoeffizient und kältemittelseitiger Wärmeübertragerfläche ($\alpha_{K_m} \cdot A_{K_m}$) gilt unter Vernachlässigung der Wärmeleitung durch das Kältemittelrohr:

$$\frac{\partial(k_{K_m} \cdot A_{eff})/(k_{K_m} \cdot A_{eff})}{\partial(\alpha_{K_m} \cdot A_{K_m})/(\alpha_{K_m} \cdot A_{K_m})} = \frac{k_{K_m}}{\alpha_{K_m}} \cdot \frac{A_{eff}}{A_{K_m}}$$

Das Verhältnis der Wärmeübertragerflächen (A_{eff}/A_{km}) beträgt ungefähr 1,56. Wenn von einem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten α_{K_m} ausgegangen wird, der um einen Faktor 7,5 größer als der Wärmedurchgangskoeffizienten k_{K_m} ist, lässt sich durch die Erhöhung des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{K_m} um 75 % bei gleicher Kältemittelrohrdicke d_W eine Steigerung des in Abb. 3.17 dargestellten Wärmedurchgangskoeffizienten k_{K_m} um über 15 % erreichen. In der Betrachtung wird ein konstanter abgasseitiger Wärmeübergangskoeffizient vorausgesetzt, wozu die Abgasseite bei der Halbierung des Kältemittelrohrquerschnitts und entsprechend dünneren Kältemittelrohren modifiziert werden müsste.

3.4.5 Modellkonsistenzprüfung und Vergleich von Messung und Rechnung der Abgaswärmeübertragung

In den folgenden Abschnitten werden die Konsistenz des über- und unterkritischen Modells geprüft und die Messungen den Rechnungen gegenübergestellt, um die offenen Fragen aus den Experimenten der Abgaswärmeübertragung zu klären.

Modellkonsistenz: Kältemittelseite überkritisch

In Abb. 3.18 sind die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} und der Kältemittelseite α_{Km} beispielhaft für eine Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ von 500 °C und einen Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} von 500 kg/h für drei verschiedene Kältemitteldrücke $p_{Km,H}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

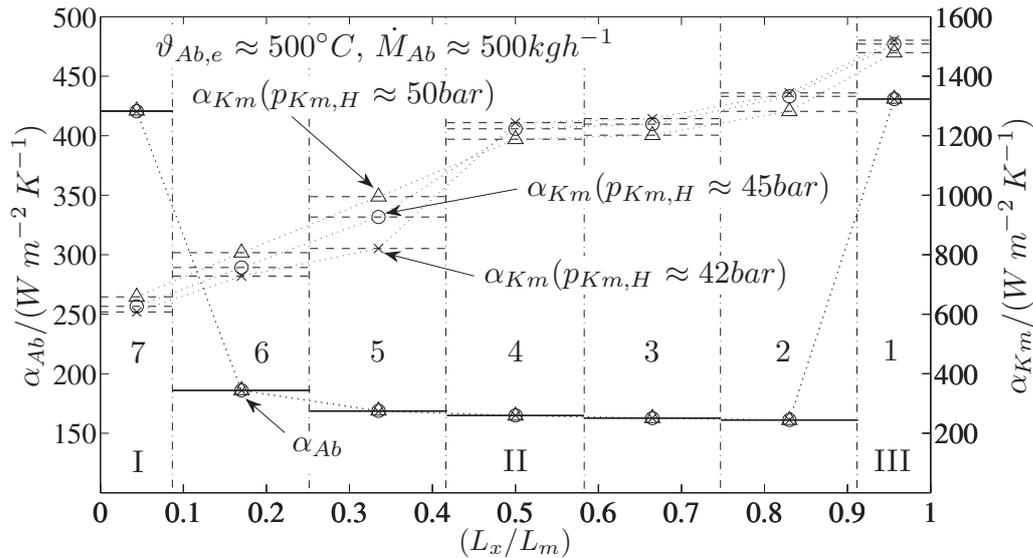


Abbildung 3.18: Abgas- und kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{Km} im überkritischen Druckbereich über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500\text{ °C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500\text{ kg/h}$).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen wie bei der Referenzmessung wieder nur der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht der Interpolation zwischen den Mittelwerten.

Der Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} beläuft sich bei allen drei Betriebspunkten auf ungefähr 77 g/s . Die Kältemiteleintrittstemperatur $\vartheta_{Km,e}$ liegt zwischen $12,5\text{ °C}$ und $12,9\text{ °C}$. Im Gegensatz zur Rechnung der Referenzmessung wird die normierte Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) im vorliegenden Fall entsprechend der Beschreibung aus Abschnitt 3.3.1 kältemittelseitig durch sieben Bereiche (1-7) diskretisiert.

Der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Ab} sinkt in den Bereichen der

normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) von ungefähr $421 \text{ W/m}^2\text{K}$ im ersten quer angeströmten Rohrbündel $B_{Ab,q1}$ (I) auf ungefähr $186 \text{ W/m}^2\text{K}$ zu Beginn des längs angeströmten Rohrbündels $B_{2Ab,l}$ (II). Er nimmt im längs angeströmten Rohrbündel $B_{2Ab,l}$ (II) fortlaufend weiter bis auf ungefähr $147 \text{ W/m}^2\text{K}$ ab. Im dritten Rohrbündel $B_{3Ab,q2}$ (III) springt der Wärmeübergangskoeffizient wieder auf ungefähr $431 \text{ W/m}^2\text{K}$. Der Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} ist in den drei dargestellten Betriebspunkten konstanter Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ und konstantem Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} erwartungsgemäß nahezu identisch, da sich die abgasseitigen Reynolds-Zahlen Re_{Km} , Prandtl-Zahlen Pr_{Km} sowie der Korrekturfaktor $K_{T,Ab}$ kaum unterscheiden (vgl. Abb. E.17, E.18 und E.19). Die Erläuterungen des qualitativen Verlaufs der Referenzmessung gelten hier analog.

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Km} sinkt in den Bereichen vom Rohreinlass (Bereich 1) an von ungefähr $1500 \text{ W/m}^2\text{K}$ auf $630 \text{ W/m}^2\text{K}$. Die Unterschiede in den Verläufen sind bei den unterschiedlichen Kältemitteldrücken $p_{Km,H}$ gering, was aufgrund der sich mit dem Kältemitteldruck so gut wie nicht ändernden experimentell übertragenen Wärmeströme erwartet wurde. Bis zur Mitte des Kältemittelrohrs ist der Wärmeübergangskoeffizient beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{Km,H} \approx 42 \text{ bar}$) am größten und beim größten Kältemitteldruck ($p_{Km,H} \approx 50 \text{ bar}$) am geringsten. Ab der Kältemittelrohrmitte kehren sich die Verhältnisse um.

Die kältemittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{Km} sind beim geringsten Kältemitteldruck durchgängig und die kältemittelseitigen Prandtl-Zahlen Pr_{Km} bis auf den letzten Bereich (7) ebenfalls immer am höchsten und beim größten Kältemitteldruck am geringsten (vgl. Abb. E.17 und E.18). Ab der Kältemittelrohrmitte bestimmt also der Korrekturfaktor $K_{T,über}$ den Verlauf des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} .

In Abb. 3.19 sind die berechneten Korrekturfaktoren der Kältemittelseite $K_{T,über}$ für das Beispiel aus Abb. 3.18 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

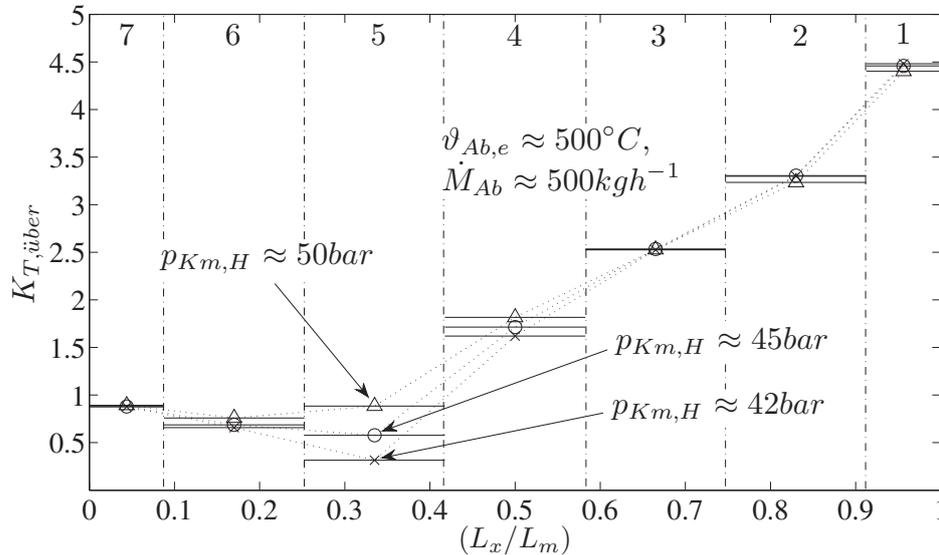


Abbildung 3.19: Kältemittelseitiger Korrekturfaktor $K_{T,über}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{K_{m,H}}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500 \text{ }^\circ\text{C}$, $\dot{M}_{Ab} \approx 500 \text{ kg/h}$).

Die Kältemitteltemperatur T_{K_m} liegt in den Experimenten am Rohreinlass (Bereich 1) unter der pseudokritischen Temperatur $T_{K_m,pk}$, die aber geringer als die dortige Wandtemperatur $T_{K_m,W}$ ist (vgl. Abb. E.21). Der Korrekturfaktor $K_{T,über}$ berechnet sich also gemäß des zweiten Falls aus Gl. 2.16. Die Zunahme des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der zur Wand hin abnehmenden Kältemittelviskosität und der durch das lokale Maximum erhöhten Wärmekapazität übersteigt dort die Abnahme des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten aufgrund der zur Wand hin abnehmenden Kältemittelwärmeleitfähigkeit und führt zu der Verstärkung des Wärmeübergangs am Rohreinlass um einen Faktor 4,5¹⁰.

Mit der Erwärmung der Kältemittelkernströmung in den folgenden Bereichen 2 bis 4 nimmt die Temperaturdifferenz zwischen Kältemittel- und Wandtem-

¹⁰Die Messabweichungen des für Wasser und Kohlendioxid erstellten Korrekturfaktors betragen laut Krasnoshchekov und Protopopov (1959) zwischen +20 % und -20 %.

peratur und damit der Unterschied in den Fluideigenschaften zwischen der Kernströmung und der Wand ab, wodurch der Korrekturfaktor bis zum Bereich 4 auf einen Faktor 1,7 sinkt.

Im Bereich 5 wird bei allen drei Kältemitteldrücken $p_{K_{m,H}}$ unter denen in Abb. 2.7 gezeigten Änderungen der Fluideigenschaften die pseudokritische Temperatur überschritten. Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient verringert sich nach Überschreiten der pseudokritischen Temperatur deutlich auf bis zu 0,4 und bei dem geringsten Kältemitteldruck ($p_{K_{m,H}} \approx 42$ bar) am stärksten. Die starke Verringerung passiert entsprechend Gl. 2.16 vorwiegend, weil die über die mittlere Temperatur berechnete mittlere Wärmekapazität des Fluids $c_{p,m}$ aufgrund des Maximums der lokalen Wärmekapazität in diesem Bereich die zwischen mittlerer Fluid- und Wandtemperatur gemittelte spezifische Wärmekapazität \bar{c}_p nach Gl. 2.17 um bis zu eine Größenordnung übersteigt, was bedeutet, dass sich dort die Kältemittelwärmekapazität zur Wand hin im Vergleich zur mittleren Wärmekapazität der Fluidkernströmung und damit einhergehend der Wärmeübergangskoeffizient stark verringert.

Der Korrekturfaktor $K_{T,über}$ berechnet sich nach Überschreiten der pseudokritischen Temperatur entsprechend dem dritten Fall aus Gl. 2.16 mit einer geringeren Gewichtung der Änderung der Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zum zweiten Fall. Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient verringert sich im Vergleich zum Wärmeübergangskoeffizient mit konstanten Fluideigenschaften auch noch nach dem Überschreiten der pseudokritischen Temperatur in den Bereichen 6 und 7.

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient wird also im Vergleich zum Wärmeübergangskoeffizient des flüssigen Kältemittels im Beispiel aus Abb. 3.18 deutlich verstärkt. Die Verstärkung ist jedoch in der Simulation unabhängig vom Kältemitteldruck, wie entsprechend dem in den Experimenten übertragenen Wärmestrom erwartet wurde.

Abb. 3.20 zeigt die Simulationsergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den simulierten Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{Km} für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) aller Kältemittelmessungen im überkritischen Druckbereich.

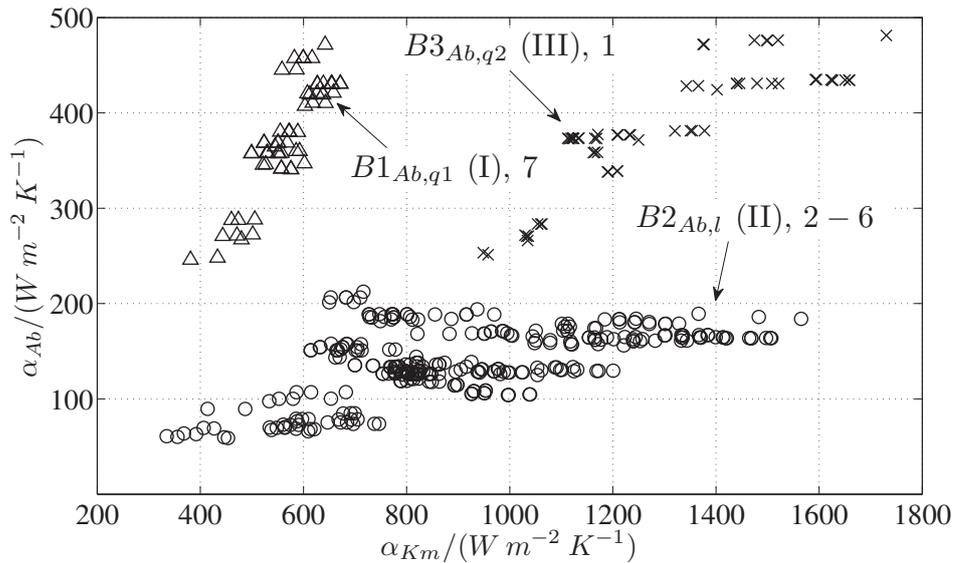


Abbildung 3.20: Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{Km} aller Kältemittelmessungen im überkritischen Druckbereich (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die lokalen kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} liegen zwischen $300 W/m^2K$ und $1800 W/m^2K$ und die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} zwischen $50 W/m^2K$ und $500 W/m^2K$. Die mit den jeweiligen Wärmeübertragerflächen gemittelten kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{Km,m}$ von $446 W/m^2K$ bis $1226 W/m^2K$ sind größer als die mit den Wärmeübertragerflächen gemittelten abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} von $100 W/m^2K$ bis $240 W/m^2K$. Die Verhältnisse der Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha_{Km,m}/\alpha_{Ab,m}$) variieren von 4,3 bis 6.

Die höheren Wärmeübergangskoeffizienten des Kältemittels resultieren wie bei der Referenzmessung grundsätzlich aus den höheren Prandtl-Zahlen des Kältemittels Pr_{Km} im Vergleich mit den Prandtl-Zahlen des Abgases Pr_{Ab} , da

die kältemittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{K_m} ähnlich groß wie die Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} sind (vgl. Abb. E.22 und E.23).

Die Tatsache, dass die Abgasseite bei den Kältemittelmessungen als größerer Widerstand den Wärmedurchgang bestimmt, wie bei der Diskussion der Experimente erklärt wurde, wird durch die Simulationen der überkritisch übertragenen Wärmeströme bestätigt. Die berechneten Verhältnisse der gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten ($\alpha_{K_m,m}/\alpha_{Ab,m}$) von 4,3 bis 6 sind jedoch nicht derart groß, dass der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient überhaupt keinen Einfluss mehr auf den Wärmedurchgang besitzt. Außerdem ist die Kältemittelströmung im Großteil der Betriebspunkte nicht voll turbulent (vgl. Abb. E.22). Entsprechend des Zahlenbeispiels aus Abschnitt 3.4.4 könnte der übertragene Wärmestrom \dot{Q} beim kleinsten bzw. größten berechneten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_{K_m,m}$ von 446 W/m²K bzw. 1226 W/m²K und den zugehörigen Wärmedurchgangskoeffizienten von ungefähr 120 W/m²K bzw. 200 W/m²K durch eine Halbierung des Kältemittelrohrquerschnitts $A_{K_m,q}$ und der damit einhergehenden Verdoppelung der kältemittelseitigen Strömungsgeschwindigkeit w_{K_m} um ungefähr 32 % ($k_{K_m} \approx 120\text{W/m}^2\text{K}$ aus Abb. 3.17, $\alpha_{K_m,m} = 446\text{W/m}^2\text{K}$) bzw. 19% ($k_{K_m} \approx 200\text{W/m}^2\text{K}$, $\alpha_{K_m,m} = 1226\text{W/m}^2\text{K}$) gesteigert werden.

Die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} des längs umströmten Bündels $B2_{Ab,l}$ (II) sind laut den Simulationen wie bei der Referenzmessung erwartungsgemäß durchgängig am geringsten. Die Wärmeübergangskoeffizienten der beiden quer angeströmten Bündel $B1_{Ab,q1}$ (I) und $B3_{Ab,q2}$ (III) sind in Abb. 3.20 näherungsweise gleich groß. Die Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ des abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} aufgrund der sich quer zur Strömungsrichtung ändernden Fluideigenschaften liegen entsprechend den Differenzen zwischen mittlerer Abgastemperatur und mittlerer abgasseitiger Wandtemperatur zwischen 3 % und 16 % (vgl. Abb E.24).

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{K_m} ist im Bereich des längs angeströmten Rohrbündels $B2_{Ab,l}$ (II), d.h. im Bereich 2 bis 6, teilweise geringer als am Ende des Kältemittelrohres im Bereich 7, d.h. im Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), wie in Abb. 3.20 deutlich wird. Über die Effekte des thermischen Einlaufs hinaus bestimmen die Korrekturen aufgrund der Änderung der Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung den kältemittelseitigen Wärmeüber-

gangskoeffizienten α_{Km} im überkritischen Druckbereich des Kältemittels.

Die berechneten kältemittelseitigen Korrekturfaktoren des überkritischen Druckbereichs $K_{T,über}$ aus Gl. 2.16 sind zur Überprüfung der Berechnung bei allen Kältemittelmessungen in Abb. 3.21 über dem korrigierten kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) aufgetragen.

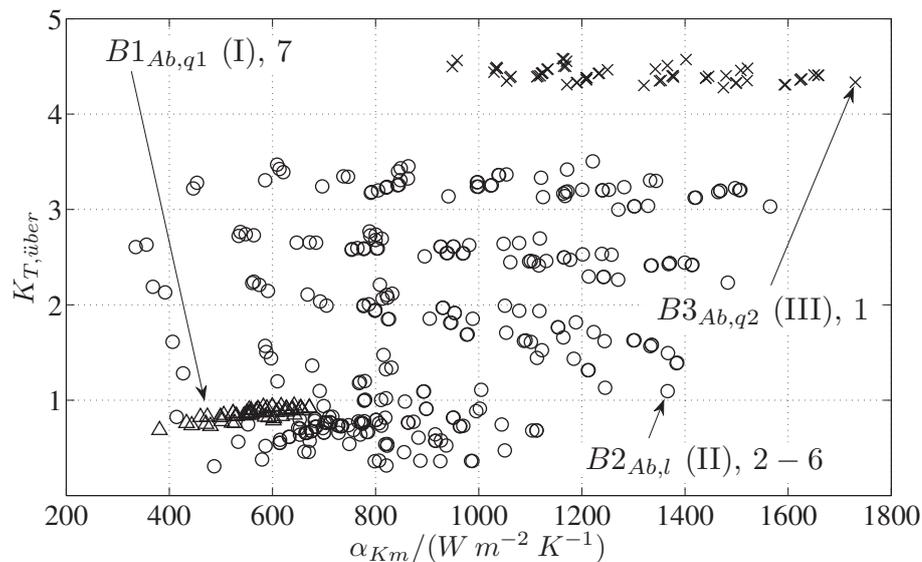


Abbildung 3.21: Korrekturfaktor des überkritischen Druckbereichs $K_{T,über}$ über den kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} aller Kältemittelmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die Korrekturfaktoren $K_{T,über}$ liegen laut den Simulationsrechnungen zwischen 0,2 und 4,6. Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient wird größtenteils verstärkt, wie in Abb. 3.21 deutlich wird. Am Einlass des Kältemittelrohrs im Bereich 1 ($B_{Ab,q2}$ (III)) wird er immer am meisten verstärkt, da dort die Differenzen zwischen der mittleren Wandtemperatur $T_{W,Km,m}$ und der mittleren Kältemitteltemperatur $T_{Km,m}$ und damit die Unterschiede der dynamischen Viskosität, der Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen Wärmekapazität des Kältemittels zwischen der Kernströmung und der Wand am größten sind, wie am Beispiel in Abb. 3.19 erläutert wurde. Die geringsten Korrekturfaktoren werden bei allen Simulationen immer im längsumströmten

Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II), d.h. in den Bereichen 2 bis 6, nach Überschreiten der pseudokritischen Temperatur berechnet.

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Km} wird also stark durch die Änderung der Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung bestimmt. Im Mittel wird der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Km} um einen Faktor 1,8 bis 2,3 verstärkt. Der Wärmeübergangskoeffizient der flüssigen Kältemittelströmung würde also ohne die Korrektur aufgrund der Änderung der Fluideigenschaften nicht viel größer als der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient berechnet werden.

Messungs- und Rechnungsvergleich: Kältemittelseite überkritisch

In Abb. 3.22 sind der berechnete Wärmestrom mit und ohne Korrektur aufgrund der Änderung der Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung \dot{Q}_{sim} und $\dot{Q}_{sim,unkor}$ sowie die entsprechenden relativen Abweichungen $\Delta\dot{Q} = (\dot{Q}_{sim} - \dot{Q})/\dot{Q}$ und $\Delta\dot{Q}_{unkor} = (\dot{Q}_{sim,unkor} - \dot{Q})/\dot{Q}$ über dem experimentellen Wärmestrom \dot{Q} abgetragen.

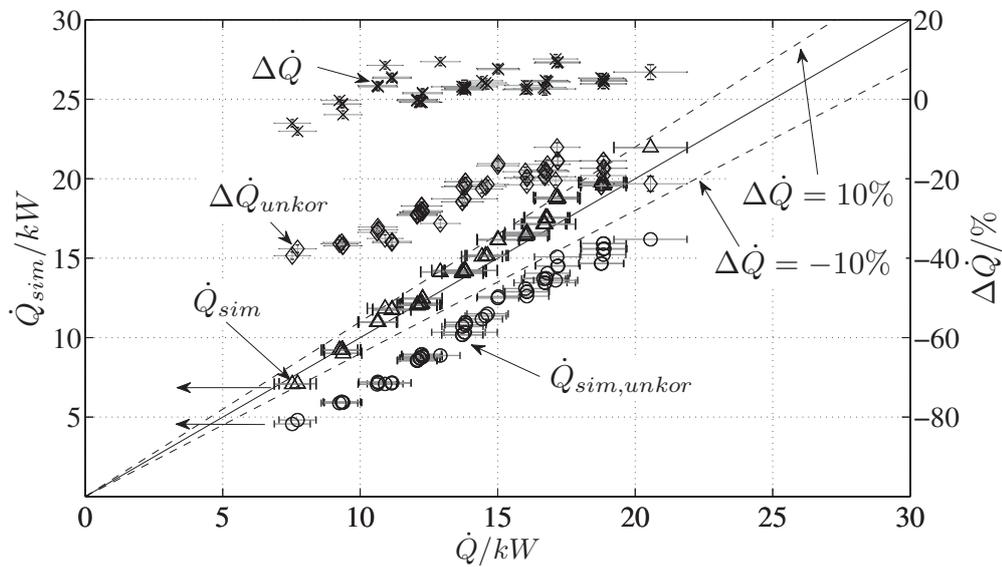


Abbildung 3.22: Wärmeströme \dot{Q}_{sim} (Symbol Δ) und $\dot{Q}_{sim,unkor}$ (Symbol o) und entsprechende relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol x) und $\Delta\dot{Q}_{unkor}$ (Symbol \diamond) über dem experimentellen Wärmestrom \dot{Q} der Kältemittelmessung im überkritischen Druckbereich.

Die berechneten Wärmeströme ohne die Korrektur der Änderung der Fluideigenschaften $\dot{Q}_{sim,unkor}$ unterschätzen durchgängig die experimentellen Wärmeströme. Die Abweichungen $\Delta\dot{Q}_{unkor}$ belaufen sich auf ungefähr -39% bis -12% , womit sie fast immer außerhalb der jeweiligen Messabweichung liegen. Die Abweichungen nehmen tendenziell mit steigendem übertragenen Wärmestrom ab.

Die mit der Korrektur berechneten Wärmeströme \dot{Q}_{sim} stimmen mit den experimentellen Wärmeströmen \dot{Q} im Rahmen der jeweiligen Messabweichungen größtenteils überein. Die Simulationsrechnungen unterschätzen den experimentellen Wärmestrom bei geringen und überschätzen ihn bei hohen übertragenen Wärmeströmen. Die Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ bewegen sich jedoch meistens unter 5% mit maximalen Abweichungen von ungefähr 10% . Das Unterschätzen des experimentellen Wärmestroms bei geringen übertragenen Wärmeströmen bzw. bei geringen Abgasmassenströmen entspricht der Tendenz der Simulationsergebnisse der Referenzmessung, nicht jedoch das Überschätzen bei hohen übertragenen Wärmeströmen. Der lineare Trend der Abweichungen muss aus einer zu starken Korrektur des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten resultieren, was in den nicht für das Kältemittel R134a angepassten empirischen Parametern der Korrektur von Krasnoshchekov und Protopopov (1959) begründet sein kann.

Obwohl die Abgasseite den Widerstand des Wärmedurchgangs bestimmt, wird vor allem durch die Korrektur des kältemittelseitigen Wärmeübergangs die entscheidende Verbesserung der mittleren, arithmetischen Modellabweichung von 24% auf $4,7\%$ erreicht. Die Korrektur des Abgaswärmeübergangskoeffizienten $K_{T,Ab}$ nach Gl. 2.15 allein verbessert die Berechnung des übertragenen Wärmestroms nicht wesentlich.

Der Einfluss der Änderung der Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung sollte bei den hohen Temperaturdifferenzen zwischen dem Abgas und dem Kältemittel in die Modellierung des Wärmeübertrags einfließen, vor allem aber bei der überkritischen Wärmeübertragung in der Nähe des kritischen Punkts, wo der Einfluss der Änderungen auf den Wärmeübergang gravierend ist. Mit dem die Änderung der Fluideigenschaften quer zur Strömungsrichtung beschreibenden Korrekturfaktor $K_{T,über}$ von Krasnoshchekov und Protopopov (1959) lassen sich die Simulationsergebnisse des überkritischen Kältemittels

R134a physikalisch interpretierbar so korrigieren, dass die Abweichungen der Simulationen von den experimentellen Ergebnissen größtenteils im Rahmen der jeweiligen Messabweichungen liegen. Eine genauere Aussage über die Eignung der empirischen Faktoren des für Wasser und Kohlendioxid erstellten Korrekturfaktors und eine eventuelle Anpassung für das Kältemittel R134a zur Bereinigung des linearen Trends der Abweichungen lässt sich aus dem Messungs- und Rechnungsvergleich nicht ableiten, da der abgasseitige Wärmeübergang der ausschlaggebende Widerstand des Wärmedurchgangs ist.

Modellkonsistenz: Kältemittelseite unterkritisch

In Abb. 3.23 sind die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} und der Kältemittelseite α_{Km} beispielhaft für eine Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ von 500 °C und einen Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} von 500 kg/h über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

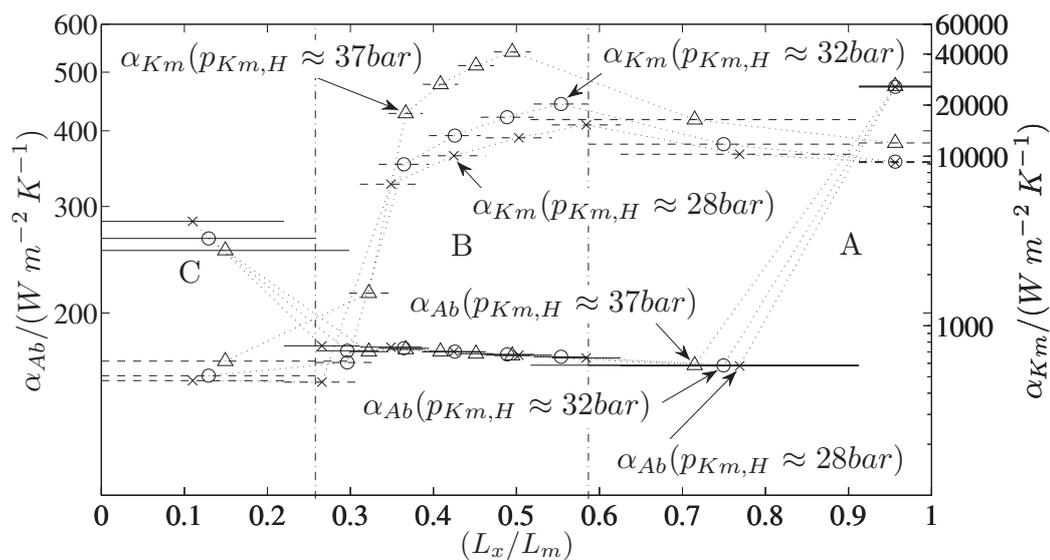


Abbildung 3.23: Abgas- und kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{Km} im unterkritischen Druckbereich über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 28 bar), ($\vartheta_{Ab,e} \approx 500$ °C, $\dot{M}_{Ab} \approx 500$ kg/h).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen wieder nur der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht

der Interpolation.

Der Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} beläuft sich auf ungefähr 73,7 g/s bei den Kältemitteldrücken von 37 bar und 32 bar und auf ungefähr 77,2 g/s bei dem Kältemitteldruck von 28 bar. Die Kältemittelintrittstemperatur $\vartheta_{Km,e}$ liegt zwischen 12,2 °C und 12,5 °C.

Die normierte Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) wird im vorliegenden Fall entsprechend der Beschreibung aus Abschnitt 3.3.1 kältemittelseitig von rechts nach links in drei Bereiche unterteilt, den Bereich A des unterkühlten Siedens des Kältemittels, den Bereich B der Verdampfung und den Bereich C der Überhitzung. Die Längen der drei Bereiche unterscheiden sich in Abb. 3.23 bei jedem der drei dargestellten Betriebspunkte unterschiedlichen Kältemitteldrucks aufgrund der verschiedenen kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} , weswegen die Trennung der Bereiche durch die Strich-Punkt-Linien nur der Orientierung nicht aber der exakten Bereichstrennung dient. Der Bereich der Verdampfung wird darüber hinaus in fünf weitere Bereiche 1 bis 5 unterteilt (in Abb. 3.23 durch die Symbole und zugehörigen Linien im Bereich B erkennbar).

Der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Ab} verläuft qualitativ aufgrund der gleichen Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ von 500 °C und des gleichen Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} von 500 kg/h erwartungsgemäß wie beim Beispiel im überkritischen Druckbereich aus Abb. 3.18. Quantitative Unterschiede resultieren aus den Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ (vgl. Abb. E.25). Der einzige wesentliche Unterschied im Vergleich zu den Berechnungen der Abgasseite bei der Referenzmessung und im kältemittelseitig überkritischen Druckbereich besteht im abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizient α_{Ab} im Bereich der Kältemittelüberhitzung A, der als über die Wärmeübertragerfläche gemittelter Wärmeübergangskoeffizient aus den Wärmeübergangskoeffizienten im ersten quer und anteilig im zweiten längs vom Abgas angeströmten Rohrbündel in Abb. 3.23 dargestellt wird. Der gemittelte abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient ist durch die Darstellung im Vergleich zu den Berechnungen der Abgasseite bei der Referenz und im kältemittelseitig überkritischen Druckbereich entsprechend geringer in Abb. 3.23.

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient α_{Km} steigt in den Bereichen vom Rohreinlass beim unterkühlten Sieden von ungefähr 9200 W/m²K

bei den Kältemitteldrücken von 28 bar und 32 bar und ungefähr $12000 \text{ W/m}^2\text{K}$ beim Kältemitteldruck von 37 bar auf ungefähr $15000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 28 \text{ bar}$), $20000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 32 \text{ bar}$) bzw. $41000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 37 \text{ bar}$) zu Beginn der Verdampfung im Bereich B. Er sinkt dann in den Bereichen der Verdampfung mit zunehmendem Strömungsdampfgehalt $\dot{x}_{th,m}$ gemäß Gl. 2.23 und 2.24 stetig. Die stärkste Abnahme bei der Verdampfung zeichnet sich in Abb. 3.23 in der Sprühströmung ab, wo die Wärmeübergangskoeffizienten α_{K_m} bis auf jeweils ungefähr $465 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 28 \text{ bar}$), $610 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 32 \text{ bar}$) bzw. $1560 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 37 \text{ bar}$) abfallen. Beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{K_m} \approx 28 \text{ bar}$) ist der Wärmeübergangskoeffizient in der Sprühströmung $\alpha_{K_m,zp,S}$ sogar geringer als in der Überhitzung $\alpha_{K_m,g}$. Die Wärmeübergangskoeffizienten der Sprühströmung sind nach der Berechnung bis zu einem Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ von ungefähr 33 bar in den Simulationen ohne die kältemittelseitigen Korrekturfaktoren K_{T,K_m} immer kleiner als die Wärmeübergangskoeffizienten der Überhitzung (vgl. Abb. E.27). Aufgrund eines deutlichen Anstiegs der Prandtl-Zahl des Kältemittels auf der Taulinie Pr'_{K_m} in Richtung des kritischen Drucks werden sie nach Gl. 2.25 ab einem Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ von ungefähr 33 bar jedoch größer als die Wärmeübergangskoeffizienten der Überhitzung $\alpha_{K_m,g}$. Die Wärmeübergangskoeffizienten der Überhitzung berechnen sich zu ungefähr $475 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 28 \text{ bar}$), $510 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 32 \text{ bar}$) bzw. $620 \text{ W/m}^2\text{K}$ ($p_{K_m} \approx 37 \text{ bar}$).

Der Verlauf des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizient α_{K_m} über die Bereiche entlang der normierten Kältemittellrohrlänge (L_x/L_m) in Abb. 3.23 wird maßgeblich durch die Bildung von Kältemitteldampfblasen bestimmt. Das Kältemittel siedet unterkühlt bei allen Betriebspunkten aus Abb. 3.23 im quer vom Abgas angeströmten Bündel $B3_{Ab,q2}$ (III) und bis in das längs angeströmte Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) hinein. Danach verdampft es immer vollständig im längs vom Abgas angeströmten Rohrbündel, wonach es dort und im ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) überhitzt wird. Die Unterschiede in den kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten sind je nach Druckniveau merklich, wie bei der Diskussion der Experimente erwartet wurde. Die Auswirkungen der Änderung des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten auf die Unterschiede in der in den Betriebspunkten jeweils benötigten Wärmeübertragerfläche jedoch vergleichsweise gering, da der kältemittelseitige

Wärmeübergangskoeffizient lediglich einen geringen Einfluss auf den Wärmedurchgang besitzt.

Die in den Experimenten aus Abb. 3.16 aufgezeigte Tendenz des mit steigendem Antriebsdruck sinkendem übertragenen Wärmestrom kann nicht in den kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten begründet sein, weil diese laut den Simulationsrechnungen unabhängig vom Wärmeübergangsmechanismus mit steigendem Antriebsdruck deutlich zunehmen.

Abb. 3.24 zeigt die Simulationsergebnisse der Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{Km} unterschieden nach den kältemittelseitigen Wärmeübergangsmechanismen für alle Kältemittelmessungen im unterkritischen Druckbereich.

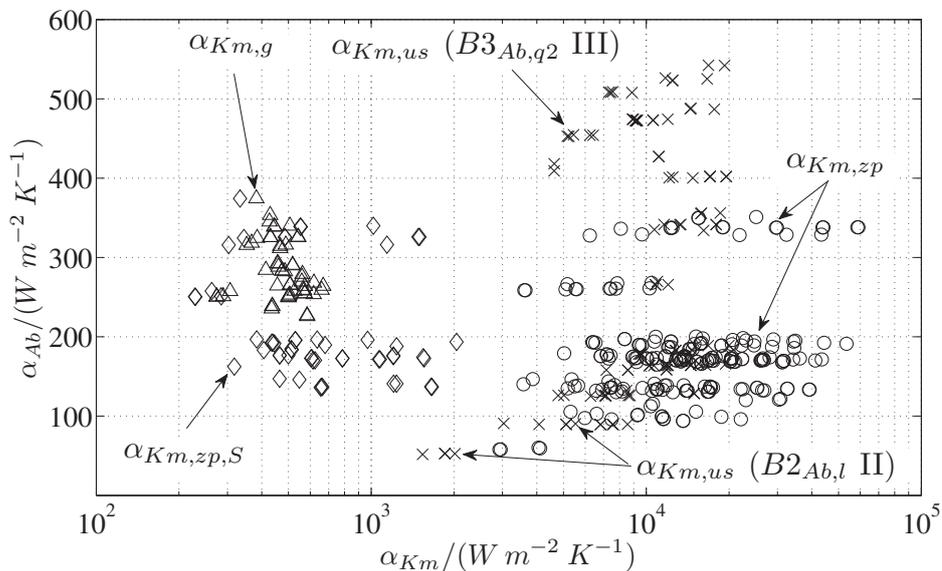


Abbildung 3.24: Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite $\alpha_{Km,i}$ für alle Kältemittelmessungen im unterkritischen Druckbereich (x; $\alpha_{Km,us}$, o; $\alpha_{Km,zp}$, \diamond ; $\alpha_{Km,zp,S}$, Δ ; $\alpha_{Km,g}$).

Die kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Km} von $230 W/m^2K$ bis zu $60000 W/m^2K$ liegen bei der unterkritischen Wärmeübertragung teilweise um mehrere Größenordnung über den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} .

Die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} verhalten sich qualitativ

wie bei den Simulationen der Referenzmessung. Die Wärmeübergangskoeffizienten des dritten Rohrbündels $B3_{Ab,q2}$ (III) sind am größten und die des zweiten Rohrbündels $B2_{Ab,l}$ (II) am geringsten. Die Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} des zweiten Rohrbündels $B2_{Ab,l}$ (II) sind teilweise hoch, weil die abgasseitigen Wärmeübertragerflächen $A_{Ab,i}$ und damit die abgasseitigen Bereiche zu Beginn des längsangeströmten Rohrbündels je nach kältemittelseitigem Wärmeübergangskoeffizienten klein werden können und deswegen die Einlaufeffekte stark ausgeprägt sind.

Auf der Kältemittelseite sind die Wärmeübergangskoeffizienten der Verdampfung $\alpha_{Km,zp}$ am größten. Die kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Siedens $\alpha_{Km,us}$ sind teilweise geringer aber in der gleichen Größenordnung wie die Wärmeübergangskoeffizienten der Verdampfung $\alpha_{Km,zp}$. Am kleinsten sind die Wärmeübergangskoeffizienten der Sprühströmung $\alpha_{Km,zp,S}$, die wie die Wärmeübergangskoeffizienten des überhitzten Kältemittels $\alpha_{Km,g}$ größtenteils um eine Größenordnung geringer als die Koeffizienten des unterkühlten Siedens und der zweiphasigen Strömung sind.

Messungs- und Rechnungsvergleich: Kältemittelseite unterkritisch

Abb. 3.25 zeigt die Simulationsergebnisse des im unterkritischen Druckbereich übertragenen Wärmestroms \dot{Q}_{sim} und die jeweiligen relativen Abweichungen $\Delta\dot{Q} = \left| (\dot{Q}_{sim} - \dot{Q}) \right| / \dot{Q}$ über dem experimentell ermittelten Wärmestrom \dot{Q} .

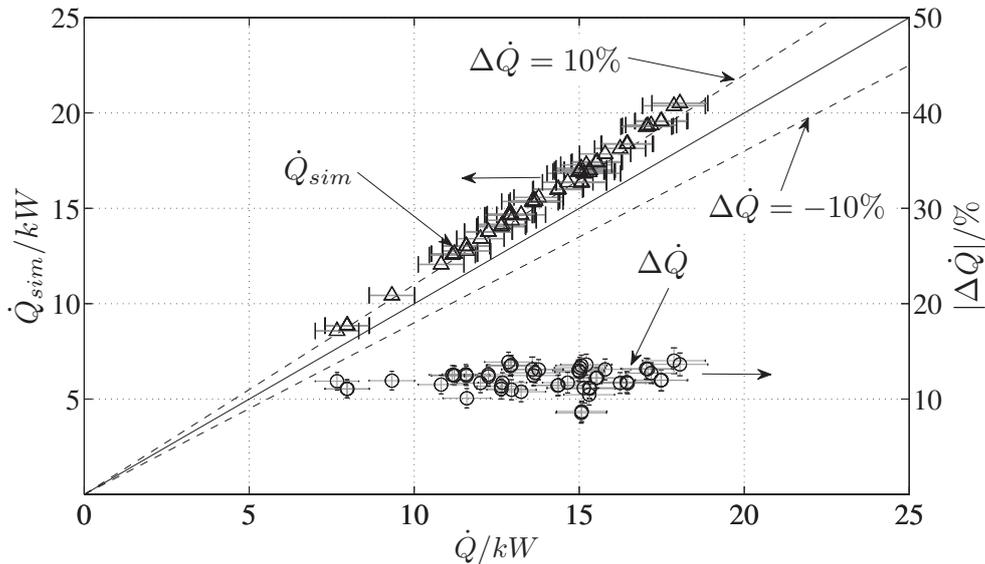


Abbildung 3.25: Simulationsergebnisse des Wärmestroms \dot{Q}_{sim} (Symbol Δ) und relative Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ (Symbol \circ) über dem experimentellem Wärmestrom \dot{Q} .

Die berechneten Wärmeströme \dot{Q}_{sim} bilden den experimentell übertragenen Wärmestrom \dot{Q} qualitativ gut ab, überschätzen die experimentellen Wärmeströme jedoch durchgängig mit Abweichungen $\Delta\dot{Q}$ von 9 % bis 14 %. Die mittlere, arithmetische Modellabweichung beträgt etwa 12 %, womit die Rechenresultate durchgängig außerhalb der Messabweichungen liegen. Die Abweichungen der Simulationsrechnung streuen bei einem gegebenem übertragenen Wärmestrom \dot{Q} um teils bis zu 5 % ohne eine erkennbare Systematik.

Der gute qualitative Zusammenhang zwischen dem übertragenen Wärmestrom und dem Abgas- sowie Kältemittelmassenstrom wurde bereits in den Rechnungen zu den Referenzmessungen bei hohen kühlmittelseitigen Wärmeübergängen bestätigt. Die gute qualitative Abbildung der Wärmeströme mit dem Modell für die unterkritische Verdampfung ist daher nicht erstaunlich, weil die kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten so groß sind, dass allein die

Abgasseite den übertragenen Wärmestrom bestimmt.

Das durchgängige Überschätzen des übertragenen Wärmestroms könnte nach durchgängigem Unterschätzen bei den Referenzmessungen in der Annahme begründet sein, dass sich in dem mittleren Kältemittelrohr augenblicklich am Einlass des Kältemittelrohrs ein Regime des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens einstellt. Der Siedebeginn könnte sich aber in Strömungsrichtung verzögern. In der Literatur finden sich Untersuchungen zur Verzögerung des Beginns des unterkühlten Siedens aufgrund noch nicht ausgebildeter Strömungs- und Temperaturprofile am Rohreinlauf (Clausse und Lahey Jr., 1990) oder aufgrund von starken Kältemittelunterkühlungen ΔT_H (Saha und Zuber, 1974), die in den vorliegenden Experimenten je nach unterkritischem Kältemitteldruck zwischen 65 K und 90 K variieren. Eine solche Verzögerung könnte das systematische Überschätzen des experimentellen Wärmestroms erklären.

Inwieweit sich das unterkühlte Sieden verzögern könnte, wird in den Flächenanteilen $A_{K_m,j}$ in der Simulation berechnet für die unterschiedlichen kältemittelseitigen Wärmeübergangsmechanismen im Bezug auf die gesamte Wärmeübertragerfläche $A_{K_m,ges}$ deutlich. Die in der Simulation berechneten Flächenanteile ($A_{K_m,i}/A_{K_m,ges}$) der verschiedenen, kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Siedens $\alpha_{K_m,us}$, der Verdampfung $\alpha_{K_m,zp}$, der Sprühströmung $\alpha_{K_m,zp,S}$ und der Überhitzung $\alpha_{K_m,g}$ sind in Abb. 3.26 über den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{K_m} abgetragen. Die Flächenanteile in Abb. 3.26 sind logarithmisch aufgetragen, damit sich die absolut geringen Flächenanteile besser erkennen lassen.

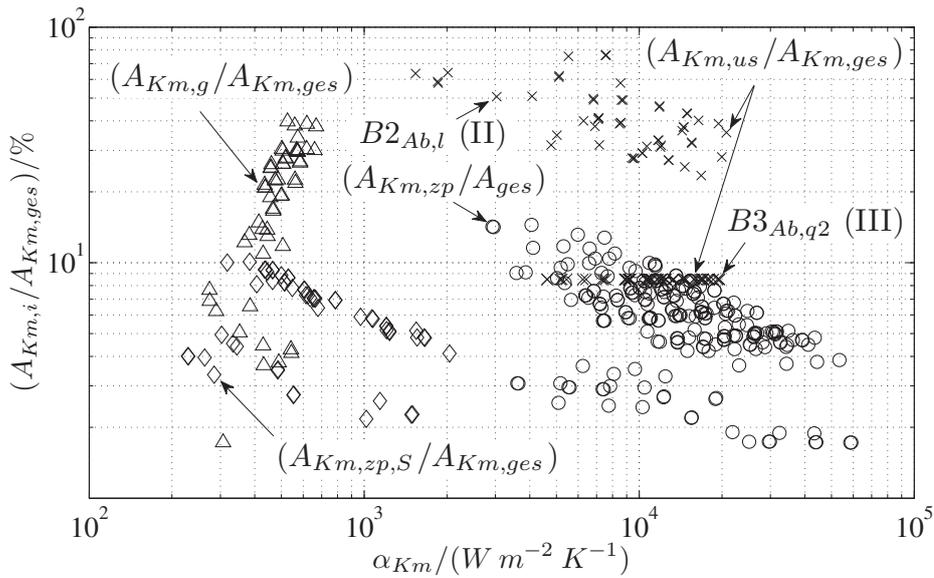


Abbildung 3.26: Flächenanteile $(A_{K_{m,i}}/A_{K_{m,ges}})$ der verschiedenen, kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelseite α_{K_m} (\times ; $(A_{K_{m,us}}/A_{K_{m,ges}})$, \circ ; $(A_{K_{m,zp}}/A_{K_{m,ges}})$, \diamond ; $(A_{K_{m,zp,S}}/A_{K_{m,ges}})$, Δ ; $(A_{K_{m,g}}/A_{K_{m,ges}})$).

Der Flächenanteil des quer vom Abgas umströmten dritten Rohrbündels $B3_{Ab,q2}$ (III), in dem das Kältemittel laut den Simulationsrechnungen durchgängig unterkühlt siedet $(A_{K_{m,us}}/A_{K_{m,ges}})$, beträgt etwa 8,5 %. Für das im zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) stattfindende unterkühlte Sieden wird je nach Kältemitteldruck und Betriebspunkt mit ungefähr 23 % bis zu 76 % der größte Anteil an Wärmeübertragerfläche $(A_{K_{m,us}}/A_{K_{m,ges}})$ benötigt. Die für die fünf Abschnitte der Verdampfung jeweils benötigte Wärmeübertragerfläche $(A_{K_{m,zp}}/A_{K_{m,ges}})$ bewegt sich zwischen ungefähr 2 % und 15 %. Die Überhitzung passiert je nach Betriebspunkt auf etwa 2 % bis 40 % der Wärmeübertragerfläche $(A_{K_{m,g}}/A_{K_{m,ges}})$.

Das Kältemittel siedet im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) laut den Simulationsrechnungen bei allen Betriebspunkten unterkühlt. Das unterkühlte Sieden setzt sich bei jeder Rechnung bis in das längs vom Abgas angeströmte Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) fort. Die Verdampfung findet meistens komplett im längs vom Abgas angeströmten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) statt, in einigen Betriebspunkten vor allem geringer Abgasmassenströme verdampft das Kältemittel aber auch erst vollständig im ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I).

Die berechneten Flächenanteile verdeutlichen, dass ein den kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizient erhöhender Siedemechanismus wie das unterkühlte Sieden bei der Wärmeübertragung vorliegen muss und dass der Beginn des unterkühlten Siedens nicht stark verzögert stattfinden kann. Die Wärmeübergangskoeffizienten des flüssigen Kältemittels werden ohne die Erhöhung, die in den Simulationsrechnungen immer mindestens eine Größenordnung beträgt (vgl. Abb. E.28), nicht wesentlich größer als der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient berechnet (vgl. Abb. E.29). Ohne die Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten durch das unterkühlte Sieden bzw. durch eine starke Verzögerung des Beginns des unterkühlten Siedens käme es bei einem Großteil der Messpunkte durch das Unterschätzen des übertragenen Wärmestroms entgegen den experimentellen Ergebnissen gar nicht zur Verdampfung des Kältemittels. Die in Abschnitt 3.3.1 diskutierte Annahme eines sich augenblicklich einstellenden Regimes des voll ausgebildeten unterkühlten Strömungssiedens muss also in grober Näherung zutreffen.

Zur genaueren Simulationsrechnung müsste eine allgemeingültige Korrelation zur Bestimmung der Verzögerung des Beginns des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens in Abhängigkeit von geeigneten Parametern wie der Wärme- und Massenstromdichte sowie der Unterkühlung erarbeitet werden, die sich laut Sun et al. (2003) in der Literatur nicht findet.

In Anbetracht der Größenordnung der kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten der zweiphasigen Strömung und deren Änderungen bis zu einem mittleren Strömungsdampfgehalt $\dot{x}_{th,m}$ von 0,7 muss die Aufteilung in fünf Bereiche hinterfragt werden. Die Änderungen der Simulationsergebnisse bei einer Reduzierung der Verdampfung auf einen durch Blasensieden dominierten Bereich und die Sprühströmung sind bei den vorliegenden thermodynamischen Bedingungen der Experimente vernachlässigbar. Die Modellierung ließe sich durch die Reduzierung der Bereichszahl der kältemittelseitigen Strömung bei der Verdampfung für die vorliegenden thermodynamischen Bedingungen noch vereinfachen.

Kapitel 4

Dampfstrahlverdichtung

In folgendem Kapitel wird zunächst die Dampfstrahlkälteanlage zur Untersuchung der unter- und überkritischen Dampfstrahlverdichtung und der Dampfstrahlverdichterprototyp beschrieben, wonach die Berechnungsgleichungen des Modells hergeleitet und dessen Annahmen diskutiert werden. Danach werden die Mess- und Rechnungsergebnisse einander gegenübergestellt.

4.1 Beschreibung der Dampfstrahlkälteanlage

Die in Abb. 4.1 dargestellte Anlage dient der Untersuchung der Dampfstrahlverdichtung mit dem Kältemittel R134a im unter- und überkritischen Druckbereich.

Die Kälteanlage besteht aus dem in Abschnitt 2.2.1 bereits diskutierten rechts- und linksläufigen, internen Kältemittelkreislauf sowie einem externen Kühl- und Kaltwasserkreislauf. Die Experimente laufen wie folgt ab. Flüssiges Kältemittel wird von der drehzahlregulierten Membranpumpe vom Kondensatordruckniveau p_{K2} auf das Antriebsdruckniveau p_{H1} gepumpt. Mittels des elektrischen Heizers wird die Temperatur des gepumpten Antriebsvolumenstroms \dot{V}_H vor dem Dampfstrahlverdichter, T_{H2} , und damit der in das Kältemittel eingetragene Wärmestrom geregelt. Je nach Antriebsdruckniveau ($p_{H1} \approx p_{H2}$) wird das Kältemittel verdampft oder überkritisch erhitzt. Im Dampfstrahlverdichter wird der Antriebsstrom der Temperatur T_{H2} und des Drucks p_{H2} entspannt, wodurch Kältemittel wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt aus dem Verdampfer gesaugt wird. Verdampfer und Kondensator sind als Platten-

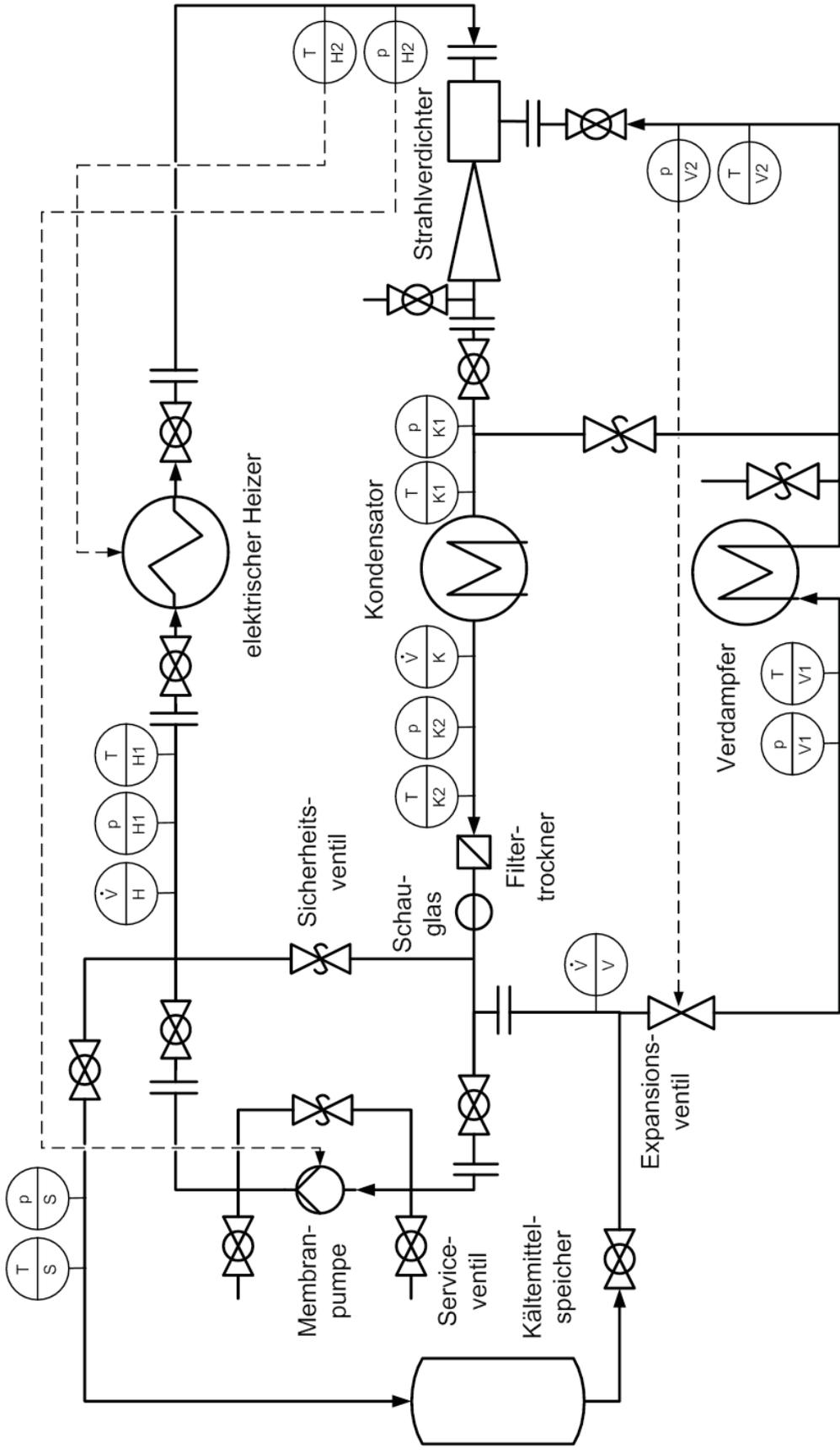


Abbildung 4.1: Schaltbild der internen Kreisläufe der Dampfstrahlkälteanlage.

wärmeübertrager ausgeführt.

Der Kältemittelvolumenstrom aus dem Verdampfer \dot{V}_V wird mittels des elektrisch regelbaren magnetischen Expansionsventils gesteuert, womit das Verdampfungsdruckniveau ($p_{V1} \approx p_{V2}$) geregelt wird. Je weiter das Expansionsventil geöffnet wird, desto mehr Kältemittel strömt bei gegebener Druckdifferenz zwischen Kondensator und Verdampfer über das Expansionsventil zum Verdampfer. Eine Erhöhung des gewünschten Verdampfungsdruckniveaus resultiert bei gleichen antriebsseitigen Bedingungen in einer Vergrößerung des Kältemittelaugvolumenstroms aus dem Verdampfer \dot{V}_V . Die verdampferseitige Überhitzung des Kältemittels ΔT_0 aus Gl. 2.3 zwischen T_{V1} und T_{V2} stellt sich entsprechend der treibenden Temperaturdifferenzen am Verdampfer und dem geförderten Saugvolumenstrom ein.

Die Regelung des Verdampfungsdrucks wird zum einen durch den Dampfstrahlverdichter und zum anderen durch die treibenden Temperaturdifferenzen im Verdampfer begrenzt. Der bei gegebenen antriebsseitigen Bedingungen geringste realisierbare Verdampfungsdruck wird durch den Dampfstrahlverdichter bestimmt und ergibt sich bei geschlossenem Expansionsventil. Durch ein leichtes Öffnen des Expansionsventils wird bei steigendem Verdampfungsdruck etwas Kältemittelmassenstrom \dot{M}_0 aus dem Verdampfer gesaugt und somit eine Kälteleistung erzeugt. Die verdampferseitige Überhitzung ist bei gegebener externer Eintrittstemperatur in den Verdampfer groß. Durch ein weiteres Öffnen des Expansionsventils steigen der Verdampfungsdruck, der Kältemittelmassenstrom und die erzeugte Kälteleistung weiter. Die Überhitzung nimmt bei konstanter externer Eintrittstemperatur in den Verdampfer ab. Das Expansionsventil kann solange geöffnet werden bis die minimale verdampferseitige Überhitzung zur Vermeidung von Betriebsstörungen durch das Ansaugen von Kältemitteltröpfchen erreicht ist.

Die Mischung von Antriebs- und Saugstrom wird wie in Abschnitt 2.2.1 erklärt im Dampfstrahlverdichter verzögert und damit verdichtet, bevor sie im Kondensator verflüssigt wird. Damit schließen sich der rechts- und linksläufige Kreisprozess des Kältemittels.

Das Kondensationsdruckniveau ($p_{K1} \approx p_{K2}$) wird über die im Folgenden gezeigte externe Vorlauftemperatur des Kühlwasserkreises T_{11} geregelt. Eine starke Unterkühlung des Kältemittels ΔT_K zur Vermeidung von Kavitation in der

Membranpumpe ist wegen der Steigung der Kältemitteldampfdruckkurve im Temperaturbereich der Kondensation nicht erforderlich. Bei einem Kondensationsdruck p_K von 10 bar und einer zugehörigen Kondensationstemperatur ϑ_K von $39,4\text{ }^\circ\text{C}$ bedeutet schon eine Unterkühlung um 2 K beispielsweise eine Dampfdruckerniedrigung von ungefähr 0,5 bar, was bei einer Kältemitteldichte von 1150 kg/m^3 einer Haltedruckhöhe der Membranpumpe von 4,5 m entspricht.

Zur Gewährleistung der Anlagensicherheit sind wie beim in Kapitel 3 beschriebenen Prüfstand zur Untersuchung der Abgaswärmeübertragung Sicherheitsventile in den Kältemittelkreisläufen eingebaut. Die Kolbenmembranpumpe wird durch einen Bypass von der Druck- zur Saugseite mit einem Überdruckventil vor zu hohen Drücken geschützt. Außerdem sind zwischen dem Hochdruckteil, d.h. dem Anlagenteil von der Kolbenmembranpumpe bis zur Antriebsseite des Dampfstrahlverdichters, und dem Mitteldruckteil, d.h. dem Anlagenteil von der Diffusorseite des Dampfstrahlverdichters bis zur Kolbenmembranpumpe bzw. dem Expansionsventil, sowie dem Mitteldruckteil und dem verdampferseitigen Niederdruckteil der Anlage Sicherheitsventile eingebaut, die ein Überströmen des Kältemittels vom Hoch- zum Niederdruckteil ermöglichen. Beim Überschreiten des zulässigen Drucks im Niederdruckteil strömt über ein weiteres Sicherheitsventil Kältemittel in die Umgebung ab, um ein Bersten der Anlage zu vermeiden.

Die Funktion vom Filtertrockner und Schauglas mit integriertem Feuchtigkeitsindikator wurde bereits in Abschnitt 3.1 erläutert. Der Filtertrockner ist vor dem Expansionsventil und der Kolbenmembranpumpe eingebaut, um Verschmutzungen in der Anlage insbesondere vom Expansionsventil, aber auch der Pumpe fernzuhalten.

Der Dampfstrahlverdichter ist über Flansche und Kugelhähne mit der Anlage verbunden, um einen Wechsel ohne Entleerung der gesamten Anlage zu ermöglichen. Die Pumpeneinheit ist wie im Prüfstand der Abgaswärmeübertragung ausgeführt. Die internen Kreisläufe sind ebenfalls aus Edelstahl mit Schweiß- und Flanschverbindungen gefertigt und mit Kupfer bzw. Polytetrafluorethylen gedichtet. Die weiteren Kugelhähne und Ventile dienen dem Befüllen und Entleeren von Anlagenteilen bzw. der gesamten Anlage.

Alle für die Bilanzierung der Wärmeübertrager und die Untersuchung der

Dampfstrahlverdichtung in Abb. 4.1 gezeigten notwendigen Temperaturen, Drücke und Volumenströme werden durch entsprechende Messgeräte aufgenommen. Detaillierte Informationen zur eingesetzten Messtechnik und deren Auswahl finden sich im Anhang D.

Abb. 4.2 zeigt die externen Kreisläufe der Dampfstrahlkälteanlage, d.h. den Kühl- und den Kaltwasserkreislauf, die den Rückkühlwärmestrom abführen und die Kältelast bereitstellen.

Das Kühl- bzw. Kaltwasser wird über Kreiselpumpen durch die externen Kreisläufe gefördert. Durch die Pumpenbypässe werden die den Kondensator und Verdampfer durchströmenden Volumenströme \dot{V}_1 bzw. \dot{V}_{01} über manuell betätigte Nadelventile grob eingestellt und mittels elektrischer Regelventile zur feineren Regelung gedrosselt. Durch die Drei-Wege-Mischventile werden die jeweiligen Vorlauftemperaturen an Kondensator T_{11} und Verdampfer T_{01} manuell grob eingestellt. Elektrische Durchlauferhitzer ermöglichen die Feinregelung.

Die am Verdampfer dem Kaltwasserkreislauf entzogene Kälteleistung wird mittels eines Plattenwärmeübertragers vom Rücklauf des Kondensatorkreises aus dem Kühlwasserkreis als Kältelast in den Kaltwasserkreis zurückgespeist. Die benötigte restliche Rückkühlung wird durch ein Kühlwassernetz bereitgestellt. In die externen Kreisläufe sind Membranausgleichsgefäße, Entlüftungsventile sowie Befüll- und Entleervorrichtungen eingebaut. Die externen Kreisläufe sind durchgängig mit Edelstahlpressverbindungen gefertigt. Alle für die Bilanzierung der Wärmeübertrager in Abb. 4.2 gezeigten notwendigen Temperaturen und Volumenströme werden durch entsprechende Messgeräte aufgenommen, zu denen sich detaillierte Informationen im Anhang D finden.

Aus den Experimenten ergeben sich einige Kritikpunkte, die beim Aufbau zukünftiger Anlagen berücksichtigt werden sollten. Wie beim Abgaswärmeübertragerprüfstand sollte zur Vermeidung der Ansammlung von Kältemittel im Kondensator aber insbesondere zur Erhöhung der Anlagendynamik bei Betriebspunktwechseln ein ausreichend dimensionierter Vorlagebehälter installiert werden, da die Trägheit einiger Anlagenkomponenten wie bspw. dem elektrischen Heizer von vornherein nicht bekannt sind.

Die gesamte Anlage ist derart gelagert, dass bei hohen Temperaturdifferenzen zwischen Anlagenteilen eine Ausdehnung der Komponenten möglich ist, um zu

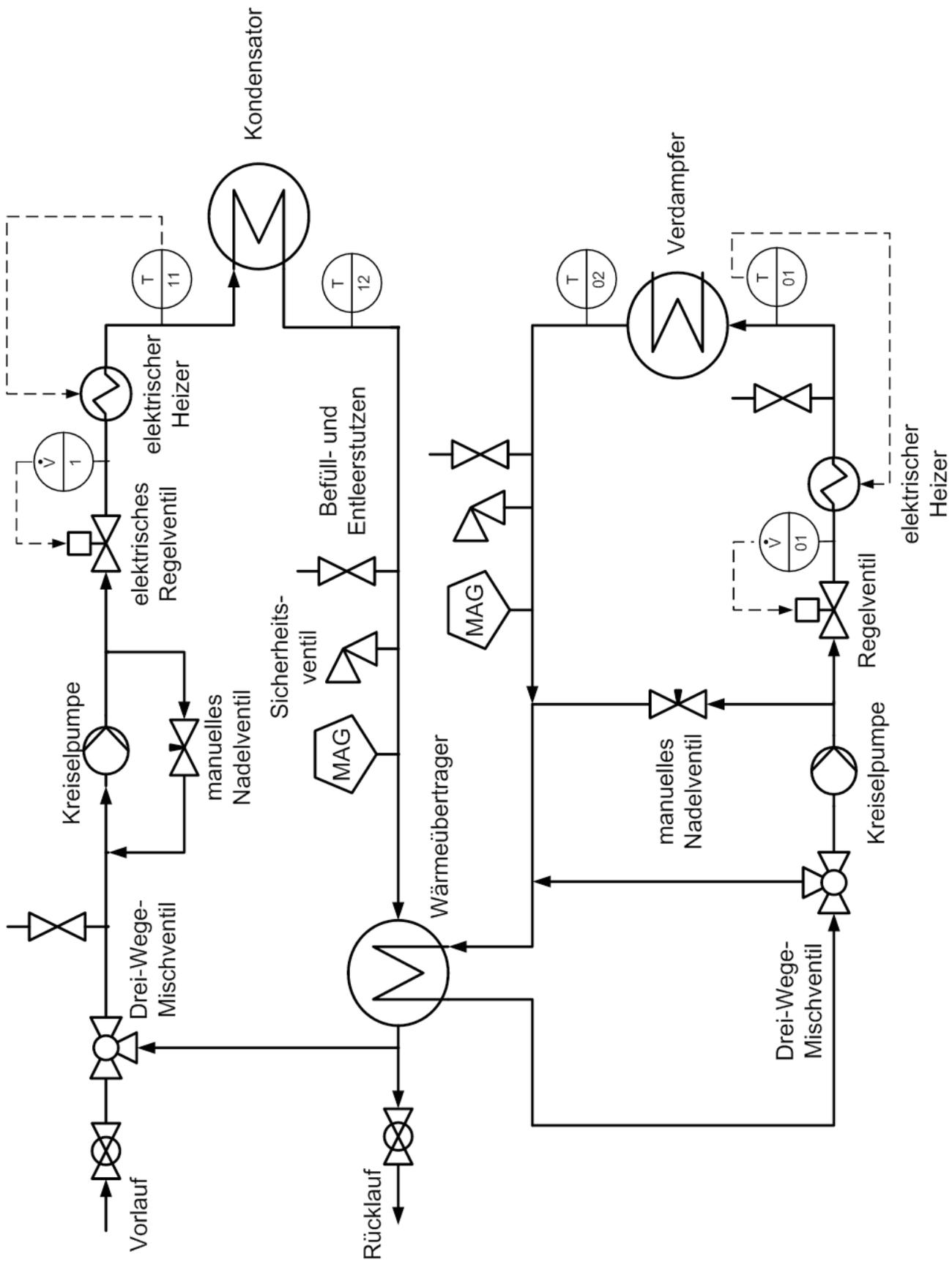


Abbildung 4.2: Schaltbild der externen Kalt- und Kühlwasserkreisläufe der Dampfstrahlkälteanlage.

hohe thermische Spannungen zu vermeiden. Die schwimmend gelagerte Kolbenmembranpumpe leitet insbesondere bei hohen Drehzahlen nennenswerte Schwingungen in die Anlage ein, so dass die Messung der internen Volumenströme mittels der Ultraschallsensoren beeinträchtigt wird. Die vorgesehene Entkoppelung der Pumpe von der Anlage und die Beruhigung der Strömung durch entsprechende Schlauchführung über flexible Panzerschläuche stellte sich bei hohen Pumplasten als nicht ausreichend heraus, weshalb zusätzliche Maßnahmen zur Schwingungsdämpfung vorgesehen werden sollten.

Der zur Variation der Anlagenfüllung vorgesehene Kältemittelspeicher sollte bei Versuchsanlagen mit nicht umweltverträglichen Kältemitteln wie R134a auch der Aufnahme der gesamten Kältemittelfüllung dienen, um dessen komplette Absaugung zur Realisierung von Umbauarbeiten an der Anlage zu vermeiden. Der Kältemittelspeicher muss zu diesem Zweck über flexible Verbindungen zur Druck- und Saugseite der Pumpe höhenverstellbar installiert werden, so dass der Speicher vor die Saugseite der Pumpe flüssig entleert und über die Druckseite der Pumpe flüssig befüllt werden kann.

4.2 Dampfstrahlverdichterprototyp

In Abb. 4.3 ist die rotationssymmetrische Geometrie des untersuchten Dampfstrahlverdichterprototyps¹ mit dessen wichtigsten geometrischen Größen schematisch dargestellt.

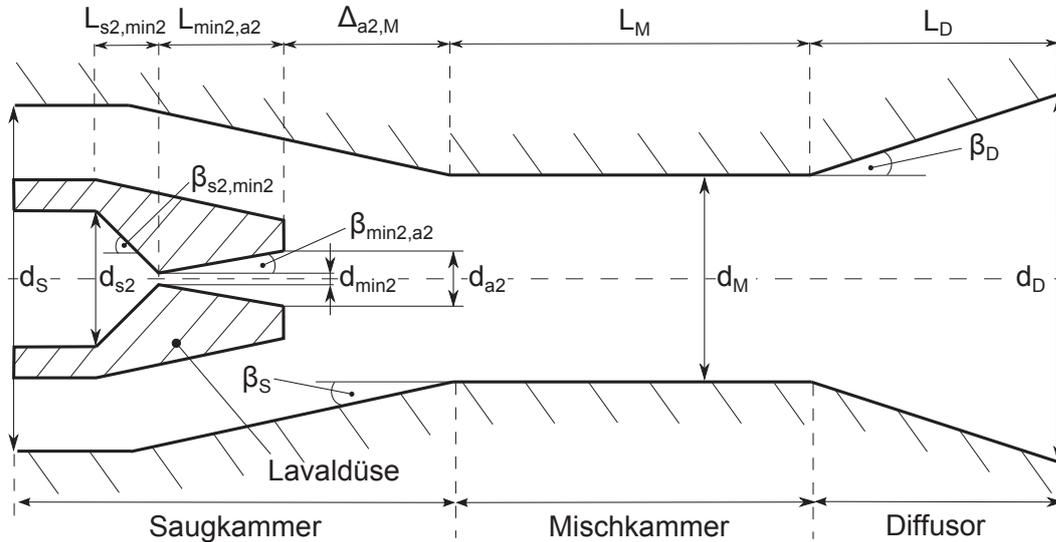


Abbildung 4.3: Rotationssymmetrischer Dampfstrahlverdichterprototyp.

Die Länge des mit dem Winkel $\beta_{s2,min2}$ konvergierenden Teils der Lavaldüse ist $L_{s2,min2}$, dessen größter Durchmesser d_{s2} und der geringste Durchmesser d_{min2} . Die Länge des mit dem Winkel $\beta_{min2,a2}$ divergierenden Teils der Lavaldüse ist $L_{min2,a2}$ und der Düsenaustrittsdurchmesser d_{a2} . Der größte Durchmesser der Saugkammer ist d_S , von dem aus sich die Saugkammer mit dem Winkel β_S bis auf den Mischkammerdurchmesser d_M verengt. Der Abstand vom Austritt der Lavaldüse bis zum Beginn der Mischkammer ist $\Delta_{a2,M}$. Beim vorliegenden Dampfstrahlverdichter ist der Austritt der Lavaldüse in dem konvergierenden Teil der Saugkammer platziert, d.h. $\Delta_{a2,M} > 0$, was in der Literatur als Verdichter mit konstantem Mischdruck bezeichnet wird (vgl. Keenan und Neumann, 1942; Keenan et al., 1950). Die Länge der Mischkammer ist L_M . Der Unterschalldiffusor besitzt die Länge L_D , den Diffusorwinkel β_D und den Austrittsdurchmesser d_D .

¹Der Dampfstrahlverdichter wurde vom Institut für Strömungsmaschinen der polnischen Akademie der Wissenschaften in Danzig in Zusammenarbeit mit der TU Berlin ausgelegt und in Danzig gebaut.

In Tabelle 4.1 sind die geometrischen Größen des Dampfstrahlverdichterprototyps aufgeführt.

Tabelle 4.1: Geometrie des Dampfstrahlverdichterprototyps.

Dampfstrahlverdichterprototyp		
Eintrittsdurchmesser Lavaldüse	d_{s2} [mm]	18
minimaler Lavaldüsendurchmesser	d_{min2} [mm]	3,04
Lavaldüsenaustrittsdurchmesser	d_{a2} [mm]	6
Saugkammerdurchmesser	d_S [mm]	37
Mischkammerdurchmesser	d_M [mm]	7,7
Diffusoraustrittsdurchmesser	d_D [mm]	25
Länge konvergierender Lavaldüsenteil	$L_{s2,min2}$ [mm]	13
Länge divergierender Lavaldüsenteil	$L_{min2,a2}$ [mm]	17
Mischkammerlänge	L_M [mm]	78
Diffusorlänge	L_D [mm]	124
Abstand Lavaldüsenaustritt zur Mischkammer	$\Delta_{a2,M}$ [mm]	10
Konvergenzwinkel Lavaldüse	$\beta_{s2,min2}$ [°]	49
Divergenzwinkel Lavaldüse	$\beta_{min2,a2}$ [°]	5
Saugkammerwinkel	β_S [°]	40
Diffusorwinkel	β_D [°]	4

Der Dampfstrahlverdichterprototyp ist aus Edelstahl (1.4000 nach DIN EN 10088-3) mit einer Dichte ρ von 7700 kg/m³, einer spezifischen isobaren Wärmekapazität c_p von 0,46 kJ/kg und einer Wärmeleitfähigkeit λ von 30 W/mK gefertigt, wiegt ungefähr 4 kg und besitzt unter Verwendung der maximalen Außenabmaße ein Volumen von 0,62 dm³ ($L_{ges} = 0,305$ m, $d_a = 0,051$ m). Sämtliche Verbindungsstellen im Dampfstrahlverdichter sind über Polytetrafluorethylen gedichtet.

4.3 Modell der Dampfstrahlverdichtung

Es soll ein einfaches Berechnungsmodell der Dampfstrahlverdichtung bei kritischem Gegendruck erstellt werden. Dazu werden in folgendem Abschnitt die Modellbildung und getroffenen Annahmen beschrieben und hinterfragt sowie die Berechnungsgleichungen des Modells eingeführt.

4.3.1 Modellbildung und Annahmen

Abb. 4.4 zeigt den qualitativen Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w des Modells, der sich im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters bei kritischem Gegendruck ausbildet.

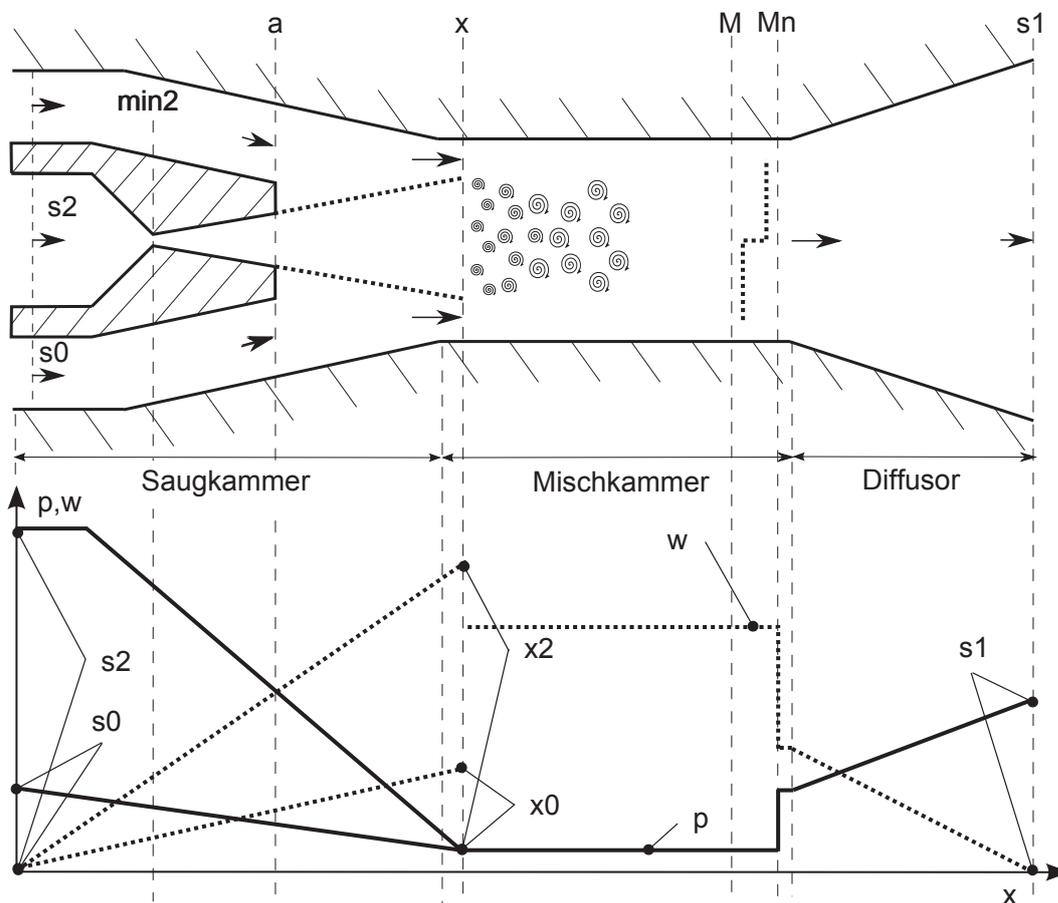


Abbildung 4.4: Qualitativer Verlauf von Druck p und Geschwindigkeit w des Modells der Dampfstrahlverdichtung bei kritischem Gegendruck (die Verläufe sind nicht linear).

In der vorliegenden Skizze wie im Modell wird die komplizierte Ausbildung des aus der Lavaldüse austretenden Überschallfreistrahls (vgl. Abschnitt 2.4.1) ebenso stark vereinfacht dargestellt wie die linearen Verläufe. Die Entspannung und Beschleunigung des Antriebsmassenstroms in der Lavaldüse und die Entspannung des Saugmassenstroms, die Mischung, der senkrechte Verdichtungsstoß und die Verzögerung des Mischstroms im Diffusor werden modelliert wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben.

Zur eindimensionalen Beschreibung dieses Betriebs im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters bei kritischem Gegendruck werden zusammengefasst folgende Annahmen getroffen:

1. Bei der Strömung im Dampfstrahlverdichter handelt es sich um eine stationäre, eindimensionale Stromfadenströmung. Die Systemgrenzen des Dampfstrahlverdichters sind adiabat und Wandreibungsverluste sind ausgeschlossen. Die potentielle Energie ist vernachlässigbar.
2. Die stationären isentropen Strömungsgleichungen des Idealgases werden mit geeigneten Isentropenexponenten als Näherungsgleichungen (vgl. Abschnitt 2.4.4) anstelle der exakten Realgasgleichungen des Kältemittels in allen Bereichen verwendet, in denen die Abweichungen zwischen Näherungs- und Realgasgleichungen vernachlässigbar sind. Ebenso wird der senkrechte Verdichtungsstoß in der Mischkammer durch die Zusammenhänge des Idealgases mit geeigneten Isentropenexponenten ausreichend genau genähert.
3. Die Eintrittsgeschwindigkeiten des Antriebsstroms w_{s2} und des Saugstroms w_{s0} sowie die Austrittsgeschwindigkeit der Mischung aus dem Diffusor w_{s1} sind vernachlässigbar im Vergleich zu den hohen Geschwindigkeiten im Dampfstrahlverdichter.
4. Die Entspannung des Antriebsstroms in der Lavaldüse, die Entspannung des Saugstroms durch den Freistrahler und die Kompression der Mischung im Diffusor erfolgen in guter Näherung isentrop. Die Nachentspannung des Antriebsstroms nach der Lavaldüse wird grundsätzlich ebenfalls wie eine fortlaufende isentrope Entspannung behandelt. Verluste bei der Prandtl-Meyer-Expansion und dem periodischen Wechsel von

Expansion und Kompression des Überschallfreistrahls werden allerdings durch einen anzupassenden Verlustkoeffizienten berücksichtigt. Verluste durch Wechselwirkungen zwischen Überschallfreistrahls und Saugstrom an den Strahlrändern vor der Mischung werden dadurch ebenfalls erfasst.

5. Die Mischung beginnt in der Mischkammer des Dampfstrahlverdichters, sobald Antriebs- und Saugstrom den gleichen Druck erreichen. Darüber hinaus wird vorausgesetzt, dass der Druck während der Mischung konstant bleibt.
6. Kondensation des Kältemittels in der Strömung wird ausgeschlossen. Bei einer gegebenenfalls auftretenden Entspannung des Antriebsstroms in das Zweiphasengebiet wird die Strömung als unterkühltes Gas behandelt.

Der senkrechte Verdichtungsstoß wird in einer stationären, isentropen Strömung eines idealen Gases wie ein irreversibler Sprung bzw. eine irreversible Unstetigkeit von einer reversiblen Über- in eine reversible Unterschallströmung behandelt. Aus der Betrachtung des Zustands direkt vor und nach der Unstetigkeit ergibt sich in der eindimensionalen Betrachtung ein direkter Zusammenhang der Geschwindigkeiten, der Mach-Zahlen und der Zustandsgrößen (vgl. Nitsche, 2010), was eine vergleichsweise einfache Berechnung der Zustandsänderung über den senkrechten Verdichtungsstoß hinweg ermöglicht. Die Konstanz der Totalenthalpie sowie die Massen- und Impulserhaltung über den senkrechten Verdichtungsstoß, die Grundlage der Stoßgleichungen des Idealgases sind, gelten in gleicher Weise für Realgase. Die Totaltemperatur bleibt im Realgas im Gegensatz zum Idealgas allerdings nicht konstant. Eine exakte Berechnung gestaltet sich im Vergleich zu den Idealgasgleichungen wesentlich aufwendiger (vgl. Rist, 1996). Die quantitativen Unterschiede sind bei gleichen Mach-Zahlen und ähnlichen Isentropenexponenten laut Rist (1996) jedoch gering. Da der senkrechte Verdichtungsstoß nach der Mischung in vorliegender Arbeit außerdem in einem Druckbereich passiert, in dem die Realgaseffekte klein sind, soll näherungsweise mit den Stoßgleichungen des Idealgases gerechnet werden.

Die bei der Mischung auftretende Änderung des statischen Drucks kann im Vergleich zur statischen Druckänderung durch den senkrechten Verdichtungsstoß und den Druckaufbau im Diffusor nach experimentellen Ergebnissen und

Simulationen von Butrymowicz et al. (2009), Worall (2001) und Scott et al. (2011) näherungsweise vernachlässigt werden.

4.3.2 Bilanzierung des Dampfstrahlverdichters

Zur Berechnung der stationären Realgasströmung im Dampfstrahlverdichter werden folgende in Abb. 2.9 dargestellte Abschnitte unterschieden; die Lavaldüse, der Saug- und Überschallfreistrahlerbereich, d.h. von Querschnitt a bis x , die Mischung sowie der senkrechte Verdichtungsstoß und der Diffusor.

Lavaldüse

Die Ruhezustände vor der Lavaldüse, d.h. p_{s2} und T_{s2} , und am Diffusorausgang, d.h. p_{s1} und T_{s1} , wurden gemessen. Der Antriebsstrom erreichte aufgrund des geringen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}$ in allen Experimenten im engsten Lavaldüsenquerschnitt A_{min2} die Schallgeschwindigkeit. Die Verhältnisse aus kritischer Temperatur T_2^* und Ruhetemperatur T_{s2} sowie aus kritischem Druck p_2^* und Ruhedruck p_{s2} berechnen sich daher zu:

$$\frac{T_2^*}{T_{s2}} = \frac{2}{\tilde{\kappa}_{T,p,s2} + 1} \quad (4.1)$$

$$\frac{p_2^*}{p_{s2}} = \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_{s2} + 1} \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_{s2}}{\tilde{\kappa}_{s2} - 1}} \quad (4.2)$$

Da sich die Verhältnisse der Zustandsgrößen aus der Realgas- und der Näherungsberechnung in Abb. 2.12 bis zum kritischen Zustand bei $Ma_x = 1$ nicht wesentlich unterscheiden, werden die Näherungen aus Gl. 2.38 und 2.39 zur Berechnung des kritischen Zustands in der Lavaldüse verwendet.

Der zugehörige, für den jeweiligen Ruhezustand $s2$ maximale Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* wird mit den Ruhegrößen gemäß Gl. 2.44 wie folgt genähert:

$$\dot{M}_{s2}^* = K_E \cdot A_{min2} \cdot \sqrt{\frac{\tilde{\kappa}_{s2}}{K_{s2} \cdot Z_N \cdot R \cdot T_{s2}}} \cdot p_{s2} \cdot \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_{s2} + 1} \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_{s2} + 1}{2 \cdot (\tilde{\kappa}_{s2} - 1)}} \quad (4.3)$$

$$\text{mit} \quad K_E = (A_{min2,eff}/A_{min2}) \quad (4.4)$$

Im Vergleich zur Massendurchsatzgleichung des Idealgases ist der Massenstrom in obiger Näherungsgleichung des Realgases 4.3 umgekehrt proportional

von der Quadratwurzel des Kehrwerts von $(K_{s2} \cdot Z_N)$ abhängig. Die Auswirkungen auf den Durchsatz sind dann relevant, wenn der Faktor Z bzw. $(K \cdot Z_N)$ aus Abb. 2.11 gering ist. Bei einem Faktor $(K \cdot Z_N)$ von beispielsweise 0,6 ergibt sich eine Durchsatzerhöhung im Vergleich zum Idealgas von etwa 29 %. Die Einschnürung der Strömung im engsten Querschnitt wird in Gl. 4.3 mit dem Korrekturfaktor K_E berücksichtigt. Der Korrekturfaktor² ist das Verhältnis aus der effektiven engsten Querschnittsfläche $A_{min2,eff}$ zur geometrisch engsten Querschnittsfläche A_{min2} . Der Korrekturfaktor wird in vorliegender Arbeit durch den Messungs- und Rechnungsvergleich (s. Abschnitt 4.4.5) ermittelt. Er muss zur möglichst genauen Abbildung der experimentellen Massenströme berücksichtigt werden.

Die lokale Temperatur T_{a2} und der lokale Druck p_{a2} des Antriebsstroms werden experimentell nicht erfasst und können daher nicht überprüft werden. Sie dienen in Abschnitt 4.4.5 als reine Rechengrößen der Prüfung der Modellkonsistenz. Das Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ war in den Experimenten durchgängig so gering, dass der Antriebsstrom im divergenten Teil der Lavaldüse weiter beschleunigt wurde und somit überschallschnell aus der Lavaldüse austrat. Die lokale Mach-Zahl am Düsenaustritt Ma_{a2} wird mit dem bekannten Verhältnis des Austrittsquerschnitts der Lavaldüse A_{a2} und des engsten Lavaldüsenquerschnitts A_{min2} unter Verwendung der für Ma_{a2} impliziten Gl. 2.40 berechnet:

$$\frac{A_{min2}}{A_{a2}} = \frac{\sqrt{K_{a2} \cdot \kappa_{a2}}}{\sqrt{K_2^* \cdot \kappa_2^*}} \cdot Ma_{a2} \cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa_2^* \cdot K_2^*}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}}{1 + \frac{\kappa_{a2} \cdot K_{a2}}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}} \cdot Ma_{a2}^2 \right)^{\frac{2 \cdot (1+K_T) + (\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1})}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1})}} \quad (4.5)$$

Die Korrektur des geometrisch engsten Querschnitts A_{min2} mit der Einschnürungszahl K_E sollte wie bei der Massendurchsatzgleichung 4.3 in obiger Gl. 4.5 und der die Flächenverhältnisse der Lavaldüse beinhaltenden Gl. 4.12 berücksichtigt werden, sofern die Einschnürungszahl K_E bekannt ist.

Das Flächenverhältnis des Dampfstrahlverdichterprototyps (A_{min2}/A_{a2}) beträgt 0,2567. Zur Berechnung der lokalen Mach-Zahl am Düsenaustritt Ma_{a2} wird die Realgasgleichung 2.40 verwendet, weil die Abweichungen zwischen

²In der Literatur wurde von Nußelt (1932) der griechische Buchstabe μ für die Einschnürungszahl gewählt, der in der vorliegenden Arbeit aber für die Mitführrate verwendet wird.

der Realgas-, der Näherungs- und der Idealgasgleichung bei diesem Flächenverhältnis je nach Ruhezustand deutlich sind, wie in Abb. 2.13 gezeigt wurde. Nach der Bestimmung der Mach-Zahl Ma_{a2} lassen sich die Temperatur T_{a2} mit Gl. 2.34 sowie der Druck p_{a2} mit Gl. 2.35 berechnen:

$$\frac{T_{a2}}{T_{s2}} = \left(1 + \frac{\kappa_{a2} \cdot K_{a2}}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_{a2}^2 \right)^{-1} \quad (4.6)$$

$$\frac{p_{a2}}{p_{s2}} = \left(1 + \frac{\kappa_{a2} \cdot K_{a2}}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_{a2}^2 \right)^{-\frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}} \quad (4.7)$$

Da die Temperatur T_{a2} und der Druck am Düsenaustritt p_{a2} im Gegensatz zum Ruhezustand vor der Lavaldüse T_{s2} und p_{s2} von vornherein nicht bekannt sind, müssten die Isentropenexponenten κ_{a2} und κ_m sowie die Kompressibilitätszahlen K_{a2} und K_m und deren Ableitungen K_p und K_T in obigen Gleichungen 4.5, 4.6 und 4.7 eigentlich iteriert werden. Die Iteration ist jedoch für die vorliegenden Randbedingungen der Dampfstrahlverdichtung nicht zwingend notwendig. Der Antriebsstrom wird bei den untersuchten Ruhedrücken zwischen 25,5 bar und 41,5 bar immer bis in den Druckbereich des Verdampfers von etwa 1 bar bis 4 bar entspannt. Die Realgaseffekte sind dort bei Drücken zwischen 1 bar bis 4 bar am Ende der Entspannung gering, wie in Abb. 2.11 ersichtlich ist. Daher sind auch die Änderungen des Isentropenexponenten, der Kompressibilitätszahl und deren Ableitungen am Ende der Entspannung im Druckbereich des Verdampfers vernachlässigbar. Zur Vereinfachung der Berechnung durch Vermeidung der Iterationen kann somit in guter Näherung der antriebsseitige und der verdampferseitige Ruhezustand T_{s2} und p_{s2} bzw. T_{s0} und p_{s0} zur Mittelung des Isentropenexponenten κ_m , der Kompressibilitätszahlen K_m und deren Ableitungen und der verdampferseitige Ruhezustand T_{s0} und p_{s0} zur Berechnung des Isentropenexponenten κ_{a2} , der Kompressibilitätszahl K_{a2} und deren Ableitungen angesetzt werden.

Saug- und Überschallfreistrahلبereich

Bei einem ausreichend geringen Druck am Lavaldüsenaustritt p_{a2} strömt Kältemittel vom Verdampfer in die Saugkammer. Bei der weiteren Entspannung in der Saugkammer muss der Saugstrom wie in Abschnitt 2.4.1 erläutert immer

bis zum Schallzustand $Ma_{x0} = 1$ beschleunigt worden sein, da er in den Experimenten durchgängig maximal und unabhängig vom Kondensatorgegendruck blieb. Auf diese Beobachtung und die damit einhergehende Tatsache, dass der Druck des Saugstroms p_{x0} im Querschnitt x bis auf den kritischen Druck p_0^* entspannt werden muss, stützt sich das Berechnungsmodell.

Der Ruhezustand im Verdampfer, d.h. p_{s0} und T_{s0} , wurde gemessen. Die Temperatur T_{x0} und der Druck p_{x0} berechnen sich als kritische Temperatur T_0^* und kritischer Druck p_0^* in guter Näherung wie folgt:

$$\frac{T_{x0}}{T_{s0}} = \frac{T_0^*}{T_{s0}} = \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_{Tp,s0} + 1} \right) \quad (4.8)$$

$$\frac{p_{x0}}{p_{s0}} = \frac{p_0^*}{p_{s0}} = \left(\frac{2}{\tilde{\kappa}_{s0} + 1} \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_{s0}}{\tilde{\kappa}_{s0} - 1}} \quad (4.9)$$

Unter der Annahme der Druckgleichheit von Antriebs- und Saugstrom im Querschnitt x muss gelten $p_{x0} = p_0^* = p_{x2}$. Unter Verwendung des Druckverhältnisses (p_{x2}/p_{s2}) lässt sich dann die lokale Mach-Zahl des Antriebsstroms Ma_{x2} am Punkt x mittels folgender Gleichung bestimmen:

$$\begin{aligned} \frac{p_{x2}}{p_{s2}} &= \frac{p_0^*}{p_{s0}} \cdot \frac{p_{s0}}{p_{s2}} \\ &= \left(1 + \frac{\kappa_{x2} \cdot K_{x2}}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_{x2}^2 \right)^{-\frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Das Druckverhältnis (p_0^*/p_{s0}) wird mit Gl. 4.9 bestimmt und das Druckverhältnis (p_{s0}/p_{s2}) ist gegeben. Mit der lokalen Mach-Zahl Ma_{x2} lassen sich auch die Temperatur T_{x2} und der lokale Strömungsquerschnitt des Antriebsstroms A_{x2} bestimmen:

$$\frac{T_{x2}}{T_{s2}} = \left(1 + \frac{\kappa_{x2} \cdot K_{x2}}{\kappa_m \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{2 \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_{x2}^2 \right)^{-1} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{A_{min2}}{A_{x2}} &= \frac{\sqrt{K_{x2} \cdot \kappa_{x2}}}{\sqrt{K_2^* \cdot \kappa_2^*}} \cdot Ma_{x2} \\ &\cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa_2^* \cdot K_2^*}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}}{1 + \frac{\kappa_{x2} \cdot K_{x2}}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m} \cdot Ma_{x2}^2} \right)^{\frac{2 \cdot (1 + K_T) + (\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1)}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1)}} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Zur Vereinfachung der Berechnung wird für die Temperatur T_{x2} in den Gleichungen für die Isentropenexponenten κ_{x2} und κ_m , die Kompressibilitätszahlen K_{x2} und K_m und deren Ableitungen näherungsweise die kritische Temperatur T_0^* angesetzt, weil deren Änderungen mit der Temperatur im Bereich der Drücke zwischen 1 bar und 4 bar am Ende der Entspannung gering sind, wie bereits erläutert wurde. Der Druck p_{x2} ist aufgrund der Annahme der Druckgleichheit ($p_{x0} = p_0^* = p_{x2}$) von vornherein bekannt.

Die Mach-Zahl Ma_{x2} , die Temperatur T_{x2} und der lokale Strömungsquerschnitt des Antriebsstroms A_{x2} aus Gl. 4.10, 4.11 und 4.12 sind in der vorliegenden Arbeit reine Rechengrößen, die experimentell weder erfasst noch überprüft werden können. Die Berechnung der Größen Ma_{x2} , T_{x2} und A_{x2} ist entsprechend der Diskussion aus Abschnitt 2.4.4 und 4.3.1 ungenau. Sie werden im Modell zur Berechnung weiterer Strömungsgrößen bzw. der Mitführrate des Dampfstrahlverdichters aber nicht explizit benötigt, sondern dienen der Prüfung der Konsistenz des Modells in Abschnitt 4.4.5.

Mischung

Durch die Berechnung der Mischung soll die Mitführrate μ des Dampfstrahlverdichters bestimmt werden. Aus der Mitführrate μ nach Gl. 2.7 und dem Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* nach Gl. 4.3 kann dann der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* berechnet werden. In die Berechnung der Mischung gehen aus der Berechnung der Lavaldüse sowie des Saug- und Überschallfreistrahlbereichs lediglich die Größen \dot{M}_{s2}^* , T_0^* und p_0^* aus den Gl. 4.3, 4.8 und 4.9 ein.

Der Antriebs- und der Saugstrom beginnen sich in dem Modell erst hinter dem Querschnitt x in der Mischkammer zu mischen. Zur Bilanzierung stehen grundsätzlich die Masse- und Energiebilanz um den Dampfstrahlverdichter sowie die Impulsbilanz der Mischung zur Verfügung. Aus der Erhaltung der Masse um den Dampfstrahlverdichter ergibt sich:

$$\dot{M}_{s2} + \dot{M}_{s0} = \dot{M}_1 \quad (4.13)$$

Der Antriebsstrom \dot{M}_{s2} erreichte aufgrund des geringen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}$ wie erwähnt in allen Experimenten im engsten Lavaldüsenquerschnitt A_{min2} den Lavalzustand. Der Antriebsmassenstrom ist somit durchgängig kri-

tisch, d.h. $\dot{M}_{s2} = \dot{M}_{s2}^*$. Auch der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0} blieb in den Experimenten bei gegebenem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ unabhängig vom Kondensator- gegenüberdruck konstant. Er muss also bei der Entspannung bis auf den kritischen Druck p_0^* ebenfalls den Lavalzustand erreichen und ist daher ebenfalls kritisch, d.h. $\dot{M}_{s0} = \dot{M}_{s0}^*$.

Außerdem gilt die Energieerhaltungsgleichung für den Dampfstrahlverdichter wie folgt:

$$\dot{M}_{s2} \cdot h_{s2} + \dot{M}_{s0} \cdot h_{s0} = \dot{M}_1 \cdot h_{s1} \quad (4.14)$$

Durch Umformen ergibt sich aus Gl. 4.14 unter Verwendung der Gl. 4.13 und der Mitführtrate aus Gl. 2.7 folgender auf den Enthalpien der Ruhezustände h_{s2} , h_{s1} und h_{s0} basierender Zusammenhang für die Mitführtrate μ :

$$\mu = \frac{(h_{s2} - h_{s1})}{(h_{s1} - h_{s0})} \quad (4.15)$$

Die praktische Verwendung von Gl. 4.15 zur Berechnung der Mitführtrate μ basierend auf den aus Temperatur- und Druckmessungen berechneten Differenzen der antriebs- und kondensatorseitigen Enthalpien ($h_{s2} - h_{s1}$) und der kondensator- und verdampferseitigen Enthalpien ($h_{s1} - h_{s0}$) setzt voraus, dass die beiden Differenzen in den Experimenten groß sind, was durch das Kältemittel, den Dampfstrahlverdichter und die Prozessführung bestimmt wird. Große Enthalpiedifferenzen stellen sich bei großer antriebsseitiger Überhitzung ΔT_2 und kleiner verdampferseitiger Überhitzung ΔT_0 bzw. bei ähnlich großen Antriebs- und Saugmassenströmen (d.h. $\mu \approx 1$) ein.

In den durchgeführten Experimenten mit dem Kältemittel R134a sind die beiden Differenzen der Enthalpien ($h_{s2} - h_{s1}$) und ($h_{s1} - h_{s0}$) gering und liegen in der Größenordnung der Messabweichungen der einzelnen Enthalpien $h_{2,s}$, $h_{1,s}$ und $h_{0,s}$. Zur Berechnung der Mitführtrate eignet sich die Gl. 4.15 in der vorliegenden Arbeit daher nicht. Deshalb sollen im Folgenden anstatt der Gesamtenergiebilanz um den Dampfstrahlverdichter die Impulsbilanz der Mischung und die einzelnen Energiebilanzen des Antriebs-, Saug- und Mischstroms verwendet werden. Die Gesamtenergiebilanz um den Dampfstrahlverdichter ist damit implizit erfüllt.

Die Impulserhaltung der Mischung in der Mischkammer, d.h. bei konstantem Querschnitt, lautet unter Vernachlässigung der Wandreibung:

$$\begin{aligned} \dot{M}_{s2} \cdot w_{x2} + \dot{M}_{s0} \cdot w_{x0} - \dot{M}_1 \cdot w_M \\ = (p_M - p_{x2}) \cdot A_{x2} + (p_M - p_{x0}) \cdot A_{x0} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Unter der Annahme der Druckgleichheit zwischen Antriebs- und Saugstrom im Querschnitt x und einer isobaren Mischung, d.h. $p_{x0} = p_{x2} = p_M$, lässt sich die Impulserhaltung der Mischkammer wie folgt umschreiben:

$$\dot{M}_{s2}^* \cdot w_{x2} + \dot{M}_{s0}^* \cdot w_{x0} - \dot{M}_1 \cdot w_M = 0 \quad (4.17)$$

Die Annahme einer fortlaufenden isentropen Expansion des Antriebsstroms im Freistrahls ist nicht realistisch, wie in Abschnitt 4.3.1 bei den Modellannahmen diskutiert wurde. Eine Korrektur erfolgt über die Geschwindigkeit w_{x2} in der Impulsbilanz mit $w_{x2} = w_{x2}^{rev} \cdot \phi$, wobei gilt $w_{x0} = w_{x0}^{rev}$.

In der Literatur finden sich eine Vielzahl von Verlustkoeffizienten für den Antriebs- und Saugstrom, für die Mischung sowie den Diffusor, wie in Abschnitt 2.4.3 erwähnt wurde. Die Werte der Koeffizienten und deren Anwendung auf die Modellgleichungen variieren je nach Arbeitsmedium und Autor merklich (vgl. Khalil et al., 2011; El-Dessouky et al., 2002). In der vorliegenden Arbeit soll der Verlustkoeffizient ϕ im Gegensatz zu aus der Literatur bekannten Koeffizienten die Dissipation im Antriebsstrom in der Lavaldüse aufgrund von Wandreibung, von Stoßverlusten im Überschallfreistrahls und von Wechselwirkungen mit dem Saugstrom, d.h. Reibung und Stoßverluste zwischen beiden Strömungen, abbilden. Die reversibel durch die Entspannung des Antriebsstroms auf den Druck $p_{x2} = p_0^*$ erreichbare Strömungsgeschwindigkeit des Antriebsstroms w_{x2}^{rev} im Querschnitt x verringert sich durch den Verlustkoeffizienten ϕ , was als Impulsverlust zu verstehen ist. Auf die Motivation zur Korrektur der Strömungsgeschwindigkeit des Antriebsstroms im vorliegenden Modell und die Beschaffenheit des Verlustkoeffizienten ϕ wird in Abschnitt 4.4.5 bei der Prüfung der Konsistenz des Modells noch eingegangen.

Unter Verwendung der Massenbilanz aus Gl. 4.13 und der Mitführtrate wird Gl. 4.17 umgeschrieben zu:

$$\begin{aligned}\phi \cdot w_{x2}^{rev} + \mu \cdot w_{x0}^{rev} &= (1 + \mu) \cdot w_M \\ \mu &= \frac{\phi \cdot w_{x2}^{rev} - w_M}{w_M - w_{x0}^{rev}}\end{aligned}\quad (4.18)$$

Die Mitföhrtrate kann mit Gl. 4.18 aus den lokalen Geschwindigkeiten w_{x2}^{rev} , w_{x0}^{rev} und w_M um die Mischkammer bestimmt werden. Die Strömungsgeschwindigkeiten der reversiblen Entspannung w_{x2}^{rev} und w_{x0}^{rev} berechnen sich jeweils aus den Energiebilanzen des Antriebs- und Saugstroms bis zur Mischung. Die Mischungsgeschwindigkeit w_M muss aus dem kondensatorseitigen Ruhezustand rückwärts mittels der Gleichungen des Diffusors und den Gleichungen des senkrechten Verdichtungsstoßes über den Stoß bis in die Mischzone berechnet werden, weil über die Mischung selbst nichts bekannt ist. Die Berechnungen der lokalen Geschwindigkeiten w_{x2}^{rev} , w_{x0}^{rev} und w_M lassen sich unter Verwendung der antriebs-, saug- und kondensatorseitigen Ruhezustände wie im Folgenden hergeleitet für das Realgas durchführen. Durch den Verlustkoeffizienten ϕ werden dann die Rechnungsergebnisse an die experimentell ermittelten Ergebnisse angepasst, wie in Abschnitt 4.4.5 noch erläutert wird.

Zur Bestimmung der lokalen Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} wird der Energieerhaltungssatz auf die Antriebsströmung angewandt. Eine konstante spezifische Totalenthalpie $h_{t,2}$ im Antriebsstrom bedeutet:

$$dh_{t,2} = dh_2 + w_2 \cdot dw_2 = 0 \quad (4.19)$$

$$w_{x2}^{rev} = \sqrt{2 \cdot (h_{s2} - h_{x2})} = \sqrt{2 \cdot \Delta h_{2,exp}} \quad \text{mit} \quad w_{s2} \approx 0 \quad (4.20)$$

Die Eintrittsgeschwindigkeit des Antriebsstroms w_{s2} wird im Vergleich zur lokalen Antriebsstromgeschwindigkeit im Querschnitt x in guter Näherung vernachlässigt. Aufgrund der Korrektur der Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} in der Impulsbilanzgleichung 4.17 müsste die Antriebsstromgeschwindigkeit in der Energiebilanz aus Konsistenzgründen eigentlich ebenfalls korrigiert werden. Durch die Korrektur ergäben sich andere Enthalpien h_{x2} und damit bei im Modell vorgegebenem Druck p_{x2} andere Temperaturen T_{x2} . Im vorliegenden Modell ist die Korrektur in der Energiebilanz jedoch nicht nötig, weil die Bilanz lediglich zur Berechnung der Geschwindigkeit verwendet wird und die Enthalpie h_{x2} und die Temperatur T_{x2} nicht verwendet werden.

Die Enthalpiedifferenz $\Delta h_{2,exp}$ lässt sich über die Änderung der spezifischen Enthalpie des Realgases aus Gl. B.47 wie folgt schreiben:

$$\Delta h_{2,exp} = \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \cdot Z_N \cdot R \cdot T_{s2} \cdot \left(1 - \frac{T_{x2}}{T_{s2}} \right)$$

Unter Verwendung der Isentropenbeziehung des Realgases, des kritischen Saugdruckverhältnisses $\pi_0^* = (p_0^*/p_{s0})$ und der Annahme der Druckgleichheit zwischen Antriebs- und Saugstrom im Querschnitt x , d.h. $p_{x2} = p_{x0} = p_0^*$, ergibt sich durch Erweitern und Umformen:

$$\begin{aligned} \Delta h_{2,exp} &= \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \cdot Z_N \cdot R \cdot T_{s2} \\ &\cdot \left[1 - \left(\frac{p_{x2} \cdot p_{s0}}{p_{s0} \cdot p_{s2}} \right)^{\frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}} \right] \\ &= \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \cdot Z_N \cdot R \cdot T_{s2} \\ &\cdot \left[1 - \left(\pi_0^* \cdot \pi_{s0,s2} \right)^{\frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}} \right] \end{aligned} \quad (4.21)$$

Zur Vereinfachung der Rechnung kann für die Bestimmung des mittleren Isentropenexponenten κ_m und der mittleren Kompressibilitätszahl K_m sowie deren Ableitungen anstelle der eigentlich benötigten Temperatur T_{x2} aus Gl. 4.11 wieder in guter Näherung auch die kritische Temperatur T_0^* angesetzt werden.

Die spezifische Totalenthalpie $h_{t,0}$ bleibt auch in der Saugströmung konstant, weswegen sich analog zur Antriebsströmung schreiben lässt:

$$w_{x0}^{rev} = \sqrt{2 \cdot (h_{s0} - h_{x0})} = \sqrt{2 \cdot \Delta h_{0,exp}} \quad \text{mit} \quad w_{s0} \approx 0 \quad (4.22)$$

Hierin berechnet sich $h_{0,exp}$ wie folgt:

$$\begin{aligned} \Delta h_{0,exp} &= \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \cdot Z_N \cdot R \cdot T_{s0} \\ &\cdot \left[1 - \left(\pi_{s0}^* \right)^{\frac{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1}{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}} \right] \end{aligned} \quad (4.23)$$

Zur Berechnung der lokalen Geschwindigkeit des Saugstroms w_{x0}^{rev} wird lediglich der saugseitige Ruhezustand benötigt und die kritischen Zustandsgrößen aus Gl. 4.8 und 4.9, weil die Geschwindigkeit nicht überkritisch wird.

Die lokale Mischungsgeschwindigkeit w_M wird wie erläutert mit den Gleichungen des Diffusors und des senkrechten Verdichtungsstoßes beim kritischen Gegendruck p_{s1} ermittelt, wie im Folgenden hergeleitet wird.

Verdichtungsstoß und Diffusor

Der kondensatorseitige Ruhezustand, d.h. T_{s1} und p_{s1} , wurde gemessen. Die Gleichungen der reversiblen Diffusorströmung des Realgases für die Temperatur und den Druck nach dem Stoß T_{Mn} und p_{Mn} lassen sich entsprechend den Gl. 2.36 und 2.37 wie folgt nähern:

$$\frac{T_{s1}}{T_{Mn}} = 1 + \frac{\tilde{\kappa}_{Tp,s1} - 1}{2} \cdot Ma_{Mn}^2 \quad (4.24)$$

$$\frac{p_{s1}}{p_{Mn}} = \left(1 + \frac{\tilde{\kappa}_{s1} - 1}{2} \cdot Ma_{Mn}^2 \right)^{\frac{\tilde{\kappa}_{s1}}{\tilde{\kappa}_{s1} - 1}} \quad (4.25)$$

Zur Berechnung der Temperatur und des Drucks nach dem Stoß T_{Mn} und p_{Mn} wird die Mach-Zahl nach dem Stoß Ma_{Mn} benötigt, die sich aus den Gleichungen des senkrechten Verdichtungsstoßes berechnen lässt, wie im Folgenden gezeigt wird.

Aus der Erhaltung von Masse, Energie und Impuls über die irreversible Unstetigkeit in der Mischströmung ergibt sich für das Idealgas ein Zusammenhang zwischen dem Druck vor und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß p_M und p_{Mn} in Abhängigkeit von der Mach-Zahl vor dem Stoß Ma_M . Der Zusammenhang soll wie bei den Annahmen in Abschnitt 4.3.1 diskutiert für das Realgas wie folgt genähert werden:

$$\frac{p_{Mn}}{p_M} = 1 + \frac{2\tilde{\kappa}_{s1}}{\tilde{\kappa}_{s1} + 1} \cdot (Ma_M^2 - 1) \quad (4.26)$$

Der Mischdruck vor dem Stoß p_M ist bekannt (vgl. Annahmen). Mit den Gl. 4.25 und 4.26 stehen zwei Gleichungen zur Berechnung des Drucks nach dem senkrechten Verdichtungsstoß p_{Mn} zur Verfügung, die aber die unbekanntenen Mach-Zahlen Ma_M und Ma_{Mn} beinhalten. Die Mach-Zahlen sind über die

Stoßgleichungen miteinander verknüpft. Der benötigte Zusammenhang zwischen der Mach-Zahl vor und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß Ma_M und Ma_{Mn} lässt sich für das Realgas wie folgt nähern:

$$Ma_{Mn}^2 = \frac{2 + (\tilde{\kappa}_{Tp,s1} - 1) \cdot Ma_M^2}{2\tilde{\kappa}_{Tp,s1} \cdot Ma_M^2 - (\tilde{\kappa}_{Tp,s1} - 1)} \quad (4.27)$$

Unter Verwendung der Näherungsgleichungen 4.24, 4.25, 4.26 und 4.27 lassen sich aus dem kondensatorseitigen Ruhezustand T_{s1} und p_{s1} somit die Temperatur und der Druck nach dem Stoß T_{Mn} und p_{Mn} sowie die Mach-Zahlen vor und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß Ma_M und Ma_{Mn} iterieren. Der Temperatursprung über den senkrechten Verdichtungsstoß lässt sich für das Realgas näherungsweise wie folgt schreiben:

$$\frac{T_{Mn}}{T_M} = \left[1 + \frac{2\tilde{\kappa}_{Tp,s1}}{\tilde{\kappa}_{Tp,s1} + 1} \cdot (Ma_M^2 - 1) \right] \cdot \left[\frac{2 + (\tilde{\kappa}_{Tp,s1} - 1) \cdot Ma_M^2}{(\tilde{\kappa}_{Tp,s1} + 1) \cdot Ma_M^2} \right] \quad (4.28)$$

Aus Gl. 4.28 wird die Mischungstemperatur T_M berechnet.

Die Isentropenexponenten $\tilde{\kappa}_{s1}$ und $\tilde{\kappa}_{Tp,s1}$ der Gl. 4.24, 4.25, 4.26, 4.27 und 4.28 werden in grober Näherung mit den kondensatorseitigen Ruhegrößen T_{s1} und p_{s1} berechnet, da die Realgaseffekte im Druckbereich von Verdampfer und Kondensator zwischen ungefähr 1 bar und 10 bar (vgl. Abb. 2.11) und damit auch die Änderungen der Isentropenexponenten in diesem Bereich vergleichsweise gering sind.

Die Geschwindigkeit nach dem senkrechten Verdichtungsstoß w_{Mn} wird dann mittels der Temperatur, dem Druck und der Mach-Zahl nach dem Stoß T_{Mn} , p_{Mn} und Ma_{Mn} berechnet:

$$w_{Mn} = a_{Mn} \cdot Ma_{Mn} = \sqrt{(\kappa_{Mn} \cdot K_{Mn} \cdot R \cdot T_{Mn})} \cdot Ma_{Mn} \quad (4.29)$$

Der Isentropenexponent κ_{Mn} und die Kompressibilitätszahl K_{Mn} berechnen sich mit der Temperatur T_{Mn} und dem Druck p_{Mn} .

Der Realgaszusammenhang zwischen der Strömungsgeschwindigkeit vor und

nach dem senkrechten Verdichtungsstoß w_M und w_{Mn} wird dann in Abhängigkeit von der Mach-Zahl vor dem Stoß Ma_M wie folgt genähert:

$$\frac{w_{Mn}}{w_M} = 1 - \frac{2}{\tilde{\kappa}_{Tp,s1} + 1} \left(1 - \frac{1}{Ma_M^2} \right) \quad (4.30)$$

Mittels Gl. 4.30 wird also die unbekannte Mischungsgeschwindigkeit w_M aus Gl. 4.18 zur Berechnung der Mitführrate ermittelt. In Gl. 4.30 wird deutlich, dass die Geschwindigkeit nach dem Stoß w_{Mn} umso geringer ist, je größer die Mach-Zahl vor dem Stoß Ma_M ist.

Bei bekanntem kondensatorseitigen Ruhezustand, d.h. T_{s1} und p_{s1} , lässt sich also das obige System der Gleichungen des Diffusors und des senkrechten Verdichtungsstoßes lösen und die für die Mitführrate aus Gl. 4.18 unbekannte Mischungsgeschwindigkeit w_M berechnen. Die Mitführrate μ , die sich bei einer reversiblen Entspannung des Antriebs- und Saugstroms sowie einem senkrechten Verdichtungsstoß und einer anschließenden reversiblen Kompression im Diffusor ergibt, wird dann über den Verlustkoeffizienten ϕ an die experimentell ermittelten Ergebnisse angepasst. Aus der angepassten Mitführrate wird mit dem kritischen Antriebsmassenstrom \dot{M}_2^* aus Gl. 4.3 der kritische Saugmassenstrom \dot{M}_0^* indirekt bestimmt.

In folgendem Abschnitt werden die Mess- und Rechnungsergebnisse gezeigt und diskutiert.

4.4 Mess- und Rechnungsergebnisse der Dampfstrahlverdichtung

Zuerst wird der untersuchte Bereich der über- und unterkritischen Dampfstrahlverdichtung gezeigt und erläutert. Der Betrieb im Auslegungsbereich sowie der Einfluss der antriebsseitigen Überhitzung werden analysiert. Anschließend werden die Rechnungsergebnisse der Simulation auf ihre Konsistenz überprüft und die aus dem Realgasverhalten resultierenden Effekte erarbeitet, bevor die Messergebnisse den Simulationsergebnissen der Modellrechnung für den kritischen Gegendruck gegenübergestellt werden.

4.4.1 Untersucher Bereich der Dampfstrahlverdichtung

Ziel der Experimente der Dampfstrahlverdichtung mit dem Kältemittel R134a ist die Beschreibung der Betriebscharakteristik des Dampfstrahlverdichterprototyps im unter- sowie überkritischen Druckbereich bei sich ändernden Antriebs-, Verdampfer- und Kondensatordrücken bzw. -temperaturen in der geschlossenen Prozessführung. Die erzielbaren Temperaturhübe und dazu benötigten Temperaturschübe sowie die zugehörigen Wärmeverhältnisse sollen quantifiziert werden.

Die Experimente wurden bei unterschiedlichen Antriebs-, Verdampfer- und Kondensatordrücken durchgeführt. Abb. 4.5 zeigt die über den elektrischen Heizer geregelte Antriebstemperatur ϑ_{s2} (Regelgröße ϑ_{H2} aus Abb. 4.1) über dem mittels der Membranpumpe geregelten Antriebsdruck p_{s2} (Regelgröße p_{H2}) und den daraus bei festem engsten Lavaldüsenquerschnitt resultierenden experimentell ermittelten antriebsseitigen Massenstrom \dot{M}_{s2}^* .

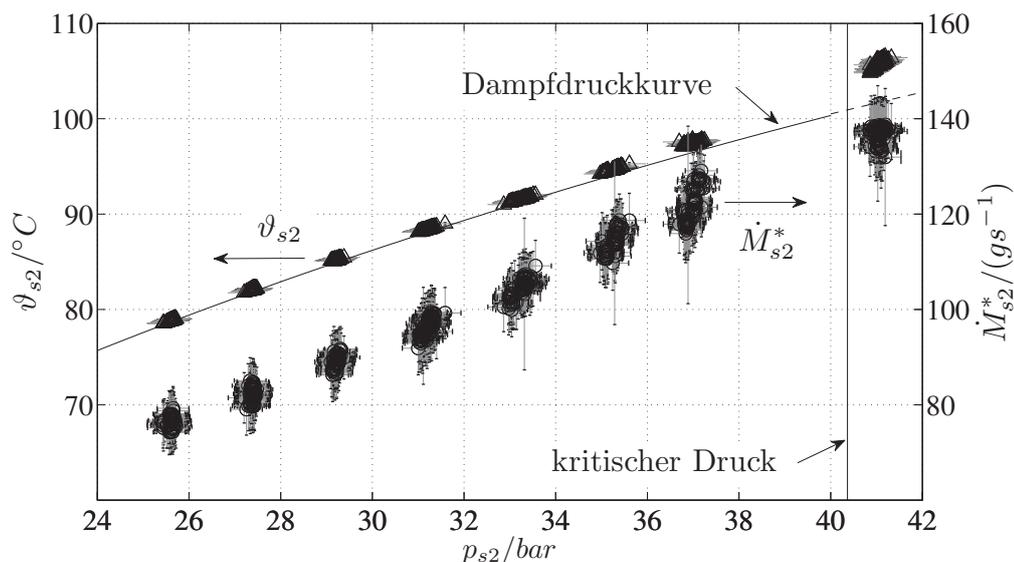


Abbildung 4.5: Antriebstemperatur ϑ_{s2} (Symbol Δ) und antriebsseitiger Massenstrom \dot{M}_{s2}^* (Symbol \circ) über dem Antriebsdruck p_{s2} .

Der Dampfstrahlverdichter wurde mit Antriebsdrücken p_{s2} von 25,5 bar bis 41,5 bar im über- und unterkritischen Druckbereich betrieben. Die zugehörige Antriebstemperatur ϑ_{s2} wurde zwischen ungefähr 77 °C und 107 °C derart eingestellt, dass der Dampfstrahlkälteprozess im unterkritischen Druckbereich

durchgängig mit Satttdampf oder ganz geringer Überhitzung angetrieben wurde, wie an der Dampfdruckkurve des Kältemittels R134a in Abb. 4.5 erkennbar ist. Im überkritischen Druckbereich wurde das Kältemittel um ungefähr 5 K gegenüber der in Abb. 4.5 gestrichelt abgetragenen pseudokritischen Temperatur überhitzt, so dass es bei der Entspannung in der Treibdüse wie im unterkritischen Druckbereich nicht kondensiert. Die Experimente mit dem Dampfstrahlverdichter erfolgten also an seiner unteren Betriebsgrenze. Der Einfluss größerer antriebsseitiger Überhitzungen auf die Dampfstrahlverdichtung wird in Abschnitt 4.4.4 noch diskutiert.

Um das Mitführen von Tröpfchen in der Kältemittelströmung zu vermeiden, wurde die Strecke zwischen dem elektrischen Heizer und der Temperaturmessstelle T_{H2} als Steigrohr einer Länge von 2 m ausgeführt.

Durch den Antrieb des Dampfstrahlkälteprozesses mit überkritisch leicht überhitztem Kältemittel bzw. unterkritischem Satttdampf sollte gezeigt werden, dass die in den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp eingestellten Kältemittelaustrittszustände aus Abb. 3.13 zum ungestörten Betrieb ausreichen. Eine aufwendige Abscheidung von Kältemitteltröpfchen und große antriebsseitige Kältemittelüberhitzungen sind also nicht nötig, weswegen der Abgaswärmeübertrager vergleichsweise einfach und leistungsdicht gestaltet werden kann.

Der Antriebsdruck p_{s2} stellt sich bei gegebenem, engstem Lavaldüsenquerschnitt in Abhängigkeit vom geförderten antriebsseitigen Massenstrom \dot{M}_{s2}^* ein. Der antriebsseitige Massenstrom \dot{M}_{s2}^* von 65 g/s bis 140 g/s wird durch den Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 begrenzt. Die zum Antrieb benötigten Wärmeströme \dot{Q}_2 belaufen sich auf 15 kW bis 27 kW. Antriebswärmeströme in dieser Größenordnung sind gemäß den Untersuchungen aus Abschnitt 3.4.3 aus dem Abgas auf das Kältemittel übertragbar.

Der antriebsseitige Massenstrom weist einen näherungsweise linearen Anstieg mit dem Antriebs- bzw. Ruhedruck p_{s2} auf, obwohl die Antriebstemperatur ϑ_{s2} in den Experimenten mit dem Antriebsdruck p_{s2} ebenfalls steigt. Der Antriebsdruck p_{s2} ändert sich im untersuchten Bereich um ungefähr 15 bar, was einer relativen Änderung von 36 % entspricht, während sich die Antriebstemperatur ϑ_{s2} um ungefähr 30 K ändert, was lediglich einer Änderung von 8 % entspricht. Gemäß Gl. 4.3 steigt der antriebsseitige Massenstrom \dot{M}_{s2}^* mit dem Antriebs-

druck p_{s2} , sinkt aber lediglich mit der Wurzel aus der Antriebstemperatur T_{s2} , weswegen der Anstieg der Antriebstemperatur T_{s2} in Abb. 4.5 nicht erkennbar wird.

Der Antriebsmassenstrom entspricht in allen Experimenten dem kritischen Massenstrom, da das Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ geringer als das kritische Druckverhältnis π_{s2}^* des antriebsseitigen Ruhezustands ist. Die Streuung des Antriebsdrucks p_{s2} und des antriebsseitigen Massenstroms \dot{M}_{s2}^* in Abb. 4.5 bei den jeweils eingestellten Antriebsdrücken resultiert aus der Güte der Reproduzierbarkeit der Messungen.

Der über die Kondensatorvorlauftemperatur des externen Kühlwasserkreises T_{11} geregelte Kondensatorgegendruck p_{s1} (Messstelle p_{K1}) und die Kondensationstemperatur ϑ_K sowie die an die kritische Kondensationstemperatur ϑ_K^{krit} und den kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} angepassten Geraden sind in Abb. 4.6 über dem Antriebsdruck p_{s2} (Regelgröße p_{H2}) für die in Abb. 4.5 gezeigten Messungen abgetragen.

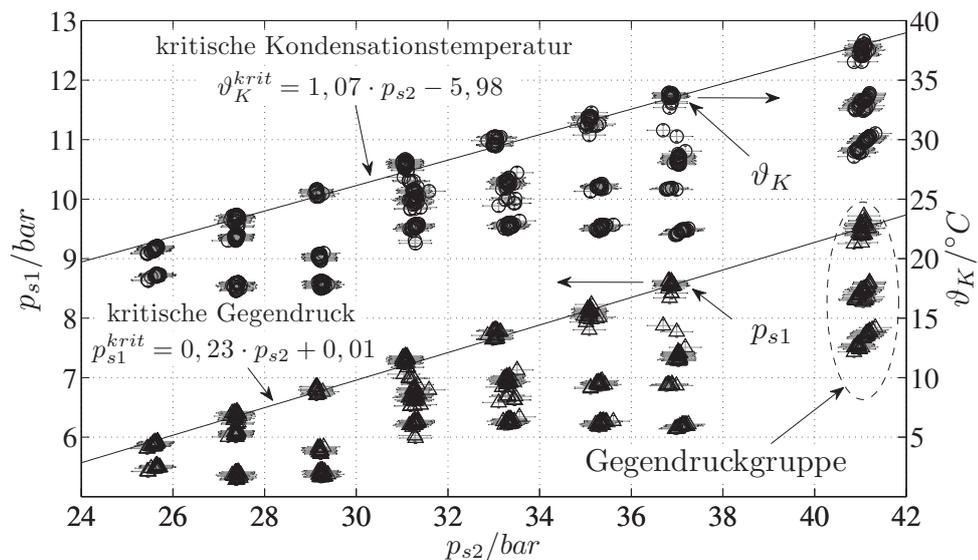


Abbildung 4.6: Kondensatorgegendruck p_{s1} (Symbol Δ) und Kondensationstemperatur ϑ_K (Symbol \circ) über dem Antriebsdruck p_{s2} .

Durch die Regelung der Kondensatorvorlauftemperatur ϑ_{11} im Bereich von 12 °C bis 25 °C wurde in den Experimenten der Kondensatorgegendruck p_{s1} zwischen ungefähr 5,4 bar und 9,7 bar eingestellt. Der Kondensatorgegendruck

entspricht näherungsweise dem Kondensationsdruck. Die Kondensationstemperaturen ϑ_K variieren von 18 °C bis 38 °C. Der Kondensatorgegendruck p_{s1} wird bei jedem eingestellten Antriebsdruckniveau p_{s2} aus Abb. 4.5 in mehreren Schritten solange angehoben, bis der kritische Gegendruck (vgl. Abschnitt 2.4.1) erreicht ist. Die genaue Vorgehensweise zur Identifikation des kritischen Gegendrucks findet sich in Abschnitt E.2.1.

Bei beinahe jedem eingestellten Antriebsdruckniveau p_{s2} wird bei mindestens drei signifikant unterschiedlichen Gegendruckniveaus p_{s1} der Verdampfungsdruck p_V variiert und die zugehörige Mitführrate ermittelt. Eine solche Gegendruckgruppe ist in Abb. 4.6 gestrichelt hervorgehoben.

Der maximal im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters realisierbare kritische Kondensatorgegendruck sowie die kritische Kondensationstemperatur steigen in guter Näherung linear mit dem Antriebsdruck.

Die kondensatorseitige Überhitzung und Unterkühlung des Kältemittels ΔT_1 aus Gl. 2.3 und ΔT_K aus Gl. 2.4 können in den Experimenten nicht eingestellt werden. Die kondensatorseitig abzubauenen Überhitzung ΔT_1 wird durch die verdampfer- und insbesondere antriebsseitige Temperatur T_{s0} und T_{s2} bestimmt wie in Abschnitt 4.4.4 noch gezeigt wird. Die Unterkühlung ΔT_K stellt sich bei konstantem Kühlwassermassenstrom entsprechend der Rückkühlleistung und den treibenden Temperaturdifferenzen am Kondensator ein.

Der vom Dampfstrahlverdichter angesaugte Kältemittelmassenstrom ergibt sich aus dem realisierten Antriebsdruck p_{s2} , dem eingeregelter Kondensatorgegendruck p_{s1} und der Öffnung des Expansionsventils bzw. dem daraus resultierenden Verdampferaustrittsdruck p_{s0} . Abb. 4.7 zeigt deswegen die Verdampfungstemperatur ϑ_V und die verdampferseitige Überhitzung ΔT_0 über dem mittels des elektrisch ansteuerbaren Expansionsventils geregelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} (Regelgröße p_{V2}).

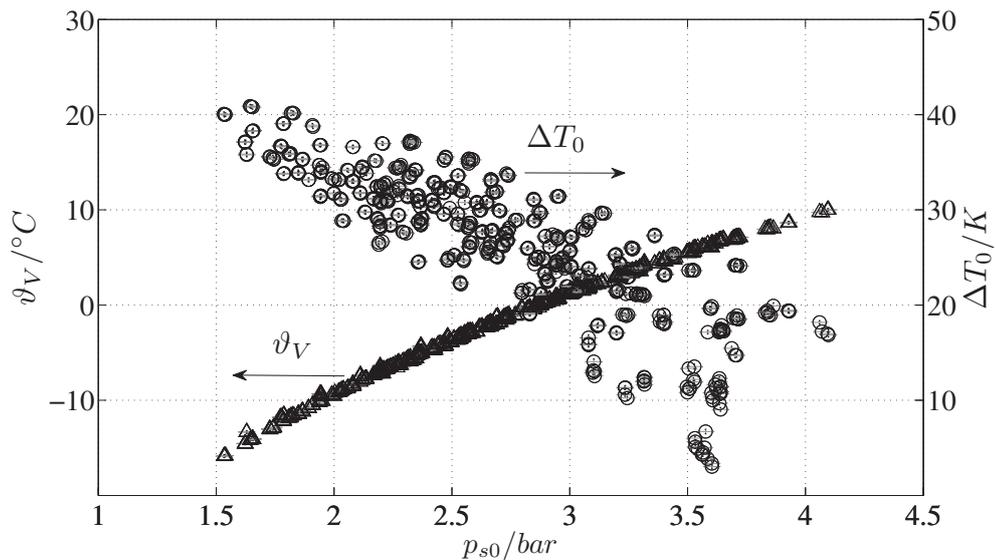


Abbildung 4.7: Verdampfungstemperatur ϑ_V (Symbol Δ) und verdampferseitige Überhitzung ΔT_0 (Symbol \circ) über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} .

Der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} , der näherungsweise der Verdampfungsdruck ist, wurde zwischen 1,5 bar und 4 bar variiert. Die Verdampfungstemperaturen ϑ_V betragen zwischen ungefähr -15°C und 10°C . Die gemessenen Verdampfungstemperaturen passen zur Dampfdruckkurve. Bei jeder Kombination von Antriebs- und Kondensatorgegendruckniveau wurde der Verdampferaustrittsdruck beginnend mit der geringsten saugseitigen Kältemittelüberhitzung ΔT_0 (vgl. Abschnitt 2.4.1) und dem kleinsten messbaren Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* variiert. Das Expansionsventil wurde in den Experimenten also nie komplett, sondern lediglich bis zum kleinsten, noch messbaren Saugmassenstrom geschlossen, um eine Vereisung des Verdampfers zu vermeiden. In dieser Stellung ergibt sich der kleinste Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* und die größte verdampferseitige Überhitzung ΔT_0 .

Die verdampferseitige Kältemittelüberhitzung ΔT_0 resultiert für einen gegebenen Kältemittelsaugstrom aus den treibenden Temperaturdifferenzen am Verdampfer bzw. bei gegebener Verdampfungstemperatur ϑ_V aus der externen Vorlauftemperatur am Verdampfer ϑ_{01} . Die Verdampfervorlauftemperatur ϑ_{01} von 18°C bis 33°C wurde in den Experimenten bei den jeweiligen Kombinationen von Antriebs- und Kondensationsdruckniveau näherungsweise konstant

gehalten.

Beim Öffnen des Expansionsventils steigt bei ansonsten gleichen Bedingungen der Verdampferdruck und damit der vom Dampfstrahlverdichter aus dem Verdampfer gesaugte Kältemittelmassenstrom. Die Kältemittelüberhitzung ΔT_0 von 3 K bis 40 K sinkt bei konstanter Verdampfervorlauf­temperatur ϑ_{01} in den einzelnen Messgruppen des Gegendrucks erwartungsgemäß mit steigendem Verdampferaustrittsdruck bzw. mit steigender Verdampfungstemperatur.

Bei der Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor würde im Gegensatz zur geschilderten Variation des Drucks im Verdampfer in den Experimenten eine minimale saugseitige Überhitzung bei gegebenem Antriebszustand entsprechend der ladeluftseitigen Eintrittstemperatur durch ein thermostatisches Expansionsventil eingeregelt werden, wodurch sich auch die erzeugte Kälteleistung einstellt.

4.4.2 Darstellung des Betriebs im Auslegungsbereich

Das im Abschnitt 2.4.1 diskutierte Betriebsverhalten soll mittels der Darstellung des Dampfstrahlverdichterbetriebs im Auslegungsbereich experimentell untermauert werden. In Abb. 4.8 werden dazu die experimentellen Ergebnisse in Form des in Abb. 2.10 schematisch dargestellten, dimensionslosen Betriebskennfelds des Dampfstrahlverdichters abgetragen sowie die an die experimentellen Ergebnisse angepasste Ebene dargestellt.

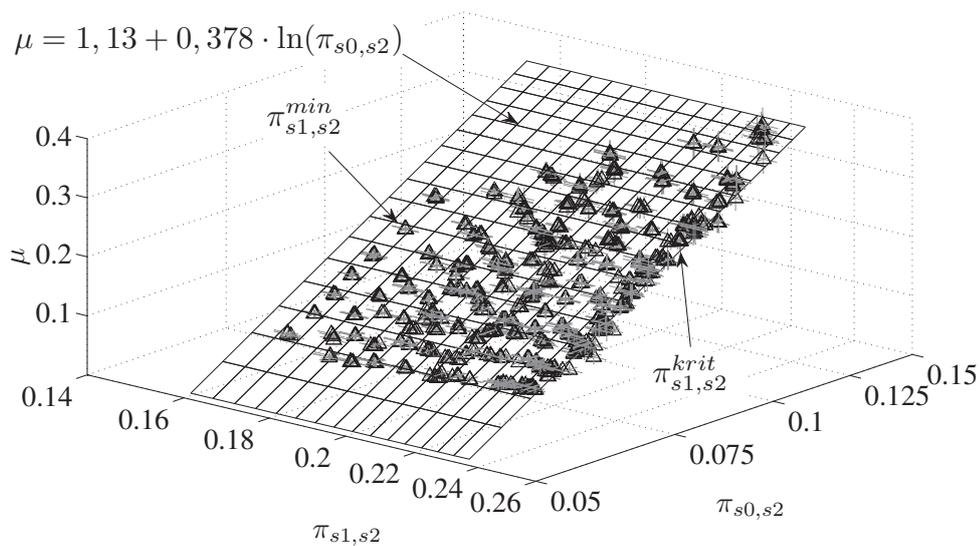


Abbildung 4.8: Dimensionslose Kennfeld der experimentellen Ergebnisse im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters.

Zur Darstellung des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters (d.h. $Ma_{min2} = Ma_{x0} = 1$) in Ebenenform muss die Mitführrate μ wie in Abb. 4.8 über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ abgetragen werden. Das in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Betriebsverhalten des Dampfstrahlverdichters wird in den Experimenten dadurch bestätigt, dass alle Kombinationen von Antriebs- und Verdampferaustrittsdruck unabhängig vom Kondensatorgegendruck näherungsweise in der in Abb. 4.8 dargestellten Auslegungsebene liegen, solange der Kondensatorgegendruck unter dem kritischen Gegendruck liegt und damit das Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ kleiner als das kritische Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{krit}$ ist. Die an die experimentellen Ergebnisse angepasste

Ebenengleichung lautet:

$$\mu = 1,13 + 0,378 \cdot \ln(\pi_{s0,s2}) \quad (4.31)$$

Die Mitführrate bleibt also bei konstantem Antriebs- und Verdampferaustrittsdruck auch experimentell bei einer Erhöhung des Gegendrucks bis zum kritischen Gegendruck in guter Näherung konstant.

Der kritische Gegendruck p_{s1}^{krit} wurde bei verschiedenen Antriebsdrücken durch eine kontinuierliche Erhöhung des Gegendrucks p_{s1} bei konstantem Verhältnis aus Verdampferaustritts- und Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$ ermittelt. Die Ermittlung lief wie folgt ab. Durch Anheben des Gegendrucks p_{s1} stieg bei konstantem Antriebsdruck p_{s2} aufgrund der größeren Druckdifferenz über das Expansionsventil der Massenstrom in den Verdampfer und der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} an. Um das Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ konstant zu halten, musste das Expansionsventil nachgeregelt bzw. geschlossen werden. Der letzte Gegendruck p_{s1} , bei dem das Schließen des Expansionsventils keine Verringerung der Mitführrate bewirkte, wurde als kritischer Gegendruck p_{s1}^{krit} identifiziert³.

Die kritischen Kondensatorgegendrücke p_{s1}^{krit} aus Abb. 4.6 geteilt durch den jeweiligen Antriebsdruck p_{s2} ergeben die kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ in Abb. 4.8. Die in jeder dieser Gruppen des kritischen Kondensatorgegendrucks p_{s1}^{krit} gemachte Erhöhung des Verdampferaustrittsdrucks p_{s0} aus Abb. 4.7 resultiert in der Zunahme der Mitführrate μ mit steigendem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ auf der Kurve der kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ in Abb. 4.8.

Die Variation des Verdampferaustrittsdrucks bei einem Antriebsdruck p_{s2} von 41,5 bar und dem geringsten Kondensatorgegendruck p_{s1} von ungefähr 7,5 bar aus der Gegendruckgruppe aus Abb. 4.6 ist in Abb. 4.8 als Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{min}$ zu sehen. Die weiteren Gegendruckgruppen aus Abb. 4.6 befinden sich in Abb. 4.8 zwischen der Kurve konstanten minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{min}$ und der Kurve der kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$.

Die Basisdruckverhältnis $\pi_{s0,s2}^b$ aus Abb. 2.10 ist in Abb. 4.6 nicht zu sehen, weil der Verdampferdruck in den Experimenten aufgrund einer möglichen Vereisung

³Abb. E.30 zeigt die Verringerung der Mitführrate einiger ausgewählter Messungen in der im Folgenden noch eingeführten Darstellungsform.

des Verdampfers nie durch das komplette Schließen des Expansionsventils bis zu einer Mitführrate von Null, d.h. keinem Saugförderstrom, und damit bis zum Basisdruckverhältnis abgesenkt wurde. Der Betrieb außerhalb des Auslegungsbereichs, d.h. zwischen der Kurve der kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ und der Kurve der Grenzgedrücke, wurde nicht eingehend untersucht und ist deshalb nicht dargestellt.

Zur vereinfachten, zweidimensionalen Darstellung wird die Ebene des Auslegungsbereichs aus Abb. 4.9 auf die μ - $\pi_{s0,s2}$ -Ebene und die μ - $\pi_{s1,s2}$ -Ebene projiziert. Außerdem werden die an die experimentellen Ergebnisse angepassten Geraden dargestellt.

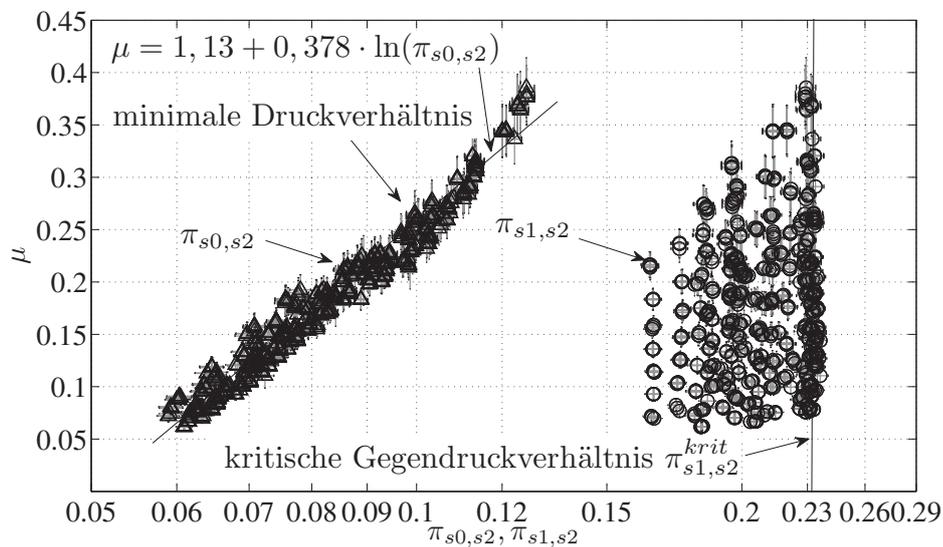


Abbildung 4.9: Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ).

Durch die Projektion der Auslegungsebene aus Abb. 4.9 auf die μ - $\pi_{s0,s2}$ -Ebene und die μ - $\pi_{s1,s2}$ -Ebene ergibt sich für jeden Betriebspunkt ein Punktepaar $(\pi_{s0,s2}, \pi_{s1,s2})$ in Abb. 4.9.

Mit steigendem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ steigt die Mitführrate μ logarithmisch, weswegen sich bei der logarithmischen Auftragung in Abb. 4.9 annähernd eine Gerade ($\mu = 1,13 + 0,378 \cdot \ln(\pi_{s0,s2})$) ergibt. Alle Betriebspunkte des Auslegungsbereichs des Dampfstrahlverdichters (d.h. im Betrieb unabhängig vom Kondensatorgegendruck bei $\pi_{s1,s2} < \pi_{s1,s2}^{krit}$) befinden sich in grober Näherung

auf dieser Gerade. Die Gerade definiert für die gegebene Dampfstrahlverdichtergeometrie die größtmöglichen Mitführraten bei entsprechenden Verhältnissen von Verdampferaustritts- und Antriebsdruck bzw. den minimal erzielbaren Verdampferdruck bei gegebenem Antriebsdruck und gegebener Mitführrate. Am logarithmischen Maßstab wird die steile Abnahme der Mitführrate μ bei einer Verringerung des Verdampferaustrittsdrucks p_{s0} bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} deutlich. Der Kennfeldbereich links der Gerade (in Abb. 4.8 der Bereich über der Ebene), d.h. bei konstanter Mitführrate und gegebenem Antriebsdruck der Bereich geringerer Verdampferaustrittsdrücke, wird nie erreicht.

Lediglich Betriebspunkte $(\pi_{s0,s2}, \pi_{s1,s2})$ außerhalb des Auslegungsbereichs (d.h. in Abb. 4.8 im Bereich zwischen der Kurve der kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ und der Kurve der Grenzgedrücke unter der Ebene), der nicht eingehend untersucht und daher in Abb. 4.9 nicht dargestellt ist, lägen rechts der Gerade, d.h. beispielsweise bei konstanter Mitführrate und konstantem Antriebsdruck bei höheren als den Auslegungsverdampfungsdrücken und höheren als dem kritischen Kondensatorgegendruck.

Die dem jeweiligen Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ zugehörigen Gegendrücke sind als Verhältnis aus Kondensator- und Antriebsruhedruck $\pi_{s1,s2}$ abgetragen. Bei einer Steigerung des Druckverhältnisses $\pi_{s1,s2}$ ändert sich die Mitführrate μ in Abb. 4.9 nicht bis das kritische Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{krit}$ erreicht wird, das den Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters begrenzt (vgl. Abb. 4.8). Die kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ sind im Rahmen der Messabweichungen $\mathbf{u}_{\pi_{s1,s2}}$ von etwa 2 % ein konstanter Wert von ungefähr 0,23, wie in Abb. 4.9 deutlich wird.

Rechts des kritischen Gegendruckverhältnisses lägen in Abb. 4.9 Betriebspunkte außerhalb des Auslegungsbereichs, d.h. bei konstanter Mitführrate Betriebspunkte mit entsprechend höheren als den Auslegungsverhältnissen $\pi_{s0,s2}$.

Ein Unterschied des Betriebsverhaltens des Dampfstrahlverdichters im überim Vergleich zum unterkritischen Druckbereich zeichnet sich in den Messungen nicht ab.

Der notwendige Kondensationsdruck bzw. die notwendige Kondensations-temperatur wird durch die Umgebungstemperatur bestimmt. Der Betrieb beim kritischen Kondensatorgegendruck ist exergetisch am günstigsten, da für eine

gegebene Mitführrate und damit ein gegebenes thermisches Wärmeverhältnis COP_{th} der benötigte Temperaturschub ΔT_{Schub} am kleinsten und der Temperaturhub ΔT_{Hub} am größten ist. Dadurch verringert sich das reversible thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,rev}$ aus Gl. 2.12 bei gleichbleibendem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} . Ein großer Temperaturhub ΔT_{Hub} bedeutet bei diesem Betrieb vergleichsweise hohe Kondensationstemperaturen.

Die charakteristischen Geraden aus Abb. 4.9 erlauben bei der Auslegung von Dampfstrahlverdichtern außerdem einen einfachen Vergleich verschiedener Dampfstrahlverdichtergeometrien. Alle Verdichtergeometrien, die zu einer Geraden rechts des kritischen Gegendruckverhältnisses $\pi_{s1,s2}^{krit}$ bei gleicher Geraden der minimalen Druckverhältnisse führen, sind günstiger für die Dampfstrahlverdichtung im Vergleich zur Referenzgeometrie, da mit dem Dampfstrahlverdichter bei gleicher Mitführrate μ ein höherer kritischer Gegendruck p_{s1}^{krit} erzielt werden kann. Alle Verdichtergeometrien, die zu einer Geraden der minimalen Druckverhältnisse links der Geraden aus Abb. 4.9 bei gleichem kritischem Gegendruckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{krit}$ führen, sind ebenfalls günstiger für die Dampfstrahlverdichtung im Vergleich zur Referenzgeometrie, da mit dem Dampfstrahlverdichter bei gleicher Mitführrate μ ein geringeres Verhältnis $\pi_{s0,s2}$ und damit bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} ein geringerer Verdampferaustrittsdruck p_{s0} erzielt werden kann.

In der Literatur finden sich alternative Darstellungen zur Auslegung und zum Vergleich von Dampfstrahlverdichtern (vgl. Butrymowicz et al., 2008), die gegenüber der Darstellung aus 4.9 jedoch keine Vorteile besitzen.

4.4.3 Weitere Kennzahlen und Dampfstrahlkälteanlagenbetrieb

Im vorangehenden Abschnitt wurde der eindeutige Zusammenhang zwischen den Prozessdruckniveaus p_{s2} , p_{s1} und p_{s0} ausgedrückt durch die Druckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ und dem Massenstromverhältnis in Form der Mitführrate μ erläutert und diskutiert. Über den diskutierten Zusammenhang hinaus sind für den Betrieb der Dampfstrahlkälteanlage die Zusammenhänge der Mitführrate μ und der erzielten Kälteleistung \dot{Q}_0 , des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} und des hydraulischen COP_h sowie der sich aus den Prozessdruckni-

veaus ergebende Temperaturhub ΔT_{Hub} von Interesse. Im Anhang E.2.1 finden sich weitere Abbildungen, in denen die genannten Größen über den Prozessdruckniveaus p_{s2} , p_{s1} und p_{s0} aufgetragen sind.

Der Betrieb der Dampfstrahlkälteanlage wird qualitativ und quantitativ mittels Abb. 4.9 in Verbindung mit der im Folgenden gezeigten Abb. 4.10 beschrieben, in welcher die Kälteleistung \dot{Q}_0 und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über der Mitführrate μ aufgetragen sind.

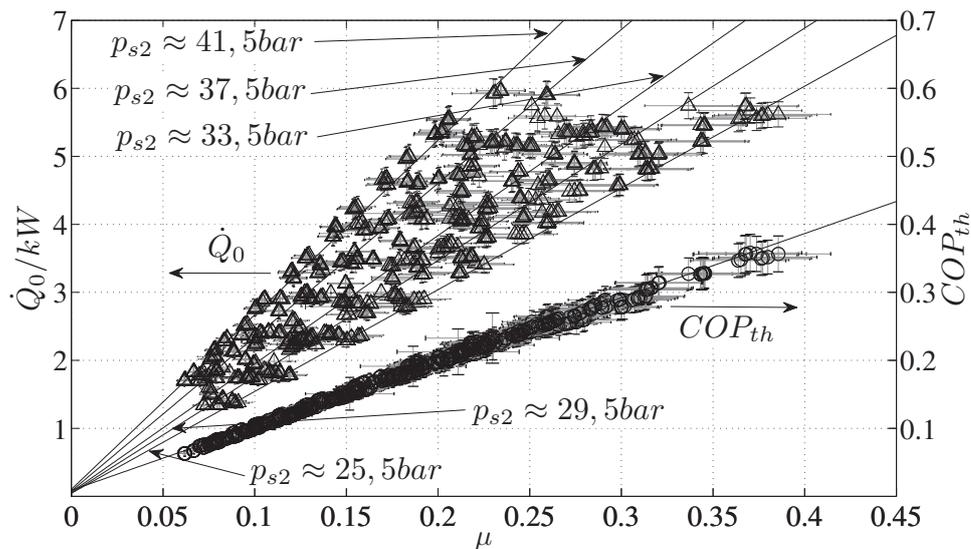


Abbildung 4.10: Kälteleistung \dot{Q}_0 (Symbol Δ) und thermische Wärmeverhältnis COP_{th} (Symbol o) über der Mitführrate μ .

In den Experimenten wurde bei jedem eingeregelt Antriebsdruck p_{s2} und jeder eingeregelt Gegendruckgruppe p_{s1} aus Abb. 4.6 eine Kälteleistung zwischen 1,5 kW und 6 kW gemessen (Linien $p_{s2} \approx konst.$ vgl. Abb. E.31 und E.32). Die unterschiedlichen Mitführraten μ bei konstanter Kälteleistung \dot{Q}_0 resultieren aus den unterschiedlichen Verhältnissen von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$.

Der Antriebsdruck p_{s2} steigt bei konstanter Kälteleistung \dot{Q}_0 mit steigendem Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* . Je größer der Antriebsdruck p_{s2} bei konstanter Kälteleistung \dot{Q}_0 ist, desto größer ist auch der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} (s. Abb. E.33). Der Kältemittelsaugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* ändert sich mit dem steigenden Verdampferaustrittsdruck p_{s0} bei konstanter externer Verdampferin-

trittstemperatur nicht so stark, dass die Mitführrate μ als Verhältnis aus Saug- zu Antriebsmassenstrom konstant bleibt. Die Mitführrate fällt bei konstanter Kälteleistung \dot{Q}_0 mit steigendem Antriebsdruck, wie in Abb. 4.10 erkennbar ist.

Zwischen der Kälteleistung \dot{Q}_0 und der Mitführrate μ besteht also in guter Näherung ein linearer Zusammenhang, der über den jeweiligen Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* indirekt vom Antriebsdruck p_{s2} abhängt. Je höher der Antriebsdruck und damit der antriebsseitige Massenstrom bzw. der Antriebswärmestrom ist, desto größer ist die erzeugte Kälteleistung bei gegebener Mitführrate, wie an den beispielhaft für die Antriebsdrücke von 25,5 bar, 29,5 bar, 33,5 bar, 37,5 bar und 41,5 bar aufgetragenen Geraden in Abb. 4.10 deutlich wird.

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} variiert in den Experimenten von 0,05 bis 0,35 und entspricht in grober Näherung der Mitführrate μ , weil das Verhältnis aus spezifischer antriebs- und verdampferseitiger Enthalpiedifferenz ($\Delta h_V/\Delta h_H$) ungefähr 1 ist. Tatsächlich variiert das sich je nach Prozessführung ändernde Verhältnis ($\Delta h_V/\Delta h_H$) in den Experimenten von ungefähr 0,8 bis 1, weswegen das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} um die vom Antriebsdruckniveau unabhängige Gerade in Abb. 4.10 etwas streut. Je stärker das Kältemittel antriebsseitig überhitzt wird, desto kleiner wird das Enthalpiedifferenzverhältnis ($\Delta h_V/\Delta h_H$) bei gleichbleibender verdampferseitiger Überhitzung und desto geringer wird das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} gemäß Gl. 2.9 bei gleicher Mitführrate.

Das höchste thermische Wärmeverhältnis COP_{th} von 0,35 wurde in den Experimenten nur beim geringsten Antriebsdruck p_{s2} von 25,5 bar gemessen, wie in Abb. 4.10 deutlich wird. Die bei einem Antriebsdruck p_{s2} erreichten größten thermischen Wärmeverhältnisse COP_{th} nehmen mit steigendem Antriebsdruck ab (vgl. auch Abb. E.34, Abb. E.35 und Abb. E.36).

Über die Kälteleistung \dot{Q}_0 und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} hinaus sind der hydraulische COP_h und der Temperaturhub ΔT_{Hub} der Dampfstrahlkälteanlage von Interesse, die in Abb. 4.11 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} abgetragen sind.

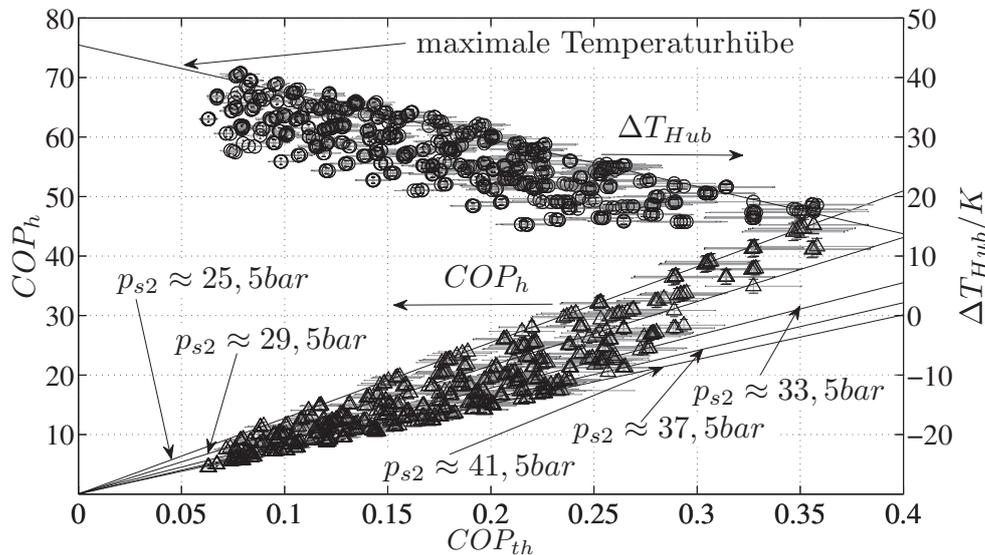


Abbildung 4.11: Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) und Temperaturhub ΔT_{Hub} (Symbol o) über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} .

In den Experimenten wurden hydraulische COP_h zwischen 5 und 45 gemessen. Der hydraulische COP_h nimmt mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} ab (s. Abb. E.37 und Abb. E.38). Zwischen dem hydraulischen COP_h und dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} bzw. der Mitführtrate μ besteht ein näherungsweise linearer Zusammenhang (vgl. auch Abb. E.42), der vom Antriebsdruck p_{s2} abhängt, was in Abb. 4.11 an den beispielhaft für die Antriebsdrücke 25,5 bar, 29,5 bar, 33,5 bar, 37,5 bar und 41,5 bar aufgetragenen Geraden deutlich wird. Je höher der antriebsseitige Massenstrom \dot{M}_{s2}^* und damit der Antriebsdruck p_{s2} ist, desto geringer ist vergleichsweise der hydraulische COP_h . Die höchsten Werte des hydraulischen COP_h werden für einen gegebenen Verdampferaustrittsdruck p_{s0} grundsätzlich beim geringsten Antriebsdruck erzielt (s. Abb. E.39).

Der Temperaturhub ΔT_{Hub} variiert in den Experimenten zwischen 15 K und 41 K, wie in in Abb. 4.11 deutlich wird. Bei gegebenem thermischen Wärme-

verhältnis COP_{th} werden in Abb. 4.11 abhängig vom Kondensatorgegendruck und der damit einhergehenden Kondensationstemperatur verschiedene Temperaturhübe erreicht. Beim kritischen Gegendruck p_{s1}^{krit} sind die Temperaturhübe unabhängig vom Antriebsdruck ungefähr gleich und am größten, was in Abb. 4.11 durch die Gerade der größten Temperaturhübe hervorgehoben ist (vgl. zur Geraden der maximalen Temperaturhübe auch Abb. E.43). Beim Absenken des Kondensatorgegendrucks unter den kritischen Gegendruck vergrößern sich bei gegebenem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} die Prozessirreversibilitäten. Der größte Temperaturhub ΔT_{Hub} bzw. die geringsten Irreversibilitäten werden mit der Dampfstrahlkälteanlage bei gegebenem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} immer im Betrieb beim kritischen Gegendruck p_{s1}^{krit} erreicht.

Zu den in Abb. 4.6 gezeigten kritischen Kondensatorgegendrücken p_{s1}^{krit} und entsprechenden kritischen Kondensationstemperaturen ϑ_K^{krit} gehören geringstmögliche Antriebsdrücke p_{s2}^{min} . Die Dampfstrahlkälteanlage sollte gekoppelt mit dem Verbrennungsmotor nach obiger Diskussion mit dem geringstmöglichen Antriebsdruck p_{s2}^{min} beim kritischen Gegendruck p_{s1}^{krit} betrieben werden, da sowohl das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} als auch der hydraulische COP_h bei geringen Antriebsdrücken die vergleichsweise höchsten Werte erreichen. Die kritische Kondensationstemperatur ϑ_K^{krit} und damit auch der geringstmögliche Antriebsdruck p_{s2}^{min} müssen zur Rückkühlung der von der Dampfstrahlkälteanlage aufgenommenen Wärmeströme mit der Umgebungstemperatur angehoben werden.

Soll die im Verdampfer erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 beim Anheben des Antriebsdrucks p_{s2}^{min} mit der Umgebungstemperatur konstant bleiben, muss eine Steigerung des Verdampfungsdrucks und damit der Verdampfungstemperatur in Kauf genommen werden (vgl. Abb. 4.10 und Abb. E.33). Sollen der Verdampfungsdruck und damit die Verdampfungstemperatur beim Anheben des Antriebsdrucks p_{s2}^{min} konstant bleiben, muss das Expansionsventil geschlossen werden, wodurch die im Verdampfer erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 sinkt. Ein Anheben des Antriebsdrucks p_{s2}^{min} und damit der Kondensationstemperatur kann also bei gleicher Kälteleistung \dot{Q}_0 nur mit einer erhöhten Verdampfungstemperatur oder alternativ bei konstanter Verdampfungstemperatur nur bei geringerer Kälteleistung erfolgen.

In Abb. 4.12 sind zur qualitativen und quantitativen Beschreibung des Be-

triebs der Dampfstrahlkälteanlage die beiden Abb. 4.9 und 4.10 von den experimentellen Messungen abstrahiert sowie der hydraulische COP_h zusammen gezeigt.

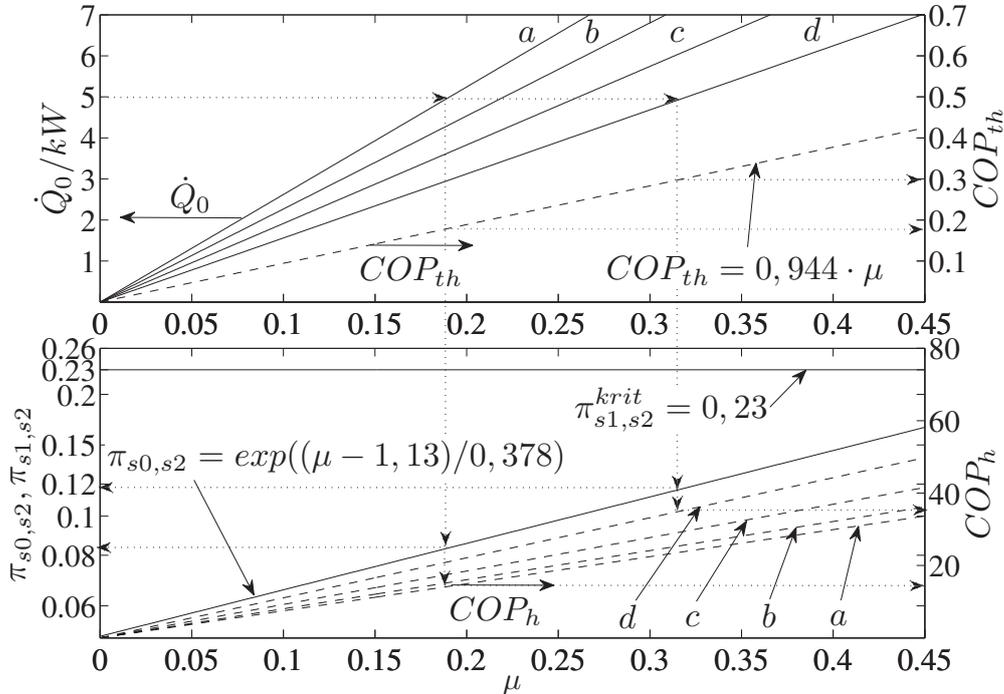


Abbildung 4.12: Kälteleistung \dot{Q}_0 , thermische Wärmeverhältnis COP_{th} , hydraulische COP_h und logarithmierte Druckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}^{krit}$ über der Mitführrate μ (a; 43 bar, b; 38 bar, c; 33 bar, d; 28 bar).

Für Abb. 4.12 wurde mittels der Geradengleichungen aus Abb. 4.10 (vgl. auch Tab. E.1) eine Funktion für die vom Antriebsdruck p_{s2} abhängige Steigung des Zusammenhangs der Kälteleistung \dot{Q}_0 und der Mitführrate μ erstellt (Steigungsgleichung: $m = 0,7065 \cdot p_{s2} - 4,169$). Die Gleichung für die Kälteleistung lautet damit:

$$\dot{Q}_0 = (0,7065 \cdot p_{s2} - 4,169) \cdot \mu \quad (4.32)$$

Die Kälteleistung ist in Abb. 4.12 die erzeugten Kälteleistungen \dot{Q}_0 beispielhaft für Antriebsdrücke p_{s2} von 43 bar (a), 38 bar (b), 33 bar (c) und 28 bar (d) über der Mitführrate μ abgetragen. Die genannten Antriebsdrücke entsprechen kritischen Kondensationstemperaturen ϑ_K^{krit} von etwa jeweils 40 °C (a), 35 °C (b), 29 °C (c) und 24 °C (d) (vgl. hierzu Abb. 4.6). Darüber hinaus sind die

Geradengleichungen für das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} , den hydraulischen COP_h (vgl. Abb. E.42 und Tab. E.2) sowie die Druckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}^{krit}$ aus Abb. 4.9 in Abhängigkeit von der Mitführrate μ aufgetragen:

$$COP_{th} = 0,944 \cdot \mu \quad (4.33)$$

$$COP_h = (0,127 \cdot p_{s2}^2 - 11,4 \cdot p_{s2} + 330) \cdot \mu \quad (4.34)$$

$$\pi_{s0,s2} = \exp(\mu - 1,13)/0,378 \quad (4.35)$$

$$\pi_{s1,s2}^{krit} = 0,23 \quad (4.36)$$

Abb. 4.12 wird zur Beschreibung des Betriebs der Dampfstrahlkälteanlage wie folgt verwendet. Soll beispielsweise eine Kälteleistung \dot{Q}_0 von 5 kW bei einer Umgebungstemperatur von 30 °C erzeugt werden, und wird von einer nötigen treibenden Temperaturdifferenz zwischen Kondensationstemperatur und Umgebung von 10K ausgegangen, muss die Dampfstrahlkälteanlage zum Erreichen eines ausreichenden Kondensatordrucks p_{s1} und einer damit einhergehenden ausreichenden Kondensationstemperatur mit einem Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar betrieben werden. Eine Kälteleistung \dot{Q}_0 von 5 kW kann bei einem Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar mit einer Mitführrate μ von etwa 0,19 und einem zugehörigen thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} von ungefähr 0,18 erzeugt werden, wie dem oberen Teil von Abb. 4.12 entnommen werden kann. Der zur Kondensationstemperatur von 40°C gehörige kritische Kondensatordruck p_{s1}^{krit} beläuft sich auf etwa 9,9 bar ($p_{s1}^{krit} = \pi_{s1,s2}^{krit} \cdot p_{s2} = 0,23 \cdot 43 \text{ bar} = 9,9 \text{ bar}$). Das Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ liegt in Abb. 4.12 bei etwa 0,083, was bedeutet, dass der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} in diesem Betriebspunkt etwa 3,6 bar ($p_{s0} = \pi_{s0,s2} \cdot p_{s2} = 0,083 \cdot 43 \text{ bar} = 3,6 \text{ bar}$) beträgt. Dieser Verdampferaustrittsdruck entspricht einer Verdampfungstemperatur von ungefähr 5,8°C, bei der die Kälteleistung von 5 kW unter genannten Randbedingungen erzeugt wird. Der entsprechende hydraulische COP_h liegt bei 14,2.

Bei einer Umgebungstemperatur von lediglich 14°C könnte die Dampfstrahlkälteanlage zur Erzeugung einer Kälteleistung \dot{Q}_0 von 5 kW unter ansonsten gleichen Annahmen bei einem Antriebsdruck p_{s2} von 28 bar mit einer Mitführrate μ von etwa 0,315 und einem zugehörigen thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} von ungefähr 0,3 betrieben werden. Der zur Kondensationstemperatur von etwa 24 °C gehörige kritische Kondensatordruck p_{s1}^{krit} und der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} belaufen sich in diesem Betriebspunkt auf 6,4 bar

bzw. 3,2bar ($\pi_{s0,s2} = 0,116$). Die zugehörige Verdampfungstemperatur beträgt in etwa 2,8 °C und der entsprechende hydraulische COP_h etwa 21.

4.4.4 Einfluss der antriebsseitigen Überhitzung

Die in Abschnitt 4.4.2 diskutierten Messungen wurden ausschließlich mit leicht überhitztem antriebsseitigen Kältemitteldampf bzw. Satttdampf durchgeführt. Durch eine Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 und damit einhergehend der antriebsseitigen Temperatur ϑ_{s2} bei konstantem Antriebsdruck p_{s2} sinkt aufgrund der Verringerung der antriebsseitigen Dichte ρ_{s2} gemäß Gl. 4.3 der kritische Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* durch die Lavaldüse des Dampfstrahlverdichters, was in Abb. E.44 gezeigt ist.

Es stellt sich die Frage, ob und wie stark die Saugwirkung des Dampfstrahlverdichters im Auslegungsbereich bei ansonsten gleichen Bedingungen durch die unterschiedlichen antriebsseitigen Überhitzungen ΔT_2 beeinflusst wird. Außerdem soll der Einfluss der Änderung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 auf die kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 quantifiziert werden.

Abb. 4.13 zeigt die Mitführrate μ über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für drei Antriebsdrücke p_{s2} von 30 bar, 32 bar und 34 bar und drei Verhältnisse von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$ von 0,067, 0,076 und 0,086.

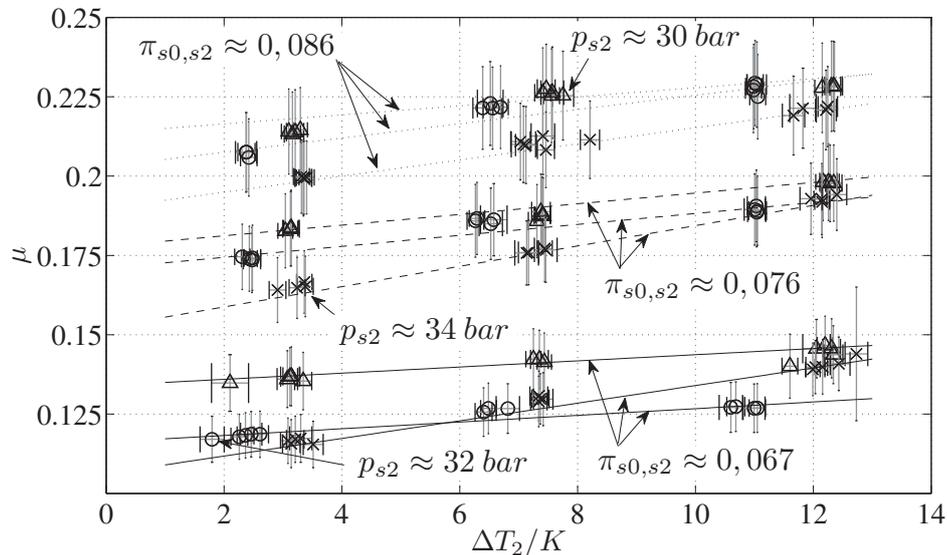


Abbildung 4.13: Mitführrate μ über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für drei Antriebsdrücke p_{s2} von 30 bar (Symbol Δ), 32 bar (Symbol \circ) und 34 bar (Symbol \times) und drei Verhältnisse von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$ von 0,067 (durchgezogene Linie), 0,076 (gestrichelte Linie) und 0,086 (gepunktete Linie).

In den Experimenten aus Abb. 4.13 wurden bei den drei Antriebsdrücken p_{s2} von 30 bar, 32 bar und 34 bar jeweils drei verschiedene antriebsseitige Überhitzungen ΔT_2 (Regelgröße T_{H2} und p_{H2}) von bis zu 13 K eingeregelt. Bei jeder dieser Kombinationen aus Antriebsdruck p_{s2} und Antriebstemperatur ϑ_{s2} wurden dann drei unterschiedliche Verdampferaustrittsdrücke p_{s0} (Regelgröße p_{V2}) eingeregelt, so dass sich drei Verhältnisse von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$ von 0,067 (durchgezogene Linie), 0,076 (gestrichelte Linie) und 0,086 (gepunktete Linie) einstellten. Aus der Variation ergeben sich in Abb. 4.13 neun Untergruppen, die durch die verschiedenen Symbole und zur Orientierung dienenden Linien gekennzeichnet sind. Die Variation der antriebsseitigen Überhitzung wird wegen des geringeren Regelungsaufwands nicht im Betrieb genau beim kritischen Kondensatordruck, sondern im Ausle-

gungsbereich des Dampfstrahlverdichters bzw. bei Gegendrücken unter dem kritischen Kondensatorgegendruck (d.h. Gegendruckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{krit} < 0,23$) untersucht, so dass die Mitführrate nicht vom Kondensatorgegendruck abhängt.

Bei einem Antriebsdruck p_{s2} von 30 bar (Symbol Δ) und einem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ von 0,076 (gestrichelte Linie) beispielsweise steigt die Mitführrate μ von ungefähr 0,185 auf 0,195 bei der Anhebung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 von etwa 2K auf 11K. Ein geringer Anstieg der Mitführrate μ bei der Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 zeichnet sich in allen Untergruppen ab, wie an den Orientierungslinien in Abb. 4.13 erkennbar ist. Der Anstieg der Mitführrate resultiert bei konstant bleibendem Saugmassenstrom aus der Verringerung des Antriebsmassenstroms \dot{M}_{s2}^* (s. Abb. E.44). Der Anstieg der Mitführrate ist jedoch nie größer als die zugehörige Messabweichung. Die verdampferseitige Temperatur T_{s0} bleibt bei der Variation für jeden der drei Antriebsdrücke p_{s2} annähernd konstant, so dass sich die saugseitige Dichte des Kältemittels ρ_0 kaum ändert. Tatsächlich bleibt der Saugmassenstrom im Rahmen der jeweiligen Messabweichung konstant (vgl. Abb. E.45).

Experimentell konnte demnach nicht eindeutig gezeigt werden, dass der Dampfstrahlverdichter bei höheren antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 und damit einhergehendem sinkenden Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* mehr oder weniger Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* aus dem Verdampfer fördert, weil die Nachexpansion des Freistrahls und die Wechselwirkungen mit dem Saugstrom beeinflusst werden. Die in Abb. 4.13 durch die Orientierungslinien erkennbare Tendenz eines geringen Anstiegs der Mitführrate μ resultiert in den Experimenten vornehmlich aus der Verringerung des kritischen Antriebsmassenstroms \dot{M}_{s2}^* bei nahezu konstantem Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* (s. Abb. E.45). Es bleibt festzuhalten, dass eine Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 um bis zu 13K keine Änderung der Mitführrate über die Messabweichung hinaus, vor allem aber keine Verschlechterung der Mitführrate μ bewirkt.

Zur Untersuchung des Einflusses der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 auf die kondensatorseitigen Bedingungen ist in Abb. 4.14 die kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 abgetragen.

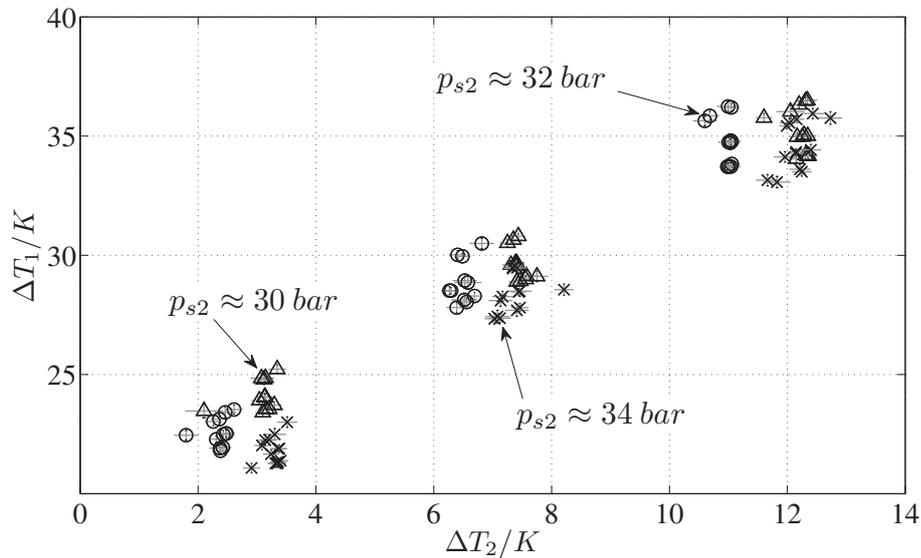


Abbildung 4.14: Kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).

Die kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 liegt in den Experimenten aus Abb. 4.14 im Bereich zwischen ungefähr 21 K und 37 K. Bei der Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 nimmt die kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 unabhängig vom Antriebsdruck p_{s2} zu, wie in Abb. 4.14 erkennbar ist. Durch die Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 und damit der Antriebstemperatur ϑ_{s2} steigt bei verdampferseitig konstanten Bedingungen die Temperatur der Mischung von Antriebs- und Saugstrom, was letztlich die erhöhte Kondensatoreintrittstemperatur ϑ_{s1} und damit die erhöhte kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 zur Folge hat.

Die kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 steigt in Abb. 4.14 annähernd im gleichen Maße wie die antriebsseitige Überhitzung ΔT_2 , was darin begründet ist, dass die Mitführraten μ in den Experimenten vergleichsweise gering sind und deshalb die Saugstromtemperatur im Vergleich zur Antriebsstromtemperatur

nur einen geringen Einfluss auf die Misch- und damit die Kondensatoreintrittstemperatur besitzt. Eine steigende antriebsseitige Überhitzung ΔT_2 bedeutet bei ansonsten gleichen Bedingungen also eine annähernd in gleichem Maße steigende abzubauenende Überhitzung ΔT_1 am Kondensator.

Die verdampferseitige spezifische Enthalpiedifferenz Δh_V bleibt bei der Variation aus Abb. 4.13 annähernd konstant, während die antriebsseitige spezifische Enthalpiedifferenz Δh_H mit der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 zunimmt. Der kritische Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* sinkt aufgrund der Dichteabnahme ρ_{s2} und der Saugmassenstrom ändert sich nicht (vgl. Abb. E.44 und E.45). Der Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 bleibt in den Experimenten entweder konstant oder steigt, weil die Verringerung des kritischen Antriebsmassenstroms \dot{M}_{s2}^* durch den Anstieg der antriebsseitigen Enthalpiedifferenz Δh_2 kompensiert oder überkompensiert wird. Die Kälteleistung \dot{Q}_0 bleibt annähernd konstant, so dass sich das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} kaum ändert (s. Abb. E.46). Die Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 auf bis zu 13 K wirkt sich in den Experimenten auf das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} also nicht oder kaum aus, verschlechtert es aber vor allem nicht.

Bei der in Abschnitt 4.4.2 beschriebenen Gerade minimaler Druckverhältnisse $\pi_{s0,s2}$ aus Abb. 4.9 handelt es sich aufgrund der Abhängigkeit der erzielbaren Mitführrate μ von der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 also tatsächlich um einen Bereich minimaler Druckverhältnisse, dessen Breite durch die realisierte antriebsseitige Überhitzung ΔT_2 bestimmt wird. Für die im vorliegenden untersuchten Überhitzungen bis zu 13K übersteigt der Einfluss der antriebsseitigen Überhitzung jedoch nicht die jeweiligen Messabweichungen und ist damit vernachlässigbar. Die kritische Kondensatordruckkurve wird durch eine ansteigende antriebsseitige Überhitzung und die damit ansteigende kondensatorseitige Überhitzung ΔT_1 aus Abb. 4.14 nicht beeinflusst.

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} verschlechtert sich also bei einem Absenken des Antriebsdrucks p_{s2} der Dampfstrahlkälteanlage in Koppelung mit dem Verbrennungsmotor und einer damit gegebenenfalls einhergehenden Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 bei konstantem Abgasenergieangebot nicht.

4.4.5 Modellkonsistenzprüfung und Vergleich von Messung und Rechnung der Dampfstrahlverdichtung

Zur Prüfung der Modellkonsistenz werden nun die Ergebnisse der Simulation diskutiert, die aus dem Realgasverhalten resultierenden Effekte herausgearbeitet und zuletzt die Mess- den Rechnungsergebnissen gegenübergestellt.

Modellkonsistenz: Drücke und Geschwindigkeiten

In Abb. 4.15 sind der berechnete Druckverlauf p und der Geschwindigkeitsverlauf w der Antriebs- und Saugströmung beispielhaft für zwei Betriebspunkte mit Antriebsdrücken p_{s2} von ungefähr 41 bar ($\vartheta_{s2} \approx 106^\circ\text{C}$), einem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von ungefähr 4 bar ($\vartheta_{s0} \approx 27,9^\circ\text{C}$) und 2,6 bar ($\vartheta_{s0} \approx 31,8^\circ\text{C}$) sowie kritischen Kondensatordrücken p_{s1}^{krit} von ungefähr 9,5 bar ($\vartheta_{s1} \approx 46,7^\circ\text{C}$ / $\vartheta_{s1} \approx 49,5^\circ\text{C}$) über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L) abgetragen.

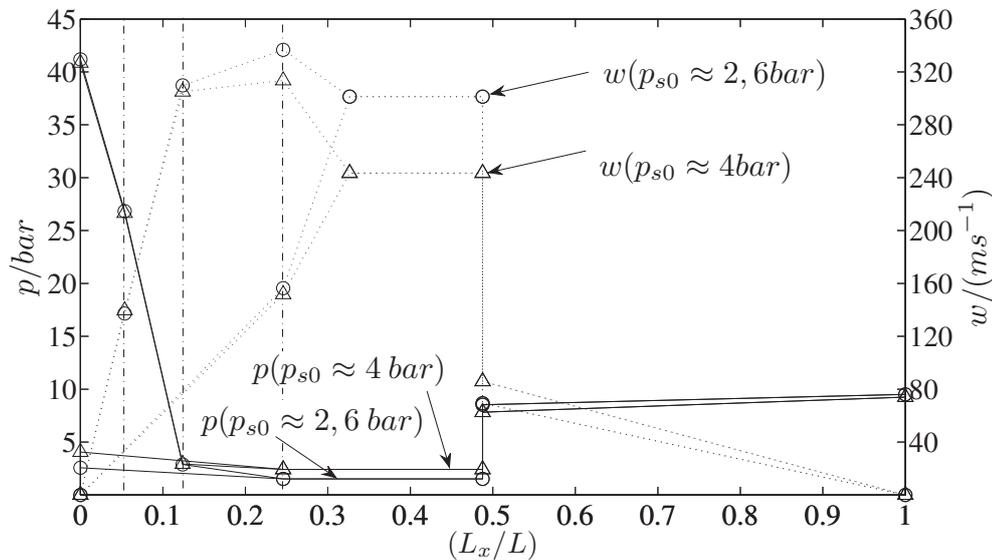


Abbildung 4.15: Druckverlauf p und Geschwindigkeitsverlauf w mit Antriebsdrücken p_{s2} von 41 bar ($\vartheta_{s2} \approx 106^\circ\text{C}$) bei einem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 4 bar (Symbol Δ , $\vartheta_{s0} \approx 27,9^\circ\text{C}$) und 2,6 bar (Symbol \circ , $\vartheta_{s0} \approx 31,8^\circ\text{C}$) und kritischen Kondensatordrücken p_{s1}^{krit} von 9,5 bar ($\vartheta_{s1} \approx 46,7^\circ\text{C}$ / $\vartheta_{s1} \approx 49,5^\circ\text{C}$) über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L).

Die beiden Verdampferaustrittsdrücke entsprechen dem größten und dem geringsten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} , der beim Antriebsdruck p_{s2} von 41bar experimentell gemessen wurde. Die Mitführraten μ bei diesen beiden Betriebspunkten sind 0,231 ($p_{s0} \approx 4\text{bar}$, d.h. $\pi_{s0,s2} \approx 0,0976$) und 0,078 ($p_{s0} \approx 2,6\text{bar}$, d.h. $\pi_{s0,s2} \approx 0,0634$), wie in Abb. 4.9 bzw. 4.12 abgelesen werden kann.

Die beiden Antriebsströme \dot{M}_{s2}^* werden vom Antriebsdruck p_{s2} von ungefähr 41 bar laut der Simulationsrechnung bis zum engsten Lavaldüsenquerschnitt ($(L_x/L) \approx 0,05$) zunächst auf den kritischen Druck p_{s2}^* von 26,5 bar und weiter bis zum Lavaldüsenaustritt ($(L_x/L) \approx 0,12$) bis auf ungefähr 2,9 bar entspannt. Die Saugmassenströme \dot{M}_{s0}^* expandieren vom jeweiligen Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 4 bar bzw. 2,6 bar bis zum Querschnitt x ($(L_x/L) \approx 0,25$) bis auf den jeweiligen kritischen Druck p_0^* von 2,4 bar bzw. 1,5 bar. Die Position des Querschnitts x liegt im Beispiel in Abb. 4.4 bei einem Viertel der Mischkammer ($(L_x/L) \approx 0,24$) und die Position des senkrechten Verdichtungsstoßes am Ende der Mischkammer ($(L_x/L) \approx 0,47$), wobei der genaue Ort nicht bekannt und für die vorliegende Betrachtung unwichtig ist. Der kritische Druck p_0^* entspricht gemäß den Modellannahmen dem Mischdruck p_M , bis auf den der jeweilige Antriebsstrom nachexpandiert. Im senkrechten Verdichtungsstoß wird im obigen Beispiel ein Drucksprung von 2,4 bar auf 7,8 bar bzw. von 1,5 bar auf 8,5 bar berechnet bevor im Diffusor der kondensatorseitige Druck p_{s1} von 9,3 bar bzw. 9,5 bar aufgebaut wird.

Die Antriebsströme werden laut der Simulationsrechnung bei der reversiblen Entspannung zunächst bis auf die Schallgeschwindigkeit a_2 von 140 m/s bzw. 137 m/s, dann bis zum Lavaldüsenaustritt bis auf 305 m/s bzw. 310 m/s und bei der reversiblen Nachexpansion schließlich bis auf 314 m/s bzw. 337 m/s beschleunigt. Die Schallgeschwindigkeiten der Saugströme a_0 berechnen sich zu 152 m/s bzw. 156 m/s. Die Mischung von Antriebs- und Saugstrom mit berechneten Geschwindigkeiten von ungefähr 243 m/s bzw. 301 m/s wird durch den senkrechten Verdichtungsstoß bis auf jeweils 86 m/s bzw. 69 m/s abgebremst bevor sie im Diffusor entsprechend der Modellannahmen bis auf null sinkt.

Ein höherer Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit ein höherer Mischdruck p_M resultiert in einer geringeren Geschwindigkeit des Antriebsstroms w_{x2}^{rev} , weil der Antriebsstrom weniger weit entspannt wird, wie in dem Beispiel aus Abb. 4.15 gezeigt ist. Ein höherer Verdampferaustrittsdruck p_{s0} bedeutet

außerdem eine höhere Mitführrate μ . Aus diesen zwei Gründen ist die Geschwindigkeit der Mischung w_M in Abb. 4.15 entsprechend geringer. Je geringer die Geschwindigkeit der Mischung w_M ist, desto kleiner ist der Drucksprung über den senkrechten Verdichtungsstoß und desto größer ist die Geschwindigkeit nach dem Verdichtungsstoß w_{Mn} und die im Diffusor aufgebaute Druckdifferenz.

Der Verlauf von Druck- und Geschwindigkeit des Beispiels, auf den sich die Ermittlung des Antriebsmassenstroms \dot{M}_{s2}^* und der Mitführrate μ stützen, wird mit dem Modell schlüssig berechnet (s. auch zugehörige Temperaturverläufe aus Abb. E.47). Wesentliche Unterschiede in den Geschwindigkeiten ergeben sich im Beispiel aus Abb. 4.15 bei konstantem antriebsseitigen Ruhezustand und den verschiedenen verdampferseitigen Ruhezuständen lediglich bei der lokalen Geschwindigkeit der reversiblen Entspannung w_{x2} sowie der Geschwindigkeit der Mischung w_M .

Abb. 4.16 zeigt den zum antriebsseitigen Ruhezustand gehörigen, in der Simulation berechneten kritischen Druck p_2^* nach Gl. 4.2, den berechneten Druck am Austritt der Lavaldüse p_{a2} nach Gl. 4.7 sowie den zum verdampferseitigen Ruhezustand gehörigen, kritischen Druck p_0^* nach Gl. 4.9 über dem experimentell ermittelten Antriebsdruck p_{s2} aller Simulationsrechnungen.

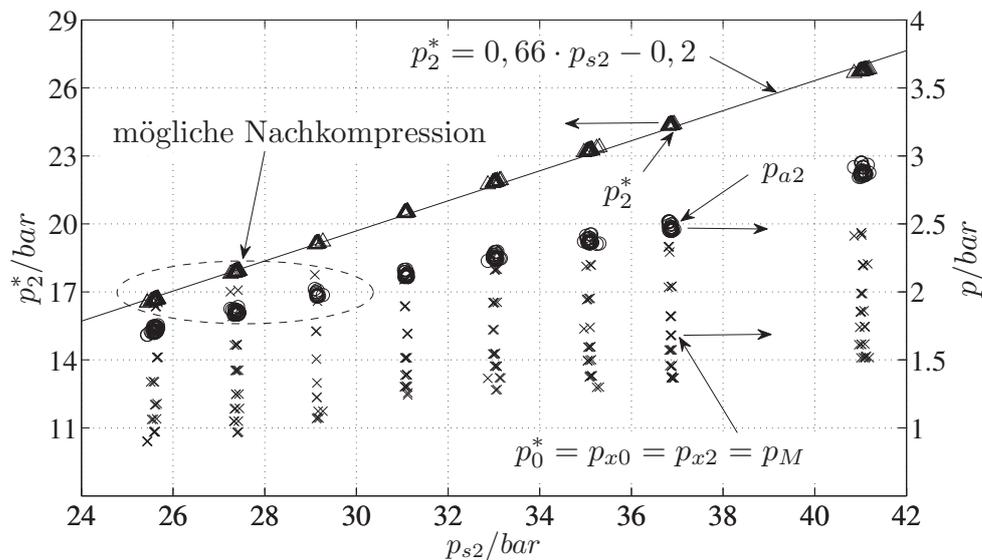


Abbildung 4.16: Kritischer Druck p_2^* (Symbol Δ), Austrittsdruck p_{a2} (Symbol \circ) und kritischer Druck p_0^* (Symbol \times) aller Simulationsrechnungen über dem experimentell ermittelten Antriebsdruck p_{s2} .

Für die in den Experimenten erreichten Antriebsdrücke p_{s2} von 25,5 bar bis 41,5 bar wird im Modell ein kritischer Druck p_2^* von ungefähr 17 bar bis 26,5 bar berechnet. Der kritische Druck p_2^* steigt bei allen Simulationsrechnungen in guter Näherung immer linear mit dem antriebsseitigen Ruhezustand p_{s2} an, weil das kritische Druckverhältnis π_2^* des Realgases für den gesamten experimentell untersuchten Antriebsdruckbereich bei ungefähr 0,66 in guter Näherung konstant bleibt. Der Isentropenexponent $\tilde{\kappa}_{s2}$ aus Gl. 4.2 ändert sich für die untersuchten antriebsseitigen Ruhezustände nicht wesentlich.

Der im Modell berechnete Druck am Düsenaustritt p_{a2} steigt mit zunehmendem Antriebsdruck von ungefähr 1,7 bar bis 3 bar. Das Druckverhältnis $\pi_{a2,s2}$ beträgt also beim geringsten Antriebsdruck p_{s2} von 25,5 bar ungefähr 0,066 und beim höchsten Antriebsdruck von 41,5 bar ungefähr 0,072, was einer Ände-

rung um fast 10% entspricht. Im Vergleich zum Idealgas, bei dem aufgrund des konstanten Isentropenexponenten κ_{id} die lokale Mach-Zahl am Düsenaustritt Ma_{a2} für ein gegebenes Flächenverhältnis (A_{min}/A_{a2}) immer konstant ist, sinkt die Mach-Zahl am Düsenaustritt Ma_{a2} im vorliegenden Realgasmodell nach Gl. 4.5 mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} (vgl. Abb. E.51). Die berechnete Mach-Zahl Ma_{a2} und das Druckverhältnis am Düsenaustritt $\pi_{a2,s2}$ und damit einhergehend auch die lokale Strömungsgeschwindigkeit w_{a2} ändern sich also für das vorliegende Flächenverhältnis der Lavaldüse (A_{min}/A_{a2}) von 0,2567 im untersuchten Antriebsdruckbereich entsprechend der sich für die unterschiedlichen Ruhezustände des Realgases ändernden Isentropenexponenten, Kompressibilitätszahlen und deren Ableitungen, was bei der Modellierung und der Auslegung des divergenten Lavaldüsentails berücksichtigt werden sollte.

Bei der weiteren Entspannung des Antriebsstroms existieren diese Unterschiede, was im vorliegenden Modell bei der Berechnung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit der reversiblen Entspannung w_{x2}^{rev} nach Gl. 4.20 und damit der Mitführtrate μ nach Gl. 4.18 berücksichtigt wird.

Der berechnete kritische Druck p_0^* bzw. p_{x0} aus Gl. 4.9, der entsprechend der Modellannahmen der Druckgleichheit zwischen Antriebs- und Saugstrom im Querschnitt x und der isobaren Mischung dem Druck p_{x2} und p_M entspricht, variiert laut der Simulationsrechnung bei jedem Antriebsdruck p_{s2} entsprechend der jeweiligen Variation des Verdampferaustrittsdrucks p_{s0} um ungefähr 1 bar im Bereich von 0,9 bar bis 2,4 bar, wie in Abb. 4.16 zu sehen ist (s. auch zu den Rechnungen gehörige Temperaturen in Abb. E.48).

Die berechneten kritischen Drücke p_0^* sind entsprechend den Rechnungen bei Antriebsdrücken über 30 bar durchgängig geringer als die Drücke des Antriebsstroms am Düsenausgang p_{a2} , wie in Abb. 4.16 erkennbar ist, weshalb der Überschallfreistrahle nachexpandiert, wie in Abb. 4.4 dargestellt. Bei Antriebsdrücken unter 30 bar hingegen werden in der Simulation bei den höchsten gemessenen Verdampferaustrittsdrücken p_{s0} zugehörige kritische Drücke p_0^* berechnet, die etwas größer als die Drücke des Antriebsstroms am Düsenausgang p_{a2} sind. Bei den vergleichsweise geringen Antriebs- und vergleichsweise hohen Verdampferaustrittsdrücken wird im Modell also eine Nachkompression im Überschallfreistrahle anstatt der in Abschnitt 4.3.1 diskutierten Nachexpansion berechnet. Andererseits könnte auch der verlustfrei berechnete, lokale Druck

am Düsenausgang p_{a2} bei verlustbehafteter, realer Strömung höher sein als berechnet, weshalb eine tatsächliche Nachkompression bei diesen Experimenten nicht sicher ist. Die lokale Geschwindigkeit der reversiblen Entspannung w_{x2}^{rev} wird unabhängig von einer Nachexpansion oder Nachkompression des Überschallfreistrahls im Modell nach Gl. 4.20 korrekt berechnet.

In Abb. 4.17 sind der berechnete kritische Druck p_0^* nach Gl. 4.9 und die berechneten Druckdifferenzen zwischen dem Druck nach und vor dem Verdichtungsstoß $\Delta p_{Mn,M} = (p_{Mn} - p_M)$ und zwischen dem Druck nach dem Verdichtungsstoß und am Diffusoraustritt $\Delta p_{s1,Mn} = (p_{s1} - p_{Mn})$ über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} dargestellt.

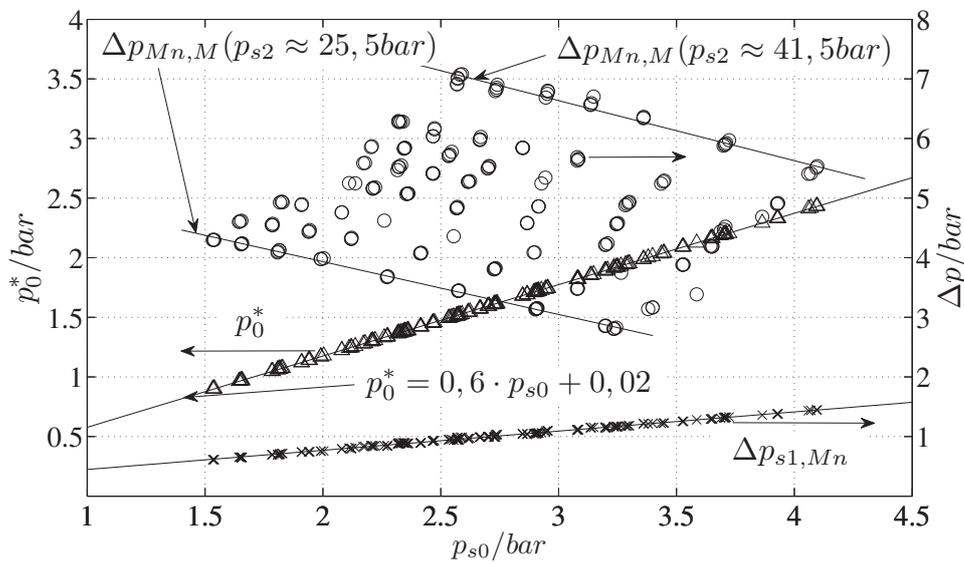


Abbildung 4.17: Kritische Druck p_0^* (Symbol Δ) und Druckdifferenzen $\Delta p_{Mn,M}$ (Symbol o) und $\Delta p_{s1,Mn}$ (Symbol x) aller Simulationsrechnungen über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} .

Das im Simulationsmodell berechnete kritische Druckverhältnis des Saugstroms π_0^* bleibt über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 1,5 bar bis 4,1 bar bei einem Wert von ungefähr 0,6 konstant, weswegen die Ausgleichskurve in Abb. 4.17 eine Gerade ist. Der Isentropenexponent $\tilde{\kappa}_{s0}$ aus Gl. 4.9 ändert sich demnach für die untersuchten verdampferseitigen Ruhezustände ebenso wie bei den antriebsseitigen Ruhezuständen nicht. Allerdings ist es aufgrund der unterschiedlichen Isentropenexponenten etwa 10%

kleiner als das kritische Druckverhältnis des Antriebsstroms π_2^* von 0,66 aus Abb. 4.16.

Die berechnete Druckdifferenz $\Delta p_{Mn,M}$ zwischen dem Druck nach dem Stoß p_{Mn} und dem Druck vor dem Stoß bzw. dem Mischdruck p_M bewegt sich laut den Simulationsrechnungen zwischen 3 bar und 7 bar. Je größer der Antriebs- und damit der realisierbare kritische Kondensatorgegendruck ist, desto größer ist die Druckdifferenz über den senkrechten Verdichtungsstoß $\Delta p_{Mn,M}$ für einen gegebenen Verdampferaustrittsdruck p_{s0} , weil die Geschwindigkeit der Mischung w_M bei höherem Antriebsdruck und damit vergleichsweise geringerer Mitführtrate μ größer ist. Die Druckdifferenz $\Delta p_{Mn,M}$ verringert sich in Abb. 4.17 für einen gegebenen Antriebsdruck p_{s2} bei steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit steigendem Mischdruck p_M , weil die Strömungsgeschwindigkeit der Mischung w_M mit steigendem Mischdruck und damit zunehmender Mitführtrate μ sinkt, wie im Beispiel aus Abb. 4.15 gezeigt wurde. Das Druckverhältnis über den senkrechten Verdichtungsstoß (p_{Mn}/p_M) sinkt entsprechend der Stoßgleichung 4.26 mit der Mach-Zahl der Mischung Ma_M bei konstantem Antriebsdruck (vgl. Druckverhältnisse aus Abb. E.49 und Mach-Zahlen aus E.51).

Die im Unterschalldiffusor aufgebaute Druckdifferenz $\Delta p_{s1,Mn}$ liegt laut der Simulationsrechnung zwischen 0,6 bar und 1,5 bar und nimmt in Abb. 4.17 mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} zu, weil die Geschwindigkeit der Mischung nach dem Verdichtungsstoß w_{Mn} bei höheren Mischdrücken und damit höheren Mitführraten vergleichsweise größer ist, wie im Beispiel aus Abb. 4.15 gezeigt wurde. Das Druckverhältnis über den Diffusor (p_{s1}/p_{Mn}) ändert sich in den Simulationen zwischen ungefähr 1,1 und 1,25 um 11% nicht stark (vgl. Abb. E.49). Die Änderungen des Drucks im Diffusor bzw. die Änderungen des Druckverhältnisses sind im Vergleich zu denen des senkrechten Verdichtungsstoßes gering, weshalb auch die Irreversibilitäten im Diffusor vergleichsweise gering sind.

Zur Überprüfung der bei der Druckberechnung vorausgesetzten Geschwindigkeiten sind in Abb. 4.18 die im Simulationsmodell berechneten lokalen Geschwindigkeiten des Antriebsstroms w_{x2}^{rev} nach Gl. 4.20 und des Saugstroms w_{x0}^{rev} nach Gl. 4.22 im Querschnitt x sowie die Mischungsgeschwindigkeit vor und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß w_M nach Gl. 4.30 und w_{Mn} nach

Gl. 4.29 aller Simulationsrechnungen über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} abgetragen.

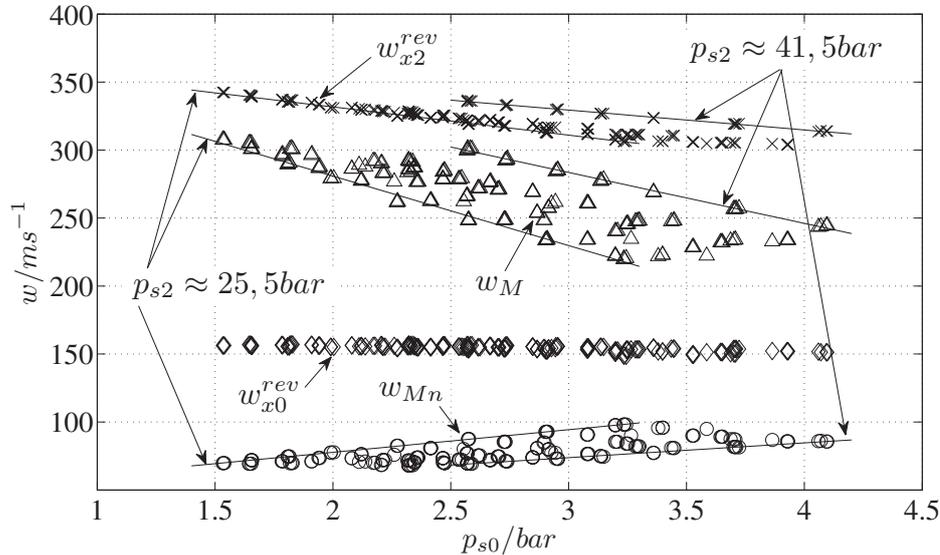


Abbildung 4.18: Geschwindigkeiten w_M (Symbol Δ), w_{Mn} (Symbol \circ), w_{x2}^{rev} (Symbol \times) und w_{x0}^{rev} (Symbol \diamond) aller Simulationsrechnungen über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} .

Die berechnete Geschwindigkeit des Antriebsstroms w_{x2}^{rev} ändert sich laut den Simulationsrechnungen von ungefähr 350 m/s bis 300 m/s und nimmt mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit steigendem Mischdruck bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} annähernd linear ab, weil der Antriebsstrom mit steigendem Mischdruck weniger stark entspannt und entsprechend weniger stark beschleunigt wird. Je höher der Antriebsdruck p_{s2} ist, desto größer ist die lokale Antriebsgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} bei gegebenem Verdampferaustritts- bzw. Mischdruck, was in Abb. 4.18 jedoch nur für die überkritischen Antriebsdrücke klar zu erkennen ist. Die Unterschiede in den Geschwindigkeiten w_{x2}^{rev} bei konstantem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit Mischdruck p_M resultieren aus den bereits bei den Drücken diskutierten Änderungen der Isentropenexponenten, der Kompressibilitätszahlen und deren Ableitungen des Realgases für die unterschiedlichen Ruhezustände.

Beim Saugstrom treten diese Unterschiede ebenfalls auf, sind aber vernachlässigbar gering und daher in Abb. 4.18 nicht ersichtlich. Die berechnete Saug-

stromgeschwindigkeit w_{x0}^{rev} , die der Schallgeschwindigkeit a_0 entspricht, ändert sich laut den Simulationsrechnungen von ungefähr 157 m/s auf 149 m/s nicht stark. Sie nimmt mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit steigendem Mischdruck bei gegebenem Antriebsdruck ab.

Als Maß zur Quantifizierung der bei der Prandtl-Meyer-Expansion und dem periodischen Wechsel von Expansion und Kompression des Überschallfreistrahls auftretenden Verluste kann also die lokale Geschwindigkeit der reversiblen Entspannung w_{x2}^{rev} verwendet werden.

Die Mischungsgeschwindigkeit vor dem Stoß w_M variiert zwischen ungefähr 220 m/s und 300 m/s und nimmt bei gegebenem Antriebsdruck in guter Näherung linear mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} bzw. Mischdruck p_M und damit steigender Mitführtrate μ ab, wie in der Diskussion der statischen Drücke vorausgesetzt. Je mehr Kältemittel durch den Antriebsmassenstrom aus dem Verdampfer gesaugt wird, desto stärker verzögert sich der Mischmassenstrom. Die Verzögerung hängt vom Antriebsdruck p_{s2} ab. Bei konstantem Mischdruck p_M gehört die höchste Mischungsgeschwindigkeit w_M zum höchsten Antriebsdruck. Die Mischungsgeschwindigkeit vor dem Stoß w_M ist also geeignet, um bei der Anpassung der experimentell ermittelten Ergebnisse an die Modellrechnungen die Impulsverluste des Antriebsstroms im Vergleich zum reversiblen Fall aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Saugstrom, d.h. Reibungs- und Stoßverluste, abzubilden.

Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Antriebs- und Mischstrom nimmt bei höheren Mitführraten zu, wie in Abb. 4.18 erkennbar ist. Die Geschwindigkeit nach dem senkrechten Verdichtungsstoß w_{Mn} ändert sich von 60 m/s bis 100 m/s und nimmt mit steigendem Mischdruck zu. Das Verhältnis der Mischungsgeschwindigkeit vor w_M und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß w_{Mn} spiegelt die Stärke des Stoßes wieder, d.h. die Entropiezunahme über den Stoß. Je schneller die Mischung vor dem Stoß strömt, desto stärker wird sie im Verdichtungsstoß verzögert, was sich in einem vergleichsweise stärkeren Drucksprung widerspiegelt. Ebenso wie die Mischungsgeschwindigkeit vor dem Stoß w_M hängt auch die Mischungsgeschwindigkeit nach dem Stoß vom Antriebsdruck ab.

Messungs- und Rechnungsvergleich

In Abb. 4.19 sind der in der Simulation über die kritische Durchströmung im engsten Querschnitt berechnete Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s2,sim,\bar{r}}^*$ nach der Näherungsgleichung 4.3 (mit $K_E = 1$) sowie der nach der Idealgasgleichung berechnete kritische Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s2,sim,id}^*$ über dem experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* (Messgrößen \dot{V}_H , T_{H1} und p_{H1}) abgetragen.

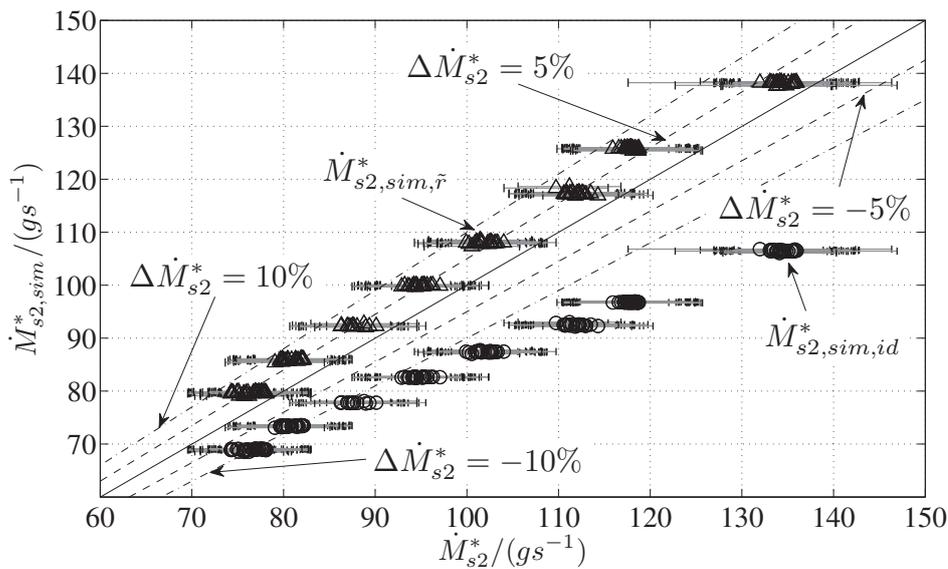


Abbildung 4.19: Berechnete Antriebsmassenströme $\dot{M}_{s2,sim,\bar{r}}^*$ (Symbol Δ) nach der Näherungsgleichung 4.3 und $\dot{M}_{s2,sim,id}^*$ (Symbol \circ) nach der Idealgasgleichung über dem experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* .

Der kritische Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s2,sim,\bar{r}}^*$ wird durchgängig höher mit einer relativen Abweichung von bis zu 5 % im Vergleich zum experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* von 75g/s bis 135g/s berechnet, was sich in der Größenordnung der jeweiligen Messabweichungen bewegt. Bei der Berechnung des Antriebsmassenstroms $\dot{M}_{s2,sim,id}^*$ mit der Idealgasgleichung wird der experimentell ermittelte Antriebsmassenstrom hingegen durchgängig über die Messabweichungen hinaus um mehr als 10 % unterschätzt. Die Abweichungen vergrößern sich mit steigendem Antriebsmassenstrom bzw. Antriebsdruck nennenswert auf bis zu 20 % bei einem Antriebsdruck p_{s2} von 41,5 bar. Die Verwendung der Idealgasgleichung ist also nicht sinnvoll.

Der Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s2,sim}^*$ wird also bei gegebenem Ruhezustand T_{s2} und p_{s2} mit der Näherungsgleichung des Realgases 4.3 größer als mit der Idealgasgleichung berechnet, was in dem Realgasfaktor Z bzw. $Z_N \cdot K$ begründet ist, der für die Ruhezustände der Experimente immer kleiner als Eins ist, wie in Abb. 2.11 erkennbar ist. Diese Erhöhung des kritischen Antriebsmassenstroms $\dot{M}_{s2,sim}^*$ nimmt mit steigendem Antriebsruhedruck p_{s2} und damit sinkendem Realgasfaktor zu. Durch die Erhöhung wird der experimentell ermittelte kritische Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* besser abgebildet. Sie muss in der Simulationsrechnung wie auch in der Auslegung des engsten Lavaldüsenquerschnitts berücksichtigt werden.

Die Abweichungen des kritischen Antriebsmassenstroms $\dot{M}_{s2,sim,\tilde{r}}^*$ nach der Näherungsgleichung 4.3 weisen auf eine Einschnürung der Strömung in der Lavaldüse hin. Beide Antriebsmassenströme aus Abb. 4.19 wurden zunächst mit der geometrisch engsten Querschnittsfläche der Lavaldüse A_{min2} berechnet. Der Antriebsmassenstrom der Simulation $\dot{M}_{s2,sim,\tilde{r}}^*$ kann mit einer Einschnürungszahl K_E nach Gl. 4.4 von 0,95% an den experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* angepasst werden. Die Abweichungen sind dann vernachlässigbar wie an der gestrichelten Linie $\Delta \dot{M}_{s2}^* = 5\%$ in Abb. 4.19 erkennbar ist. Der mit der Idealgasgleichung berechnete kritische Antriebsmassenstrom $\dot{M}_{s2,sim,id}^*$ unterschätzt unter Berücksichtigung der Einschnürungszahl den experimentell ermittelten kritischen Antriebsmassenstrom noch stärker.

Zur Anpassung der in den Simulationen berechneten Mitführrate μ an die experimentell ermittelte Mitführrate wird eine Korrektur der Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} mit dem Verlustkoeffizienten ϕ vorgenommen (vgl. Abb. 4.21), wie in Abschnitt 4.3.2 diskutiert wurde. In Abb. 4.20 ist der Verlustkoeffizient ϕ aus Gl. 4.17 sowie die den Verlustkoeffizienten im Simulationsmodell beschreibende Ausgleichsgerade über dem Verhältnis aus lokaler Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} und lokaler Mischungsgeschwindigkeit w_M für alle Experimente beim kritischen Gegendruck abgetragen.

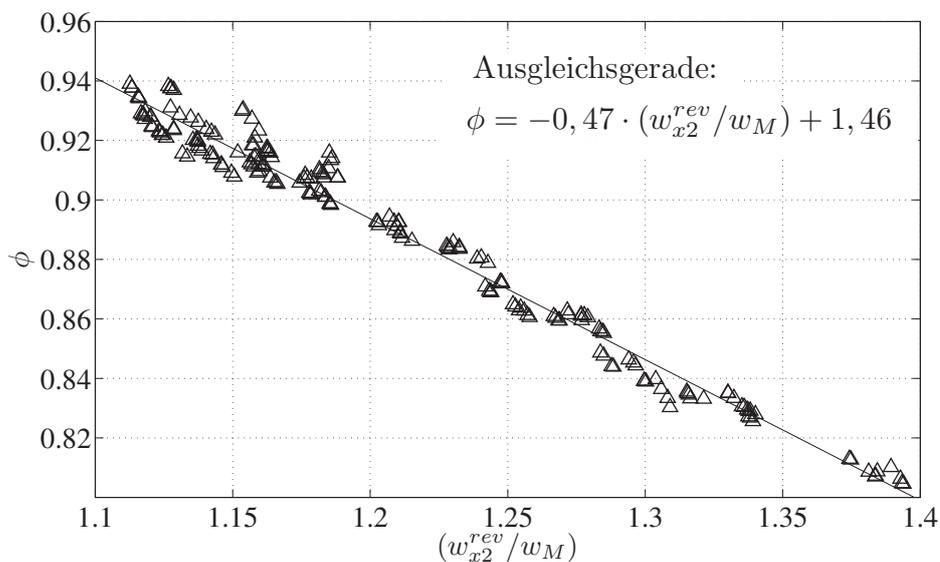


Abbildung 4.20: Verlustkoeffizient ϕ und Ausgleichsgerade über dem Verhältnis aus lokaler Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} und lokaler Mischungsgeschwindigkeit w_M beim kritischen Gegendruck.

Der Verlustkoeffizient ϕ ergibt sich durch die Anpassung der berechneten, bis auf den senkrechten Verdichtungsstoß verlustfreien Mitführraten $\mu_{sim,unkor}$ aus Gl. 4.18 unter der Verwendung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} aus Gl. 4.22 an die experimentell ermittelten Mitführraten μ (s. Abb. 4.21). Der Verlustkoeffizient ϕ soll den Impulsverlust des Antriebsstroms aufgrund von Reibungs- und Stoßverlusten im Antriebsstrom abbilden, weswegen er als eine Funktion der lokalen Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} definiert wird. Die Verluste des Antriebsstroms aufgrund der Wechselwirkungen mit dem Saugstrom, d.h. Reibung und Stoßverluste zwischen beiden Strömungen, ver-

ringern ebenfalls die Mitführrate μ . Dieser Effekt wird durch die Geschwindigkeit der Mischung w_M in der Anpassungsgleichung für ϕ ausgedrückt.

Der Verlustkoeffizient in Abb. 4.20 ist durchgängig kleiner als Eins, was bedeutet, dass die experimentelle Mitführrate μ im unkorrigierten Simulationsmodell erwartungsgemäß durchgängig überschätzt wird. Der Verlustkoeffizient verringert sich mit dem von 1,1 bis 1,4 ansteigenden Geschwindigkeitsverhältnis (w_{x2}/w_M) in guter Näherung linear von ungefähr 0,94 auf 0,81, was sich physikalisch wie folgt interpretieren lässt. Bei einer zunehmenden Nachexpansion bzw. einem Anstieg der Antriebsstromgeschwindigkeit nehmen die Verluste der Nachexpansion des Freistrahls zu. Bei zunehmender Mitführrate μ bzw. steigendem Saugmassenstrom und damit sinkender Mischungsgeschwindigkeit w_M nehmen die Verluste aufgrund der Wechselwirkungen zwischen dem Antriebs- und Saugstrom zu.

Die lokale Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} ist im Modell gleich der lokalen Mischungsgeschwindigkeit w_M , wenn der Antriebsstrom keinen Massenstrom aus dem Verdampfer saugt. Für diesen Fall ist der Verlustkoeffizient ϕ entsprechend der Geraden 0,99, weil Reibungsverluste und Stoßverluste im Überschallfreistrahle auch dann auftreten.

Der Verlustkoeffizient ϕ lässt sich mittels der in Abb. 4.20 abgetragenen Ausgleichsgeraden mit lediglich zwei Parametern, d.h. einem Achsenabschnitt und einem Steigungsparameter, gut abbilden und in die Simulationsrechnung integrieren. Die Verlustkoeffizienten ϕ streuen geringfügig um maximal 0,01 um die Ausgleichsgerade. Die lokale Antriebsstromgeschwindigkeit w_{x2}^{rev} aus Abb. 4.18 wird durch die Ausgleichsgerade mit steigendem Verhältnis (w_{x2}^{rev}/w_M) um etwa 6 % bis 20 % korrigiert.

Abb. 4.21 zeigt die mit dem Verlustkoeffizienten ϕ korrigierte Mitführrate der Simulationsrechnung μ_{sim} , das Verhältnis aus unkorrigierter und korrigierter Mitführrate ($\mu_{sim,unkor}/\mu_{sim}$) und die jeweiligen relativen Abweichungen $\Delta\mu = (\mu_{sim} - \mu)/\mu$ über der experimentellen Mitführrate μ beim kritischen Gegendruck.

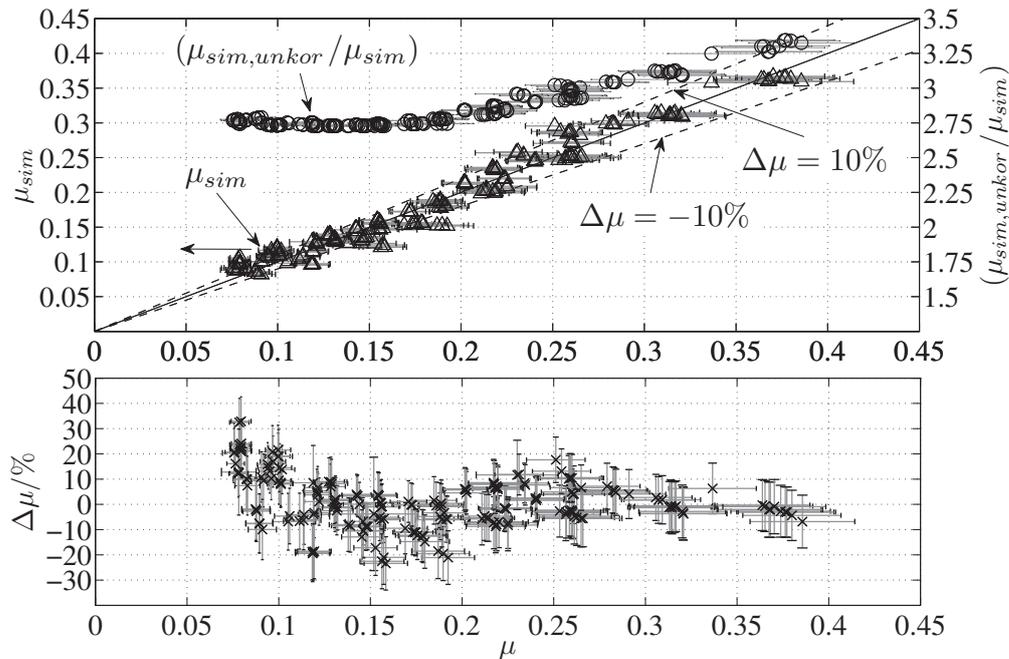


Abbildung 4.21: Mitführrate der Simulation μ_{sim} (Symbol Δ), Verhältnis aus unkorrigierter und korrigierter Mitführrate ($\mu_{sim,unkor}/\mu_{sim}$) (Symbol \circ) und relative Abweichungen $\Delta\mu$ (Symbol \times) über der experimentellen Mitführrate μ beim kritischen Gegendruck.

Die Mitführrate der mit der Ausgleichsgerade ϕ korrigierten Simulation μ_{sim} bildet die experimentelle Mitführrate μ größtenteils gut ab. Das Verhältnis aus unkorrigierter und korrigierter Mitführrate ($\mu_{sim,unkor}/\mu_{sim}$) bleibt bis zu einer Mitführrate μ von ungefähr 0,2 relativ konstant bei einem Wert von 2,75 und nimmt dann mit steigender Mitführrate kontinuierlich auf bis zu 3,25 zu. Bei hohen Mitführraten nehmen die Unterschiede zwischen dem korrigierten und dem unkorrigierten Modell also zu, was auf mit der Mitführrate steigende Verluste hindeutet. Insgesamt sind die Unterschiede zwischen der korrigierten und unkorrigierten Mitführrate und damit auch die Verluste merklich.

Die Abweichungen der korrigierten berechneten und experimentellen Mitführrate $\Delta\mu$ bleiben größtenteils unter 10 % mit einer mittleren, arithmetischen Abweichung von 7,8 %. Bei höheren Mitführraten bewegen sich die Abweichungen durchgängig in der Größenordnung der Messabweichung. Abweichungen außerhalb der Messabweichung ergeben sich vor allem für den Bereich von Mitführraten μ geringer als 0,2, wo es auch einige Ausreißer auf bis zu -23% und 33% gibt. Die Abweichungen $\Delta\mu$ nehmen zunächst ab und steigen dann an bevor sie zuletzt wieder sinken. Für diese Systematik gibt es bisher keine Erklärung.

Das vorliegende physikalische eindimensionale Modell berechnet basierend auf Masse-, Energie- und Impulserhaltung konsistent die sich im Dampfstrahlverdichter im Betrieb beim kritischen Gegendruck ergebenden Drücke, Geschwindigkeiten und Massenströme unter Berücksichtigung des Realgasverhaltens, das sich insbesondere bei der Entspannung des Antriebsstroms auf die Zustandsgrößen und den kritischen Antriebsmassenstrom auswirkt. Das Modell fußt vor allem auf der Annahme der Druckgleichheit zwischen Antriebs- und Saugstrom dort, wo der Saugstrom die Schallgeschwindigkeit erreicht, sowie einer isobaren Mischung.

Zur Berechnung müssen lediglich die Dampfstrahlverdichtergeometrie, d.h. engster Lavaldüsen- und Lavaldüsenaustrittsquerschnitt, sowie die drei Ruhezustände in Form des Ruhedrucks $p_{s,i}$ und der Ruhetemperatur $T_{s,i}$ als Eingangsgrößen gegeben sein. Eine einfache Anpassung der Messergebnisse an das bis auf den Verdichtungsstoß verlustfreie Simulationsmodell erfolgt mittels eines physikalisch interpretierbaren Verlustkoeffizienten ϕ , der durch eine Ausgleichsgerade in das Modell integriert wird.

Im Gegensatz zu der Berechnung der Mitführrate μ wie im experimentell untermauerten Modell von Eames et al. (1995) und Sun und Eames (1996), das auf den Gleichungen von Keenan und Neumann (1942) und Keenan et al. (1950) basiert, wird die Annahme des idealen Gases in den Modellgleichungen des vorliegenden Modells nur dort verwendet, wo sich keine merklichen Unterschiede zum Realgas ergeben. Im Gegensatz zur Berechnung der Mitführrate μ wie im experimentell gestützten Modell von Huang et al. (1999) basiert die vorliegende Modellierung nicht auf der bei der Nachexpansion des Überschallfreistrahls im Querschnitt x resultierenden Fläche A_{x2} aus Gl. 4.12,

die merklich durch das Realgasverhalten beeinflusst sowie durch die Prandtl-Meyer-Expansion des Überschallfreistrahls bestimmt wird, sondern auf der Energieerhaltung in den jeweiligen Strömungen. Die Berechnung der Fläche A_{x2} zur Bestimmung der Mitführrate führen für die vorliegenden Experimente zu keinem physikalisch interpretierbaren Ergebnis.

Kapitel 5

Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor

In folgendem Kapitel wird abschließend eine Systembewertung des Konzepts der Ladeluftkühlung durch eine mit Abgaswärme angetriebene Dampfstrahlkälteanlage vorgenommen. Dazu werden zunächst die Systemvoraussetzungen zur weiteren Kühlung der Ladeluft im Anschluss an die konventionelle Ladeluftkühlung erarbeitet und eine mögliche Strategie zur Prozessregelung beschrieben. Die erzielbare Ladeluftkühlung wird basierend auf den experimentellen Messungen von Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung mit dem Kältemittel R134a berechnet. Zuletzt wird die theoretische Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor nach den in Abschnitt 2.1.2 aufgeführten Kriterien bewertet und das weitere Verbesserungspotential diskutiert.

5.1 Systemvoraussetzungen

Bei der Analyse wird vorausgesetzt, dass verringerte Ladelufttemperaturen unabhängig vom Betriebspunkt des Motors zu einer Erhöhung des Motorwirkungsgrads genutzt werden können. Die mit der Abgaswärme angetriebene thermische Kälteanlage erzielt unter dieser Voraussetzung unabhängig von der konkreten motorischen Strategie zur Ausnutzung des verringerten Ladeluft-

temperaturniveaus trivialerweise immer dann einen Wirkungsgradvorteil, wenn im Ladeluftkühler II in Abb. 1.1 Kälteleistung bei so niedriger Temperatur erzeugt wird, dass eine weitere Kühlung der Ladeluft nach der konventionellen Ladeluftkühlung möglich ist.

Die kälteanlagenseitigen Systemvoraussetzungen zur Vorteilhaftigkeit des Konzepts werden durch die folgende Bewertung mittels der mittleren, treibenden Temperaturdifferenzen im Vergleich zu einem Referenzsystem bestimmt. Als Referenzsystem wird ein mit einem Wasser-Glykol-Gemisch arbeitendes Ladeluftkühlsystem herangezogen, das den Stand der Technik widerspiegelt.

Abb. 5.1 zeigt die Schaltungen eines solchen Ladeluftkühlsystems (LLK) und der thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage (TKA).

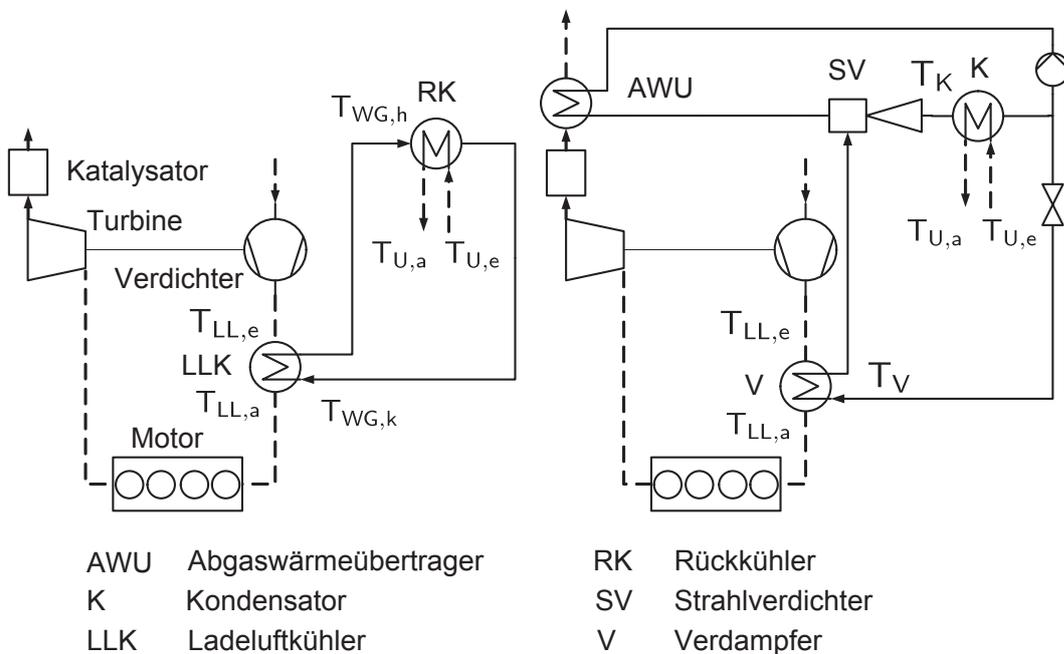


Abbildung 5.1: Schaltschema eines konventionellen Ladeluftkühlsystems (links) und der thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage (rechts).

Beim Referenzsystem erfolgt die Abkühlung der Ladeluft $\Delta T_{LL} = (T_{LL,e} - T_{LL,a})$ unter der Aufnahme des Wärmestroms im Ladeluftkühler (LLK) durch den Wasser-Glykol-Kreislauf. Der aus der Ladeluft aufgenommene Wärmestrom wird im Rückkühler (RK) unter Aufwärmung von Umgebungsluft $\Delta T_U = (T_{U,a} - T_{U,e})$ an die Umgebung abgegeben.

Bei der mit dem Wärmestrom aus dem Abgas angetriebenen Dampfstrahl-

kälteanlage erfolgt die Abkühlung der Ladeluft ΔT_{LL} unter Aufnahme der Kälteleistung im Verdampfer (V) und die Abgabe der Summe aus Kälte- und Antriebsleistung an die Umgebung im Kondensator (K).

Bei einer Realisierung des Konzepts würden beide Schaltungen kombiniert: Dem Verdampfer (V) wäre ein konventioneller Ladeluftkühler zur Kühlung der Ladeluft gegen die Umgebung in einem ersten Schritt vorgeschaltet wie in Abb. 1.1 dargestellt. Die von der Dampfstrahlkälteanlage zusätzlich zu erzeugende Kälteleistung und damit auch die Antriebs- und Rückkühlleistung würden dadurch so gering wie möglich ausfallen. Die hier diskutierte Variante dient dem vereinfachten Vergleich der Temperaturen der beiden einzelnen Systeme, so dass von gleichen Ladeluft- sowie Umgebungsbedingungen $T_{LL,e}$ bzw. $T_{U,e}$ ausgegangen werden soll. Die Vorteilhaftigkeit der Kombination kann daraus abgeleitet werden.

Abb. 5.2 zeigt schematisch die Temperaturen T der beiden Wärmeübertragerschaltungen (LLK und TKA) aus Abb. 5.1 über dem übertragenen normierten Wärmestrom \dot{Q}_{norm} , d.h. den Temperaturverlauf der Ladeluft T_{LL} , des Wasser-Glykol-Gemischs T_{WG} und der Umgebungsluft T_U sowie die Temperaturen des Kältemittels im Verdampfer T_V und im Kondensator T_K der thermischen Kälteanlage.

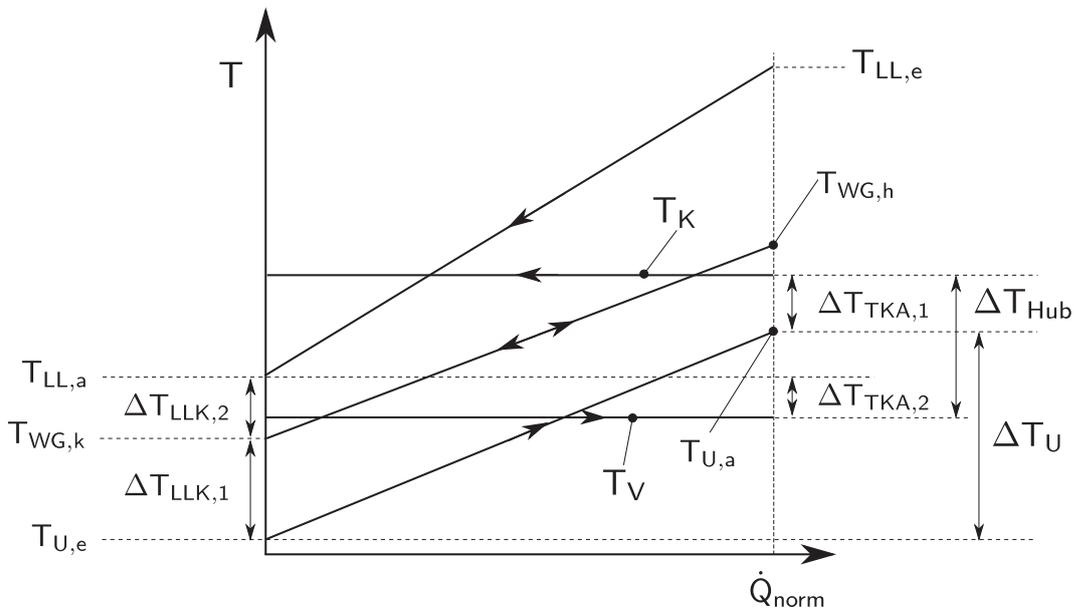


Abbildung 5.2: Temperaturen T des Ladeluftkühlsystems (LLK) und der thermischen Kälteanlage (TKA) über dem übertragenen normierten Wärmestrom \dot{Q}_{norm} .

Es wird angenommen, dass alle Wärmeübertrager im Gegenstrom ausgeführt sind. Die Abkühlung der Ladeluft ΔT_{LL} soll für den Vergleich in beiden Schaltungen zunächst identisch sein, obwohl die Austrittstemperatur der Ladeluft $T_{LL,a}$ in der Dampfstrahlkälteanlage im Gegensatz zum konventionellen Ladeluftkühler auch auf Temperaturen unter die Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ abgekühlt werden kann.

Die im Ladeluft- und im Rückkühler sowie im Verdampfer übertragenen Wärmeströme \dot{Q} sind dann identisch, während der im Kondensator an die Umgebung abzugebende Wärmestrom der Dampfstrahlkälteanlage um den Antriebswärmestrom größer als der Wärmestrom im Rückkühler ist (vgl. Gl. 2.11). Zur besseren Übersicht sind deshalb die tatsächlich übertragenen Wär-

meströme \dot{Q} in Abb. 5.2 auf den im Betriebspunkt insgesamt übertragenen Wärmestrom normiert aufgetragen.

Auch die Aufwärmung der Umgebungsluft ΔT_U soll in beiden Schaltungen für den Vergleich identisch sein, was impliziert, dass der Luftmassenstrom im Kondensator bei gleicher Luftwärmekapazität aufgrund der größeren abzuführenden Wärmemenge im Vergleich zum Rückkühler größer sein muss.

Eine mögliche Unterkühlung oder Überhitzung des Kältemittels in Verdampfer oder Kondensator der Kälteanlage sollen vernachlässigt werden. Des Weiteren wird vorausgesetzt, dass die Wärmeübertragerflächen mit den übertragenen Wärmeströmen skaliert werden. Unter diesen Annahmen lässt sich die auf den treibenden Temperaturdifferenzen basierende, graphische Gegenüberstellung der Wärmeübertragerschaltungen mittels Abb. 5.2 anstellen.

Zuerst wird das konventionelle System betrachtet. Es wird vorausgesetzt, dass der Wärmekapazitätsstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{C}_{WG} größer als der Wärmekapazitätsstrom der Ladeluft \dot{C}_{LL} ist. Bei der Abkühlung der Ladeluft und der Aufwärmung des Wasser-Glykol-Gemischs im Ladeluftkühler stellt sich zwischen der Austrittstemperatur der Ladeluft $T_{LL,a}$ und der Eintrittstemperatur des kalten Wasser-Glykol-Gemischs $T_{WG,k}$ somit die in Abb. 5.2 gezeigte kleinste treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{LLK,2} = (T_{LL,a} - T_{WG,k})$ ein.

Der Wärmekapazitätsstrom des Wasser-Glykol-Gemischs \dot{C}_{WG} ist in der Darstellung größer als der Wärmekapazitätsstrom der Umgebungsluft \dot{C}_U . Bei der Abkühlung des heißen Wasser-Glykol-Gemischs von $T_{WG,h}$ auf $T_{WG,k}$ und der Aufwärmung der Umgebungsluft im Rückkühler (RK) stellt sich zwischen der Eintrittstemperatur des kalten Wasser-Glykol-Gemischs $T_{WG,k}$ und der Eintrittstemperatur der Umgebungsluft $T_{U,e}$ die treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{LLK,1} = (T_{WG,k} - T_{U,e})$ ein.

Die erreichbare Ladelufttemperatur des Ladeluftkühlsystems $T_{LL,a,LLK}$ berechnet sich demnach als Summe aus Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ und der treibenden Temperaturdifferenzen des Rückkühlers $\Delta T_{LLK,1}$ und des Ladeluftkühlers $\Delta T_{LLK,2}$ wie folgt:

$$T_{LL,a,LLK} = T_{U,e} + \Delta T_{LLK,1} + \Delta T_{LLK,2} \quad (5.1)$$

Im Vergleich hierzu stellt sich bei der Dampfstrahlkälteanlage die kleinste

treibende Temperaturdifferenz im Kondensator $\Delta T_{TKA,1}$ zwischen der Kondensationstemperatur T_K und der Austrittstemperatur der sich erwärmenden Umgebungsluft $T_{U,a}$ ein, d.h. $\Delta T_{TKA,1} = (T_K - T_{U,a})$. Der Wärmekapazitätsstrom der Umgebungsluft \dot{C}_U bzw. bei gleicher Aufwärmung der Umgebungsluft ΔT_U der Kühlluftmassenstrom \dot{M}_U muss bei der Kälteanlage aufgrund des größeren Rückkühlwärmestroms im Vergleich zum Ladeluftkühlsystem größer sein, wie bereits erwähnt wurde.

Im Verdampfer der Kälteanlage stellt sich zwischen der Ladelufttemperatur am Austritt $T_{LL,a}$ und der Verdampfungstemperatur T_V die kleinste treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{TKA,2} = (T_{LL,a} - T_V)$ ein. Der Wärmekapazitätsstrom der Ladeluft \dot{C}_{LL} der Kälteanlage ist identisch mit dem Wärmekapazitätsstrom der Ladeluft des Ladeluftkühlsystems.

Die erreichbare Ladelufttemperatur der thermischen Kälteanlage $T_{LL,a,TKA}$ berechnet sich demnach unter Berücksichtigung der Aufwärmung der Umgebungsluft im Kondensator ΔT_U und dem Temperaturhub der Kälteanlage ΔT_{Hub} aus Gl. 2.2 wie folgt:

$$T_{LL,a,KA} = T_{U,e} + \Delta T_U + \Delta T_{TKA,1} - \Delta T_{Hub} + \Delta T_{TKA,2} \quad (5.2)$$

Mit der Dampfstrahlkälteanlage soll die Austrittstemperatur der Ladeluft $T_{LL,a}$ im Vergleich zum konventionellen Ladeluftkühler stärker abgekühlt werden, um durch eine geeignete motorische Strategie das verringerte Ladelufttemperaturniveau zu einer Erhöhung des Motorwirkungsgrads zu nutzen, was bedeutet:

$$T_{LL,a,KA} < T_{LL,a,LLK} \quad (5.3)$$

Gl. 5.3 läßt sich unter Verwendung von Gl. 5.1 und 5.2 umformen zu:

$$\begin{aligned} \Delta T_U + \Delta T_{TKA,1} - \Delta T_{Hub} + \Delta T_{TKA,2} &< \Delta T_{LLK,1} + \Delta T_{LLK,2} \\ \Delta T_{Hub} &> \Delta T_U + (\Delta T_{TKA,1} - \Delta T_{LLK,1}) + (\Delta T_{TKA,2} - \Delta T_{LLK,2}) \end{aligned} \quad (5.4)$$

Zum Vergleich der in den jeweiligen Systemen erreichbaren Ladelufttemperaturen müssen die entsprechenden minimalen treibenden Temperaturdifferenzen $\Delta T_{i,1}$ und $\Delta T_{i,2}$ einander gegenübergestellt werden. Es wird davon ausgegangen, dass die Wärmedurchgangskoeffizienten von Ladeluftkühler (LLK),

Rückkühler (RK), Verdampfer (V) und Kondensator (K) in guter Näherung in der gleichen Größenordnung liegen. Diese Annahme wird durch die Tatsache gerechtfertigt, dass der Wärmeübergang der Ladeluft- und der Umgebungsluft in den entsprechenden Übertragern jeweils den größten Widerstand des Wärmedurchgangs darstellt. Die Wärmeübergänge von Verdampfung und Kondensation des Kältemittels liegen über denen des Wasser-Glykol-Gemischs, weshalb die Wärmedurchgänge bei gleichen lade- und umgebungsluftseitigen Bedingungen bei der Dampfstrahlkälteanlage nicht geringer als beim konventionellen Ladeluftkühler sein werden.

Bei gleicher Auskühlung der Ladeluft ΔT_{LL} in beiden Systemen sind im Mittel die treibenden Temperaturdifferenzen am Verdampfer größer als die des Ladeluftkühlers, wie am Temperaturverlauf der Ladeluft T_{LL} , des Wasser-Glykol-Gemischs T_{WG} und der Temperatur im Verdampfer in Abb. 5.2 ersichtlich wird. Deshalb ist die treibende Temperaturdifferenz des Verdampfers $\Delta T_{TKA,2}$ nie größer als die treibende Temperaturdifferenz des Ladeluftkühlers $\Delta T_{LLK,2}$, d.h. $\Delta T_{LLK,2} > \Delta T_{TKA,2}$. Gleiche treibende Temperaturdifferenzen würden sich in beiden Wärmeübertragern lediglich für den Grenzfall eines unendlichen Wärmekapazitätsstroms des Wasser-Glykol-Gemischs $\dot{C}_{WG} \rightarrow \infty$ in einer isolierten Betrachtung ohne den Rückkühler einstellen.

Die treibenden Temperaturdifferenzen des Kondensators sind im Mittel unabhängig von der Aufwärmung der Umgebungsluft und des Wärmekapazitätsstroms des Wasser-Glykols größer als die des Rückkühlers, wie am Temperaturverlauf des Wasser-Glykol-Gemischs T_{WG} , der Umgebungsluft T_U und der Temperatur im Kondensator in Abb. 5.2 ersichtlich wird. Daher wird auch die treibende Temperaturdifferenz des Kondensators $\Delta T_{TKA,1}$ nie größer sein als die treibende Temperaturdifferenz des Rückkühlers $\Delta T_{LLK,1}$, d.h. $\Delta T_{LLK,1} > \Delta T_{TKA,1}$. Bei unendlichem Wärmekapazitätsstrom des Wasser-Glykol-Gemischs $\dot{C}_{WG} \rightarrow \infty$ erreichen Kondensator und Wasser-Glykol-Kreislauf gleiche treibende Temperaturdifferenzen gegenüber der Austrittstemperatur der Umgebungsluft $T_{U,a}$. Mit der Steigerung des Wärmekapazitätsstroms des Wasser-Glykol-Gemischs steigt jedoch auch die treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{LLK,1}$.

Zusammenfassend lässt sich also unter Berücksichtigung von Gl. 5.4 die Aussage treffen, dass die vom Abgas angetriebene thermische Dampfstrahlkälteanlage

lage immer dann vorteilhaft gegenüber einem mit Wasser-Glykol-Gemisch gekühltem Ladeluftkühler ist, wenn der Hub der Kälteanlage ΔT_{Hub} die Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator ΔT_U übersteigt, d.h. $\Delta T_{Hub} > \Delta T_U$. Eine geänderte Stromführung wie beispielsweise eine Führung im Kreuzstrom ändert die vorausgehende Analyse im Grunde nicht.

Der Hub der Kälteanlage ΔT_{Hub} sollte demnach trivialerweise so groß wie möglich und die Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator ΔT_U so gering wie möglich sein. Deshalb muss der Kondensator der Dampfstrahlkälteanlage unbedingt direkt gegen die Umgebung rückgekühlt werden, um weitere die Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator erhöhende Temperaturdifferenzen aufgrund von zusätzlichen Wärmeübertragerschaltungen zu vermeiden. Die Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator ΔT_U wird bei gegebener Umgebungstemperatur durch den im Kraftfahrzeug realisierbaren Kühlluftmassenstrom \dot{M}_U begrenzt (vgl. Abschnitt 2.1.2), weshalb die Rückkühlwärmeströme so gering wie möglich bzw. das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} so groß wie möglich sein müssen (vgl. Gl. 2.11).

Die Dampfstrahlkälteanlage könnte in Koppelung mit dem Verbrennungsmotor wie im Folgenden beschrieben geregelt werden.

5.2 Regelung der Dampfstrahlkälteanlage

Ziel der Regelung ist eine möglichst geringe Ladelufttemperatur vor Motoreinlass $T_{LL,a}$, da wie bei der Analyse im vorigen Abschnitt vorausgesetzt wird, dass verringerte Ladelufttemperaturen unabhängig vom Betriebspunkt des Motors zu einer Erhöhung des Motorwirkungsgrads genutzt werden können. Zum Betrieb der Dampfstrahlkälteanlage müssen die Kältemittelpumpe und das Expansionsventil aus Abb. 2.2 geregelt werden. Der Prozess regelt sich also nicht selbst.

Durch die Regelung soll über das Erzielen einer möglichst geringen Ladelufttemperatur hinaus die Dampfstrahlkälteanlage im wirkungsgradgünstigen Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters beim kritischen Gegendruck betrieben werden, sofern die abgas- und umgebungsseitigen Bedingungen dies zulassen. Zum anderen muss durch die Regelung gewährleistet werden, dass die geringstmögliche antriebs- und verdampferseitige Eintrittstemperatur in

den Dampfstrahlverdichter T_{s2}^{min} bzw. T_{s0}^{min} nicht unterschritten wird, da es ansonsten zu Betriebsstörungen kommt¹.

Der Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und die Abgaseintrittstemperatur $T_{Ab,e}$ werden der Kälteanlage durch den Motorbetriebspunkt vorgegeben. Außerdem sind die Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ und die von der Umgebungstemperatur und einer gegebenenfalls dem Verdampfer vorgeschalteten konventionellen Ladeluftkühlung abhängige Ladelufteintrittstemperatur $T_{LL,e}$ festgelegt. Eine mögliche Regelung der Ladelufttemperatur vor Motoreinlass $T_{LL,a}$ für die Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor könnte mit den genannten Randbedingungen wie im Schaltschema in Abb. 5.3 dargestellt funktionieren.

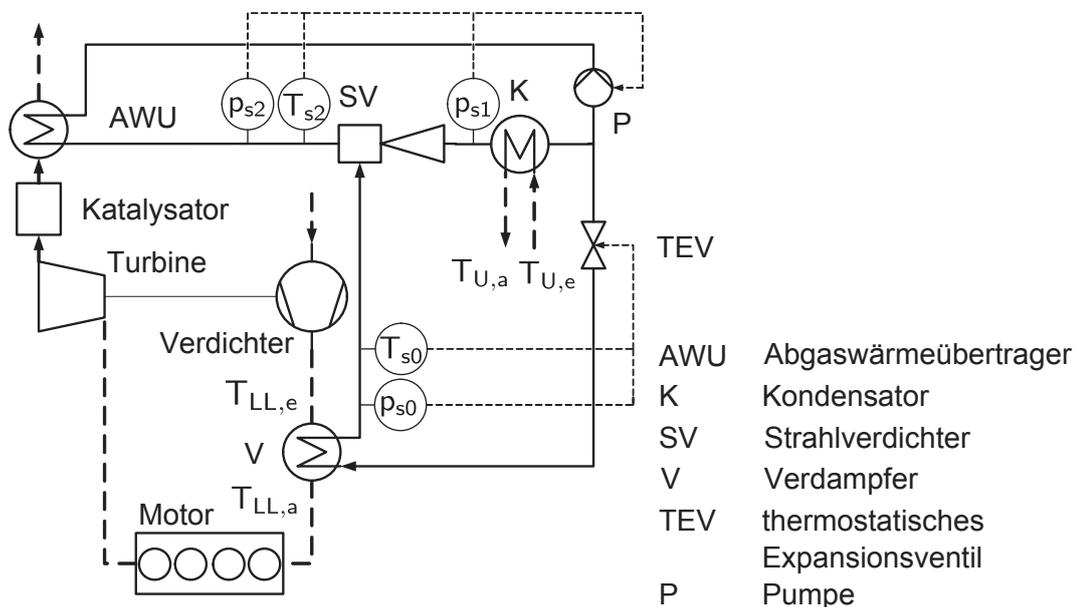


Abbildung 5.3: Schaltschema der thermisch angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage mit Regelgrößen.

Die Austrittstemperatur des Kältemittels T_{s2} aus dem Abgaswärmeübertrager sinkt mit steigendem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} bei einem gegebenen Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} , einer gegebenen Abgaseintrittstemperatur $T_{Ab,e}$ und einer zunächst als gegeben angenommenen Eintrittstemperatur des Kältemittels in den Abgaswärmeübertrager, die durch die Wärmeübertragung im Kondensator bestimmt wird. Die geringstmögliche antriebsseitige Eintritts-

¹Zur Prozessbeschränkung durch Kondensation in der Lavaldüse oder das Ansaugen von Kältemitteltröpfchen aus dem Verdampfer s. Abschnitt 2.2.1.

temperatur in den Dampfstrahlverdichter T_{s2}^{min} steigt mit dem Kältemittelantriebsdruck p_{s2} . Der Kältemittelantriebsdruck p_{s2} nimmt bei festem engsten Querschnitt der Lavaldüse des Dampfstrahlverdichters mit ansteigendem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} zu. Die Kältemittelpumpe (P) muss also genau den Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} fördern, bei dem die benötigte Antriebstemperatur T_{s2}^{min} erreicht wird. Der übertragbare Wärmestrom \dot{Q} stellt sich bei der Regelung der Antriebstemperatur T_{s2} entsprechend dem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} ein.

Die Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ bestimmt das Temperaturniveau der Kondensation T_K , auf dem die Summe aus Antriebs- und Kälteleistung an die Umgebung abgeführt werden muss (vgl. Abb. 5.2). Der sich bei der Regelung einstellende Antriebsdruck p_{s2} bestimmt den bei der Dampfstrahlverdichtung realisierbaren kritischen Kondensatordruck p_{s1}^{krit} und die daraus resultierende kritische Kondensationstemperatur T_K^{krit} . Deswegen müssen bei der Regelung der Antriebstemperatur T_{s2} über die Kältemittelpumpe je nach Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ drei Fälle unterschieden werden.

Der Dampfstrahlkälteprozess kann nicht im Auslegungsbereich aus Abb. 2.10 betrieben werden, wenn das erreichbare Temperaturniveau der Kondensation T_K^{krit} bei maximal möglichem Kühlluftmassenstrom \dot{M}_U und gegebener Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ nicht ausreicht, um den Rückkühlwärmestrom \dot{Q}_1 im Kondensator an die Umgebung abzuführen. In diesem Fall stellt sich kondensatorseitig ein höherer als der kritische Kondensatordruck p_{s1}^{krit} ein. Die erzielte Kälteleistung ist im Vergleich zum Auslegungsbetrieb immer geringer und die Verdampfungstemperatur höher (vgl. Abschnitt 2.4.1), so dass die Ladelufttemperatur vor Motoreinlass $T_{LL,a}$ bei ansonsten gleichen Bedingungen nicht so weit wie im Auslegungsbetrieb abgesenkt werden kann. Es wird keine Kälteleistung mehr erzeugt, wenn der Kondensatordruck über dem Grenzdruck des Dampfstrahlverdichters liegt (vgl. Abschnitt 2.4.1). In diesem Fall zu geringen Abgasenergieangebots wird die minimale antriebsseitige Temperatur T_{s2}^{min} mittels der Kältemittelpumpe über den Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} geregelt.

Der Dampfstrahlkälteprozess kann im Auslegungsbereich betrieben werden, wenn das erreichbare Temperaturniveau der Kondensation T_K^{krit} größer als das durch die Umgebungstemperatur bestimmte tatsächliche Kondensationsdruck-

niveau ist, was bedeutet, dass der gemessene Kondensatorgegendruck p_{s1} geringer als der zum Antriebsdruck p_{s2} gehörige kritische Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} ist. In diesem Fall wird der Dampfstrahlverdichter zwar im Auslegungsbereich aus Abb. 2.10, aber nicht beim kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} bzw. auf der kritischen Gegendruckkurve betrieben, wo das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} und der hydraulische COP_h die vergleichsweise höchsten Werte erreichen, wie in Abschnitt 4.4.3 gezeigt und diskutiert wurde. Der Antriebsdruck p_{s2} und damit einhergehend der Kondensatorgegendruck p_{s1} bzw. das Temperaturniveau der Kondensation T_K sollte über den geförderten Antriebskältemittelmassenstrom soweit abgesenkt werden, bis der gemessene Kondensatorgegendruck p_{s1} dem kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} entspricht. Der kritische Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} kann aus dem gemessenen Antriebsdruck berechnet werden. Durch das Absenken des Antriebsdrucks verschiebt sich der Betriebspunkt des Dampfstrahlverdichters von der Auslegungsbetriebsebene bis auf die kritische Gegendruckkurve. In diesem Fall ausreichenden Abgasenergieangebots wird der Kältemittelmassenstrom abgesenkt, so dass die antriebsseitige Überhitzung ΔT_2 zunimmt, was das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} jedoch nicht wesentlich beeinflusst, wie in Abschnitt 4.4.4 erläutert wurde. Hierbei wird nicht die minimale antriebsseitige Temperatur T_{s2}^{min} , sondern der zum kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} gehörige geringstmögliche Antriebsdruck p_{s2}^{min} mittels der Kältemittelpumpe über den Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} geregelt.

In die Regelung der minimalen antriebsseitigen Temperatur T_{s2}^{min} wird trivialerweise nicht eingegriffen, wenn das Abgasenergieangebot im letzten möglichen Fall genau ausreicht, um den Dampfstrahlkälteprozess bei gegebener Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ beim dem kritischen Gegendruck p_{s1}^{krit} zugehörigen Antriebsdruck p_{s2} zu betreiben.

Die geringstmögliche verdampferseitige Eintrittstemperatur in den Dampfstrahlverdichter T_{s0}^{min} kann durch die Regelung der verdampferseitigen Überhitzung ΔT_0 mittels eines thermostatischen Expansionsventils (TEV) durch die Messung des Drucks p_{s0} und der Temperatur T_{s0} nach dem Verdampfer geregelt werden. Entsprechend der Stellung des Expansionsventils ergibt sich der aus dem Verdampfer gesaugte Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{s0} und damit die bei geringstmöglichem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} und damit einhergehend bei

geringstmöglicher Verdampfungstemperatur T_V erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 , die wiederum die bei gegebenen Randbedingungen niedrigste erreichbare Ladelufttemperatur vor Motoreinlass $T_{LL,a}$ bestimmt. Die niedrigste Ladelufttemperatur $T_{LL,a}$ wird durch die Regelung der verdampferseitigen Überhitzung ΔT_0 mittels des thermostatischen Expansionsventils auch bei der Druckabsenkung bei Regelung des Antriebsdrucks p_{s2} erzielt, weil die Verdampfungstemperatur T_V bei gleicher Kälteleistung bei den geringeren Antriebsdrücken immer geringer als bei den höheren Antriebsdrücken ist (s. Beispiel aus Abb. 4.12 aus Abschnitt 4.4.3).

In folgendem Abschnitt werden die Ladelufttemperaturen berechnet, die mit einer Dampfstrahlkälteanlage mit dem untersuchten Abgaswärmeübertrager- und Dampfstrahlverdichterprototyp in Koppelung mit einem Verbrennungsmotor erreicht werden könnten.

5.3 Erzielbare Ladeluftkühlung

Die erzielbaren Ladelufttemperaturen werden basierend auf den experimentellen Messungen von Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung mit dem Kältemittel R134a aus den Kapiteln 3 und 4 berechnet. Es wurden auch Experimente mit der Koppelung von Dampfstrahlkälteanlage und dem Verbrennungsmotor durchgeführt (s. Kadunic und Zegenhagen, 2013b), um den grundsätzlichen Funktionsnachweis des gekoppelten Betriebs auch experimentell zu erbringen. Die Experimente wurden allerdings mit einem anderen Dampfstrahlverdichterprototyp unternommen und sind außerdem für eine umfassende Bewertung nicht ausreichend.

Zur Berechnung der Ladelufttemperaturen sind zunächst die abgasseitigen Bedingungen, d.h. Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$, zum Antrieb der Dampfstrahlkälteanlage zu klären. Die für den in Kapitel 4 untersuchten Dampfstrahlverdichter benötigten Antriebswärmeströme \dot{Q}_2 von 16 kW bis zu 26,5 kW (s. Abb. E.52) wurden in den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp aus Kapitel 3 bei den geringen zur Verfügung stehenden Abgaseintrittstemperaturen nicht bei jedem Abgasmassenstrom erreicht. Daher müssen die experimentellen Messergebnisse des Abgaswärmeübertragerprototyps größtenteils zu den vom untersuchten Dampfstrahl-

verdichter benötigten Antriebswärmeströmen extrapoliert werden. Im Anhang E.3 wird anhand von Abb. E.53 gezeigt, dass bei extrapolierten Abgaseinlass-temperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ zwischen 530°C und 1000°C (s. Tab. E.3) die Wärmeströme für Abgasmassenströme \dot{M}_{Ab} von 300kg/h, 400kg/h und 500kg/h zum Antrieb des Prozesses ausreichen.

Bei Kenntnis der abgasseitigen Bedingungen können die erzielbaren Ladelufttemperaturen $T_{LL,a}$ in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ berechnet werden, wenn die Ladelufteintrittstemperatur in den Verdampfer der Kälteanlage $T_{LL,e}$ festgelegt wird. Es werden im Folgenden zwei Fälle unterschieden und gerechnet. Zum einen soll angenommen werden, dass sich die Ladelufteintrittstemperatur in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ ändert und immer um 25K über der Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ liegt. Zum anderen wird von einer konstanten Ladelufteintrittstemperatur in den Verdampfer der Kälteanlage von 30 °C ausgegangen, die beispielsweise durch eine vorgeschaltete konventionelle Ladeluftkühlung erreicht wird. Die erzielbaren Ladelufttemperaturen vor Motoreinlass $T_{LL,a}$ können für beide Fälle mit einigen zusätzlichen Annahmen berechnet werden.

Die von der Dampfstrahlkälteanlage in den Experimenten im Betrieb beim kritischen Kondensatordruck erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 kann für einen gegebenen Antriebsdruck p_{s2} durch Gl. 4.32 in Abhängigkeit vom Verdampfungsdruck p_{s0} bzw. von der Verdampfungstemperatur T_V iteriert werden. Die in Abb. 5.2 dargestellte Abkühlung der Ladeluft $\Delta T_{LL} = (T_{LL,e} - T_{LL,a})$ aufgrund der erzeugten Kälteleistung \dot{Q}_0 der Dampfstrahlkälteanlage läßt sich dann mittels Gl. 3.2 unter Kenntnis der spezifischen isobaren Wärmekapazität $c_{p,LL}$, des Ladeluftmassenstroms \dot{M}_{LL} und der treibenden Temperaturdifferenz am Verdampfer $\Delta T_{KKA,2} = (T_{LL,a} - T_V)$ aus Abb. 5.2 berechnen.

Für die spezifische isobare Wärmekapazität der Ladeluft $c_{p,LL}$ wird in grober Näherung die gleiche spezifische isobare Wärmekapazität wie für das Abgas $c_{p,Ab}$ angesetzt, wodurch die benötigte Kälteleistung überschätzt wird, da der eingebrachte Kraftstoff je nach Verbrennungsluftverhältnis in einer Erhöhung der spezifischen isobaren Wärmekapazität resultiert. Der Anteil an Verbrennungsprodukten des Kraftstoffs im Abgas wird in guter Näherung vernachlässigt, d.h. $\dot{M}_{LL} \approx \dot{M}_{Ab}$. Außerdem wird angenommen, dass unter Vernachlässigung der Überhitzung des Kältemittels am Verdampfer im Ladelufttrakt eine

treibende Temperaturdifferenz $\Delta T_{TKA,2} = (T_{LL,a} - T_V)$ von $5K$ erreicht wird.

Das zur erzeugten Kälteleistung \dot{Q}_0 gehörige thermische Wärmeverhältnis COP_{th} und der hydraulische COP_h lassen sich wie die Kälteleistung \dot{Q}_0 als Funktion des Verdampferaustrittsdrucks p_{s0} bzw. der Verdampfungstemperatur T_V je nach Antriebsdruck p_{s2} mittels der Gl. 4.33 und 4.34 berechnen.

Zur Bestimmung der zu den beschriebenen Rechnungen gehörigen Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ wird die Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator ΔT_U auf $10K$ festgelegt und unter Vernachlässigung der Unterkühlung des Kältemittels im Kondensator von einer minimalen treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T_{TKA,1} = (T_K - T_{U,a})$ aus Abb. 5.2 von $5K$ ausgegangen.

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse für die beiden vorgestellten Fälle gezeigt.

Fall 1: Ladelufteintrittstemperatur in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur

Die berechneten Ladelufttemperaturen vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ sowie die zugehörigen Kälteleistungen \dot{Q}_0 sind für von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperaturen in Abb. 5.4 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} abgetragen.

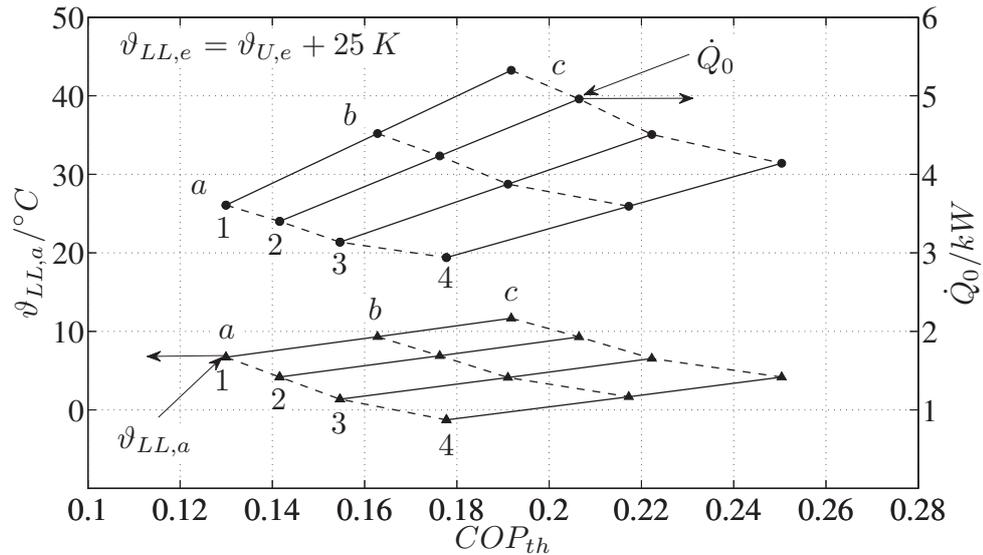


Abbildung 5.4: Temperatur der Ladeluft vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ und Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperaturen (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25 °C], 2; [38 bar, 20 °C], 3; [33 bar, 14 °C], 4; [28 bar, 9 °C] / Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).

Die in Abb. 5.4 als Verbindung der berechneten Ladelufttemperaturen $\vartheta_{LL,a}$ und Kälteleistungen \dot{Q}_0 dargestellten Ausgleichskurven 1 bis 4 sind Kurven konstanter Antriebsdruckniveaus p_{s2} von 43 bar, 38 bar, 33 bar und 28 bar. Sie sind gleichzeitig Kurven konstanter maximaler Kondensationstemperatur T_K^{krit} von jeweils ungefähr 40 °C, 35 °C, 29 °C und 24 °C (vgl. Gerade aus Abb. 4.6). Diese Kondensationstemperaturen entsprechen mit den getroffenen Annahmen $\Delta T_{TKA,1} = 5$ K und $\Delta T_U = 10$ K Umgebungstemperaturen von jeweils 25 °C, 20 °C, 14 °C und 9 °C. Die Ladeluft tritt entsprechend der Annahme mit 25 K über der jeweiligen Umgebungstemperatur, d.h. mit 50 °C, 45 °C, 39 °C und

34 °C, in den Verdampfer der Kälteanlage ein.

Die in Abb. 5.4 dargestellten Ausgleichskurven a , b und c sind Kurven konstanten Ladeluftmassenstroms \dot{M}_{LL} von jeweils 300 kg/h, 400 kg/h und 500 kg/h. Aus den Kurven 1 bis 4 konstanten Antriebsdruckniveaus p_{s2} und den Kurven a , b und c konstanten Ladeluftmassenstroms \dot{M}_{LL} ergibt sich das Arbeitsfeld der Dampfstrahlkälteanlage.

Beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar (Linie 1, $a \rightarrow c$) wird die Ladeluft von 50 °C in den verschiedenen Betriebspunkten je nach Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} von 300 kg/h (a), 400 kg/h (b) bzw. 500 kg/h (c) durch erzeugte Kälteleistungen \dot{Q}_0 von jeweils 3,6 kW, 4,5 kW bzw. 5,3 kW bis auf etwa 7 °C, 9 °C bzw. 12 °C abgekühlt. Die erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 steigt mit zunehmendem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} . Die Absenkung der Ladelufttemperatur nimmt hierbei ab, weil die für den höheren Massenstrom benötigte höhere Kälteleistung bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} nur durch Erhöhung des Verdampferaustrittsdrucks p_{s0} bzw. der Verdampfungstemperatur ϑ_V erreicht werden kann. Dadurch nimmt außerdem der von der Kälteanlage erzeugte Temperaturhub ΔT_{Hub} von 38 K auf 33 K ab, weshalb das zugehörige thermische Wärmeverhältnis COP_{th} von 0,13 bis auf 0,19 ansteigt.

Der Dampfstrahlverdichter kann bei dem Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar unter den getroffenen Annahmen bis zu einer höchsten Umgebungstemperatur von 25 °C im Auslegungsbereich betrieben werden. Der in den jeweiligen Betriebspunkten benötigte Antriebswärmestrom ergibt sich mit der Kälteleistung \dot{Q}_0 und dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} aus Abb. 5.4. Die nötigen abgasseitigen Bedingungen sind Abb. E.53 zu entnehmen.

Bei geringeren Antriebsdrücken p_{s2} (Linien 2 bis 4) sind die Umgebungstemperaturen, bis zu denen der Dampfstrahlverdichter im Auslegungsbereich betrieben werden kann entsprechend geringer, weshalb auch die Ladelufteintrittstemperaturen in den Verdampfer $\vartheta_{LL,e}$ gemäß der getroffenen Annahme geringer sind. Die von der Dampfstrahlkälteanlage in den verschiedenen Betriebspunkten erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 nimmt mit sinkendem Antriebsdruck p_{s2} (1 \rightarrow 4) bei gegebenem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} (Linie a , b und c) ab. Aufgrund der geringeren Ladelufteintrittstemperatur wird die Ladeluft trotz der geringeren Kälteleistung immer auf eine tiefere Temperatur abgekühlt. Der erzeugte Temperaturhub ΔT_{Hub} sinkt mit abnehmendem Antriebsdruck p_{s2} , weswegen das

thermische Wärmeverhältnis COP_{th} steigt. Die geringste Ladeluftaustrittstemperatur aus dem Verdampfer wird beim geringsten Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} und geringstem Antriebsdruck p_{s2} erreicht. Dann ist auch die Ladelufteintrittstemperatur in den Verdampfer $\vartheta_{LL,e}$ am kleinsten, weil die maximal erreichbare Umgebungstemperatur am kleinsten ist.

Von der Dampfstrahlkälteanlage werden für die gegebenen Randbedingungen und Annahmen in den verschiedenen Betriebspunkten Kälteleistungen \dot{Q}_0 zwischen 3 kW und 5,4 kW erzeugt, wodurch die Ladelufttemperaturen vor Motoreinlass um 30 K bis 43 K auf Temperaturen zwischen -2°C und 12°C abgesenkt werden. Die entsprechenden thermischen Wärmeverhältnisse COP_{th} belaufen sich auf 0,13 bis 0,25.

In Abb. 5.5 sind der zugehörige hydraulische COP_h und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} als Funktion vom Antriebsdruck p_{s2} und dem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} aufgetragen, wobei die Umgebungstemperatur $\vartheta_{U,e}$ mit dem Antriebsdruck p_{s2} variiert.

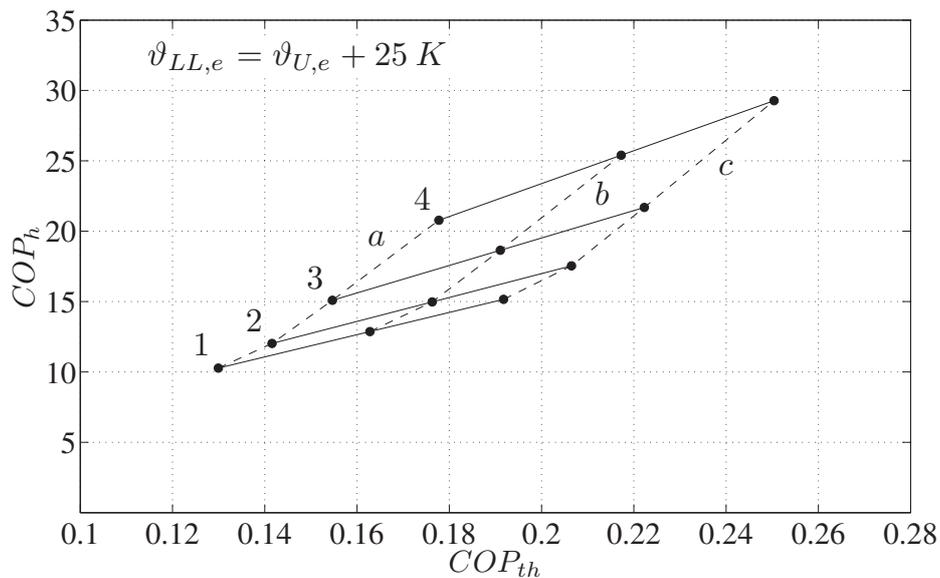


Abbildung 5.5: Hydraulische COP_h über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperaturen (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25°C], 2; [38 bar, 20°C], 3; [33 bar, 14°C], 4; [28 bar, 9°C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).

Der hydraulische COP_h ist nach der Diskussion aus Abschnitt 4.4.3 und

unter Berücksichtigung von Gl. 2.10 erwartungsgemäß umso größer, je kleiner der Antriebsdruck p_{s2} und je größer das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} ist. Er steigt beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar (Linie 1) bei zunehmendem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} ($a \rightarrow c$) mit dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} von 10 bis auf 15. Bei Absenkung des Antriebsdrucks steigt er weiter bis auf 29. Die für die Kältemittelpumpe benötigte Antriebsenergie ist also bei geringen hydraulischen COP_h auch ohne Berücksichtigung zusätzlicher Pumpenwirkungsgrade nicht vernachlässigbar.

Fall 2: konstante Ladelufteintrittstemperatur

Die berechneten Ladelufttemperaturen $\vartheta_{LL,a}$ sowie die zugehörigen Kälteleistungen \dot{Q}_0 sind für eine konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30°C in Abb. 5.6 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} abgetragen.

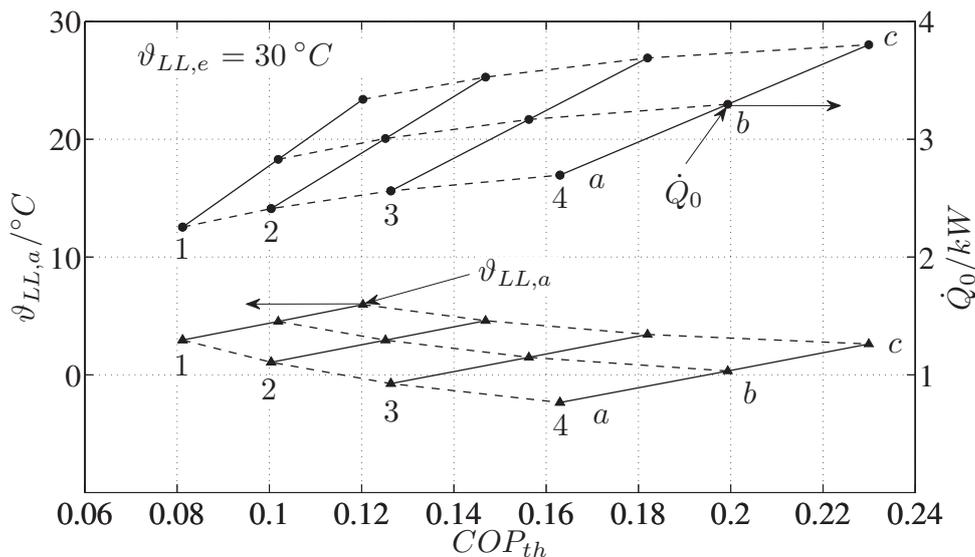


Abbildung 5.6: Temperatur der Ladeluft vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ und Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für eine konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30°C (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25°C], 2; [38 bar, 20°C], 3; [33 bar, 14°C], 4; [28 bar, 9°C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).

Beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} von 43 bar (Linie 1, $a \rightarrow c$) wird die Ladeluft entsprechend der getroffenen Annahme von 30°C in den verschiedenen

Betriebspunkten je nach Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} von 300 kg/h (a), 400 kg/h (b) bzw. 500 kg/h (c) durch erzeugte Kälteleistungen \dot{Q}_0 von jeweils 2,2 kW, 2,8 kW bzw. 3,4 kW bis auf 3 °C, 5 °C bzw. 6 °C abgekühlt. Die erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 und die Ladelufttemperatur vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ verlaufen bei einem gegebenem Antriebsdruck qualitativ also wie bei der Berechnung mit den von der Umgebungstemperatur abhängigen Ladelufteintrittstemperaturen, wie der Vergleich von Abb. 5.6 mit Abb. 5.4 zeigt. Die erzeugten Kälteleistungen \dot{Q}_0 sind allerdings aufgrund der geringeren Ladelufteintrittstemperatur beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} geringer. Die Ladeluftabsenkung hingegen ist größer, weil die realisierbaren Verdampfungstemperaturen ϑ_V bei den kleineren Kälteleistungen geringer sind. Bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} steigt das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} in Abb. 5.6 wegen des abnehmenden Temperaturhubs ΔT_{Hub} wie in Abb. 5.4 mit dem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} . Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} von 0,08 bis 0,12 ist beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} aufgrund der geringeren Verdampfungstemperaturen im Vergleich mit der Rechnung mit der von der Umgebungstemperatur abhängigen Ladelufteintrittstemperatur aus Abb. 5.4 schlechter.

Mit sinkendem Antriebsdruck nehmen die in den verschiedenen Betriebspunkten erzeugten Kälteleistungen \dot{Q}_0 (1 → 4) bei gegebenem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} (Linie a, b und c) im Gegensatz zur Berechnung aus Abb. 5.4 zu, so dass die Ladelufteintrittstemperatur von 30 °C stärker abgekühlt wird. Die stärkere Abkühlung ist möglich, weil die realisierbaren Verdampfungstemperaturen ϑ_V bei den geringeren Antriebsdrücken p_{s2} und gleicher Kälteleistung \dot{Q}_0 vergleichsweise geringer sind. Der erzeugte Temperaturhub ΔT_{Hub} sinkt mit abnehmendem Antriebsdruck p_{s2} und damit sinkender Kondensationstemperatur ϑ_K^{krit} wie in Abb. 5.4, weswegen das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} steigt. Die geringste Ladeluftaustrittstemperatur aus dem Verdampfer wird wie bei der Berechnung aus Abb. 5.4 beim geringsten Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} und geringstem Antriebsdruck p_{s1} erreicht.

Unter der Annahme einer konstanten Ladelufteintrittstemperatur von 30 °C werden von der Dampfstrahlkälteanlage für die gegebenen Randbedingungen Kälteleistungen \dot{Q}_0 zwischen 2,2 kW bis 3,8 kW erzeugt, wodurch die Ladelufttemperaturen vor Motoreinlass um 24 K bis 33 K bis auf Temperaturen zwischen 6 °C und –3 °C abgesenkt werden. Damit sind die erzeugten Kälte-

leistungen \dot{Q}_0 im Vergleich zur Berechnung für die von der Umgebungstemperatur abhängige Ladelufteintrittstemperatur durchgängig geringer, weil die Ladelufteintrittstemperaturen in diesem Fall immer größer als die konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30°C sind. Die Ladeluft wird im Vergleich jedoch aufgrund der geringeren Verdampfungstemperaturen ϑ_V immer stärker abgekühlt. Die entsprechenden Wärmeverhältnisse COP_{th} bewegen sich zwischen 0,08 bis 0,23 und sind damit insgesamt schlechter als in Abb. 5.4, weil die von der Kälteanlage erzeugten Verdampfungstemperaturen ϑ_V geringer sind. Das Arbeitsfeld der Dampfstrahlkälteanlage ist bezüglich der erzeugten Kälteleistungen \dot{Q}_0 und der erzielten Ladelufttemperaturen $\vartheta_{LL,a}$ insgesamt enger als in Abb. 5.4 und erstreckt sich zu etwas schlechteren thermischen Wärmeverhältnissen COP_{th} weiter nach links.

In Abb. 5.7 sind der zugehörige hydraulische COP_h und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} als Funktion vom Antriebsdruck p_{s2} und dem Ladeluftmassenstrom \dot{M}_{LL} aufgetragen, wobei die Umgebungstemperatur $\vartheta_{U,e}$ mit dem Antriebsdruck p_{s2} variiert.

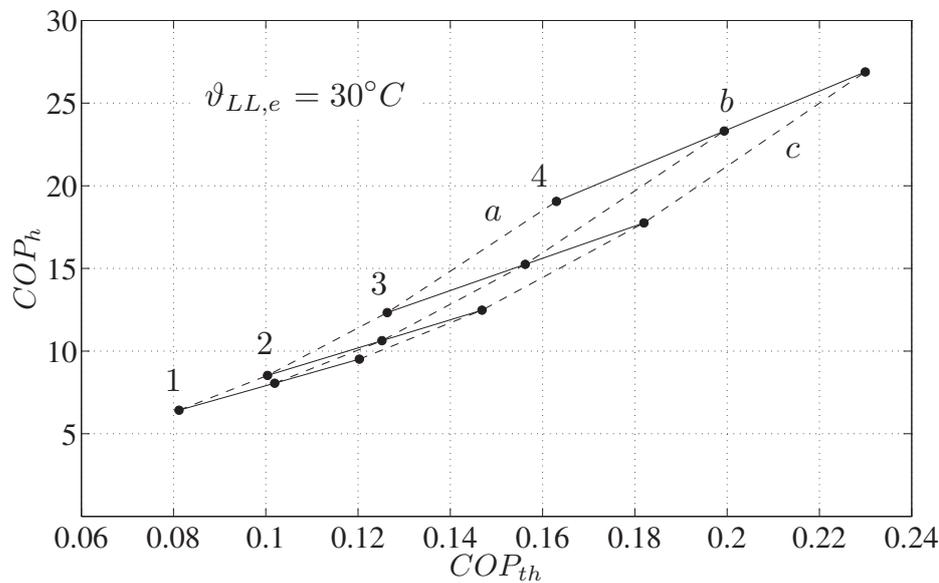


Abbildung 5.7: Hydraulische COP_h über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} für eine konstante Ladelufteintrittstemperatur von 30°C (Parameter $[p_{s2}, \vartheta_{U,e}]$: 1; [43 bar, 25°C], 2; [38 bar, 20°C], 3; [33 bar, 14°C], 4; [28 bar, 9°C]/ Parameter \dot{M}_{LL} : a; 300 kg/h, b; 400 kg/h, c; 500 kg/h).

Der hydraulische COP_h verläuft qualitativ wie bei der Berechnung mit den von der Umgebungstemperatur abhängigen Ladelufteintrittstemperaturen, wie der Vergleich von Abb. 5.7 mit Abb. 5.5 zeigt. Das Arbeitsfeld der Dampfstrahlkälteanlage ist bezüglich des hydraulischen COP_h enger als in Abb. 5.5 und erstreckt sich zu etwas schlechteren thermischen Wärmeverhältnissen COP_{th} weiter nach links. Der hydraulische COP_h liegt in der Betrachtung zwischen 6,5 und 27 und damit durchgängig schlechter als in Abb. 5.5, weil die in den verschiedenen Betriebspunkten konstanter Antriebsenergie der Kältemittelpumpe erzeugten Kälteleistungen durchgängig geringer sind.

5.4 Systembewertung

Ladelufttemperaturen vor Motoreinlass $\vartheta_{LL,a}$ im Bereich von 0 °C bis 10 °C, die mit der durch das Abgas angetriebenen Dampfstrahlkälteanlage unter den genannten Bedingungen grundsätzlich erzielt werden können, führen bei Ottomotoren durch eine Frühverstellung des Zündzeitpunkts zusammen mit einer Gemischabmagerung entlang der Klopf- und Zylinderdruckgrenze zur Steigerung des Motorwirkungsgrads von bis zu 18 % (Kadunic, Zegenhagen, und Scherer, 2014; Kadunic und Zegenhagen, 2013a,b). Zur Bewertung des Systems müssen allerdings auch die in Abschnitt 2.1.2 diskutierten Kriterien berücksichtigt werden, die den erreichbaren Wirkungsgradvorteil gegebenenfalls verringern. Die hinsichtlich dieser Kriterien in den Kapiteln zur Abgaswärmeübertragung 3, zur Dampfstrahlverdichtung 4 und zur Koppelung erarbeiteten wesentlichen Aspekte sollen im Folgenden nochmals zusammenfassend und im Vergleich mit alternativen Abgaswärmenutzungskonzepten diskutiert werden.

gravimetrische und volumetrische Leistungsdichten

Die zusätzliche Masse der Dampfstrahlkälteanlage im Fahrzeug bedingt einen Mehrverbrauch an Kraftstoff, der durch die gravimetrischen Leistungsdichten des Abgaswärmeübertrager- und Dampfstrahlverdichterprototyps sowie der weiteren Komponenten grob abgeschätzt wird.

Der in Abschnitt 4.2 untersuchte Dampfstrahlverdichterprototyp wiegt ohne Maßnahmen zur Gewichtsreduzierung etwa 4 kg, was bei den in der Koppelung zu erzeugenden Kälteleistungen von 2,3 kW bis 5,2 kW gravimetrischen

Leistungsdichten von $0,58 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{kg}$ bzw. $1,30 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{kg}$ entspricht. Die maximal erzielbare gravimetrische Prozessleistungsdichte wird also voraussichtlich nicht durch den Dampfstrahlverdichter begrenzt, sondern über die benötigten Wärmeübertragerflächen festgelegt.

Mit einem Volumen des Dampfstrahlverdichters von $0,62 \text{ dm}^3$ ist die aufgrund des begrenzten Bauraums wichtige, volumetrische Leistungsdichte von $3,71 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{dm}^3$ bzw. $8,39 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{dm}^3$ hoch.

Der in Abschnitt 3.2 untersuchte Abgaswärmeübertragerprototyp wiegt ungefähr 7 kg , was bei den in der Koppelung benötigten und auch realisierbaren Antriebswärmeströmen zwischen 16 kW und $26,5 \text{ kW}$ gravimetrischen Leistungsdichten von $2,29 \text{ kW}_{\text{Antrieb}}/\text{kg}$ bzw. $3,79 \text{ kW}_{\text{Antrieb}}/\text{kg}$ entspricht. Das Gewicht kann durch die Verringerung der überdimensionierten Kältemittelrohrwandstärke noch reduziert werden. Die gravimetrischen Leistungsdichten von bei mobilen Klimaanlage eingesetzten Verdampfern für R134a belaufen sich auf $5,88 \text{ kW}_{\text{Kälte}}/\text{kg}$ und bei Kondensatoren auf $5,88 \text{ kW}_{\text{Rückkühlung}}/\text{kg}$. Verdampfer und Kondensator der Kälteanlage werden voraussichtlich bei der in der Koppelung maximal nötigen Kälteleistung von $5,2 \text{ kW}$ und einem maximalen Rückkühlwärmestrom von 35 kW höchstens 900 g bzw. 5 kg wiegen².

Die volumetrische Leistungsdichte des untersuchten Abgaswärmeübertragerprototyps mit einem Volumen von $3,2 \text{ dm}^3$ liegt bei $5 \text{ kW}_{\text{Antrieb}}/\text{dm}^3$ bzw. $8,3 \text{ kW}_{\text{Antrieb}}/\text{dm}^3$ und damit in der Größenordnung von Verdampfern und Kondensatoren mobiler Klimaanlage.

Die wesentlichen Komponenten der Dampfstrahlkälteanlage aus Abb. 2.2, d.h. Abgaswärmeübertrager, Verdampfer und Kondensator sowie der Dampfstrahlverdichter selbst, werden für die diskutierte Koppelung also nicht mehr als 20 kg wiegen. Verdoppelt sich das Anlagengewicht durch die zusätzlich benötigte Pumpe, das Expansionsventil und Rohrleitungen auf 40 kg , entstünden Kraftstoffmehrverbräuche von $0,028 \text{ L}/100 \text{ km}$ für eine Konstantfahrt sowie $0,048 \text{ L}/100 \text{ km}$ im NEFZ (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Die im Vergleich mit alternativen thermischen Kälteverfahren (vgl. Abschnitt 1.1) hohe gravimetrische und volumetrische Leistungsdichte des Dampf-

²Ein Rückkühlwärmestrom von etwa 30 kW ergibt sich bei einem Antriebsdruck von 43 bar und einer Kälteleistung von $2,2 \text{ kW}$ bei einem thermischen Wärmeverhältnis von ungefähr $0,08$ (vgl. Abb. 5.6).

strahlkälteprozesses (vgl. Zegenhagen et al., 2009) wurde durch die Experimente bei den in der mobilen Anwendung nötigen, geringen Kälteleistungen experimentell bestätigt. Der Mehrverbrauch an Kraftstoff und der zusätzliche Bauraum sind deshalb vergleichsweise gering.

Prozesstemperaturniveau der Wärmeabfuhr an die Umgebung

In der Diskussion in Abschnitt 4.4.3 sowie in den Berechnungen der Koppelung wird deutlich, dass das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} und der hydraulische COP_{th} stark sensitiv gegenüber dem Temperaturhub der Kälteanlage ΔT_{Hub} sind. Der Verdampfer der Dampfstrahlkälteanlage sollte aufgrund der starken Sensitivität wie in der Koppelung zur Vermeidung zusätzlicher treibender Temperaturdifferenzen aufgrund von Wärmeübertragerschaltungen also unbedingt direkt in den Ladelufttrakt des Verbrennungsmotors integriert und der Kondensator direkt von der Umgebungsluft gekühlt werden. Die in der Koppelung angenommenen treibenden Temperaturdifferenzen am Verdampfer $\Delta T_{TKA,2}$ und am Kondensator $\Delta T_{TKA,1}$ von 5 K sind außerdem hoch und können entsprechend des Stands der Technik noch reduziert werden, was sich bei ansonsten gleichen Randbedingungen positiv auf die Prozessgüten auswirkt. Eine geringere als die in der Koppelung angenommene Aufwärmung der Umgebungsluft am Kondensator ΔT_U von 10 K ist für die größten berechneten Rückkühlwärmeströme von über 30 kW kaum realisierbar, weil bei einer spezifischen Wärmekapazität der Umgebungsluft $c_{p,U}$ von 1 kJ/kgK ein Kühlluftmassenstrom am Kondensator von über 3 kg/s zur Rückkühlung nötig wäre. Kühlluftmassenströme in dieser Größe sind derzeit die obere Grenze in verfügbaren Rückkühlern des Motorkühlmediums.

Der Temperaturhub wird in der Anwendung letztlich durch das Prozesstemperaturniveau der Wärmeabfuhr an die Umgebung bzw. die kritischen Kondensations- und damit einhergehend die Umgebungstemperatur $T_{U,e}$ bestimmt, weil die Verdampfungstemperaturen der Kälteanlage T_V durch die zu erzielende Abkühlung der Ladeluft bis auf den Bereich von 0°C bis 10°C festgelegt sind. Der Dampfstrahlkälteprozess besitzt einen Nachteil gegenüber jedem Abwärmenutzungskonzept, bei dem sich die Prozessgüte mit Erhöhung des Temperaturniveaus der Wärmeabfuhr nicht stark verschlechtert, so dass das Temperaturniveau bei steigenden Umgebungstemperaturen ohne eine starke Verringerung

der Prozessgüte angehoben werden kann. Die Prozessgüte der rechtsläufigen Kreisprozesse, d.h. der Thermoelektrik oder eines Kraftprozesses, verschlechtert sich bei steigender Temperatur der Wärmeabfuhr, beim Dampfstrahlkälteprozess verschlechtert sich jedoch nicht nur der rechtsläufige Antriebskreislauf, sondern auch der linksläufige Kältekreislauf (vgl. Abb. 2.3).

Abgasegendruck

Die sich durch den Abgaswärmeübertrager ergebenden, abgasseitigen Druckverluste müssen wegen des Kraftstoffmehrverbrauchs bei jedem Abwärmekonzept so gering wie möglich gehalten werden. Die experimentell ermittelten abgasseitigen Druckverluste des untersuchten Abgaswärmeübertragerprototyps von bis zu 70 mbar sind nicht vernachlässigbar, wie in Abschnitt 2.1.2 diskutiert wurde. Die gesamten Druckverluste der Abgasstrecke müssen sich aber nicht notwendigerweise um die zusätzlichen Druckverluste des Abgaswärmeübertragers erhöhen, weil sich durch die Auskühlung des Abgases im Abgaswärmeübertrager die Druckverluste in nachgeschalteten Komponenten verringern, wie in Abschnitt 3.4.4 verdeutlicht wurde. Außerdem bestehen durch eine Integration des Abgaswärmeübertragers in den Schalldämpfer oder durch eine Steigerung des Turboladerwirkungsgrads noch Möglichkeiten der Erhöhung des Abgasegendrucks entgegen zu wirken, so dass nachteilige Auswirkungen des Abgaswärmeübertragers auf den Motorprozess nicht zwingend sind.

Die Dampfstrahlkälteanlage besitzt gegenüber anderen Abgaswärmekonzepten hinsichtlich des Abgasegendrucks gegebenenfalls einen Vorteil aufgrund von geringen Anforderungen an den Abgaswärmeübertrager und damit einer vergleichsweise einfachen Gestaltung, die geringe Druckverluste ermöglicht. Beim Dampfstrahlkälteverfahren bedarf es prozessbedingt keiner großen Überhitzungen des Arbeitsmediums oder geringer Temperaturdifferenzen zwischen Abgas und Arbeitsmedium, wie in den Kapiteln 3 und 4 verdeutlicht wurde. Lediglich die vergleichsweise hohen Prozessdrücken müssen kontrolliert werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das Abgasenergieangebot auch

bei den geringen thermischen Wärmeverhältnissen COP_{th} grundsätzlich ausreichend, um den Dampfstrahlkälteprozess anzutreiben. Die aufgezeigten Prozessleistungsdichten sind hoch, so dass der Kraftstoffmeherverbrauch durch die zusätzliche Masse gering und die Anlage trotz begrenzten Bauraums ins Fahrzeug integrierbar ist. Außerdem ist eine Abgasgegendruckerhöhung bei günstiger Gestaltung und Integration des Abgaswärmeübertragers nicht zwingend, weshalb der Abgasgegendruck keine Begründung ist, das Dampfstrahlkälteverfahren als Abwärmenutzungskonzept zu verwerfen.

Einen wirklichen Nachteil gegenüber alternativen Abgaswärmenutzungskonzepten wie der in Abschnitt 2.1.1 erwähnten Thermoelektrik oder einem dem Motor nachgeschalteten Kraftprozess besitzt das Dampfstrahlkälteverfahren aufgrund der starken Sensitivität des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} gegenüber der Erhöhung der Umgebungstemperatur.

Das in einigen Betriebspunkten der Koppelung bei hohen Antriebsdrücken p_{s2} ermittelte geringe thermische Wärmeverhältnis COP_{th} bedingt einen geringen hydraulischen COP_h und hohe Rückkühlwärmeströme. Die entscheidenden Gründe dafür, das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} noch zu steigern, sind also die hohen zusätzlichen Energieverbräuche der Kältemittelpumpe sowie der hohe Rückkühlbedarf.

Eine Steigerung des Wärmeverhältnisses COP_{th} kann aufgrund der hohen ladeluftseitigen Temperaturspreizungen ΔT_{LL} , die sich in den Berechnungen der Koppelung auf 24K bis 43K belaufen, durch eine mehrstufige Dampfstrahlverdichtung erreicht werden, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird.

5.5 Prozessverbesserung

Ein zweistufiger Dampfstrahlkälteprozess ist als Beispiel in Abb. 5.8 schematisch dargestellt.

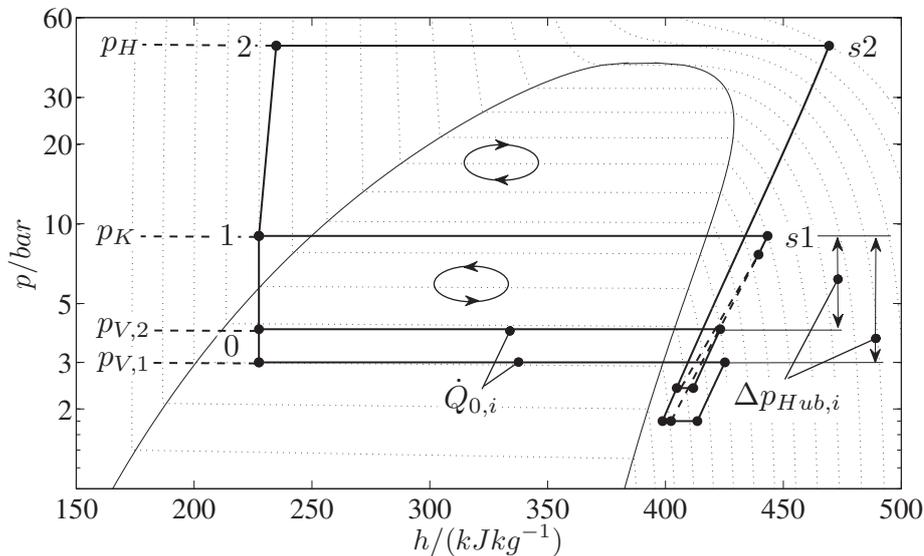


Abbildung 5.8: Schema eines zweistufigen Dampfstrahlkälteprozesses im p - h -Diagramm für R134a.

Die sich bei den vergleichsweise hohen Temperaturhüben ΔT_{Hub} der Kälteanlage ergebenden hohen ladeluftseitigen Spreizungen $\Delta T_{LL} = (T_{LL,e} - T_{LL,a})$ aus Abb. 5.2 erlauben die Erzeugung der insgesamt zu einer gewünschten Abkühlung der Ladeluft notwendigen Kälteleistung \dot{Q}_0 auf mehrere Verdampfungsdruckniveaus $p_{V,i}$. Die insgesamt erzeugte Kälteleistung \dot{Q}_0 ergibt sich dann aus den einzelnen, auf verschiedenen Verdampfungsdruck- und damit Verdampfungstemperaturniveaus $\vartheta_{V,i}$ erzeugten Kälteleistungen $\dot{Q}_{0,i}$.

Das Verdampfungsdruckniveau der unteren Stufe $p_{V,1}$ in Abb. 5.8 bleibt zum Erreichen gleicher Ladelufttemperaturen das gleiche Verdampfungsdruckniveau wie im einstufigen Prozess. Der dargestellte Druckhub der zusätzlichen Stufe $\Delta p_{Hub,2}$ und damit einhergehend auch der Temperaturhub $\Delta T_{Hub,2}$ verringern sich im Vergleich zur einstufigen Anlage in der zusätzlichen Stufe, wie in Abb. 5.8 gezeigt ist. Der verringerte Temperaturhub $\Delta T_{Hub,2}$ führt dort zu einem steigenden thermischen Wärmeverhältnis $COP_{th,2}$. Durch die Erhöhung des thermischen Wärmeverhältnisses $COP_{th,2}$ der in der zusätzlichen Stufe er-

zeugten Kälteleistung $\dot{Q}_{0,2}$, erhöht sich das thermische Wärmeverhältnis der insgesamt zu einer gewünschten Abkühlung der Ladeluft notwendigen Kälteleistung \dot{Q}_0 .

Um die mögliche Verbesserung des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} und des hydraulischen COP_h durch eine Mehrstufigkeit näherungsweise abschätzen zu können, werden die Gl. 4.33 und 4.34 für eine mehrstufige Dampfstrahlkälteanlage wie folgt formuliert:

$$COP_{th,m} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{n} \cdot 0,944 \cdot \left[1,13 + 0,378 \cdot \ln(p_{s0,i}/p_{s2}) \right] \quad (5.5)$$

$$COP_{h,m} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{n} \cdot \left[0,127 \cdot (p_{s2})^2 - 11,4 \cdot p_{s2} + 330 \right] \cdot \left[1,13 + 0,378 \cdot \ln(p_{s0,i}/p_{s2}) \right] \quad (5.6)$$

Die Verdampferaustrittsdrücke $p_{s0,i}$ sind die Drücke, die eine Gleichverteilung der Kälteleistung $\dot{Q}_{0,i}$ auf die verschiedenen Verdampfungsstufen erlauben, so dass das mittlere thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,m}$ und der mittlere hydraulische $COP_{h,m}$ als arithmetische Mittelwerte der n Stufen berechnet werden können.

In Abb. 5.9 ist das berechnete mittlere thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,m}$ und der mittlere hydraulische $COP_{h,m}$ über der Anzahl von Verdampfungsstufen n für die Randbedingungen des geringsten thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} von 0,08 aus Abb. 5.6 aufgetragen.

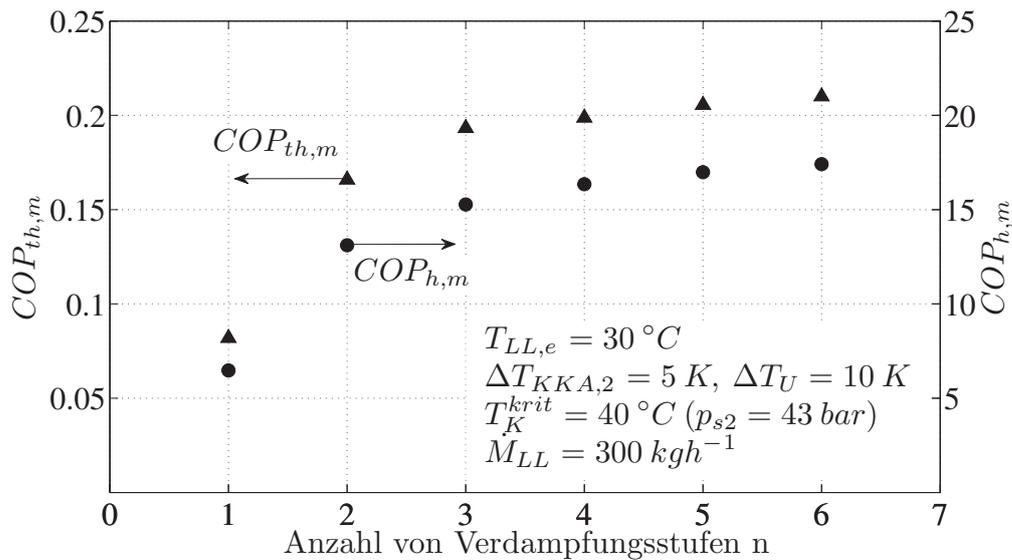


Abbildung 5.9: Mittlere thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,m}$ und mittlerer hydraulischer $COP_{h,m}$ über der Anzahl von Verdampfungsstufen n .

Das berechnete mittlere thermische Wärmeverhältnis $COP_{th,m}$ und der mittlere hydraulische $COP_{h,m}$ verdoppeln sich für den in Abb. 5.9 dargestellten Betriebspunkt von einer einstufigen zu einer zweistufigen Dampfstrahlkälteanlage. Ab der dritten Verdampfungsstufe n ist die Verbesserung der Effizienzen geringer als 10 %. Bei einer zweistufigen Anlage verschieben sich die Arbeitsfelder der Dampfstrahlkälteanlage aus Abb. 5.4, 5.5, 5.6 und 5.7 insgesamt zu besseren mittleren thermischen Wärmeverhältnissen $COP_{th,m}$ und hydraulischen $COP_{h,m}$.

Zur Realisierung von zwei Verdampfungsdruckniveaus werden sowohl zwei parallel geschaltete Expansionsventile als auch zwei parallel geschaltete Dampfstrahlverdichter benötigt, was die Anlagenkomplexität erhöht. Der Verdampfer muss kältemittelseitig so aufgebaut sein, dass das Kältemittel auf zwei unterschiedlichen Druckniveaus verdampfen kann.

Bei einer Parallelschaltung mehrerer Dampfstrahlverdichter besteht jedoch zusätzlich die Möglichkeit einer stufenweisen Regelung der Kälteleistung und der Entkoppelung von Abgasenergieangebot und erzielbarem Antriebsdruck durch Zu- und Abschalten der einzelnen Dampfstrahlverdichter ähnlich wie bei der in Abschnitt 2.2.4 erläuterten Düsennadelregelung. Im Gegensatz zur Düsennadelregelung wird außerdem eine Entkoppelung des Abgasenergieangebots von

der erzielbaren Kondensationstemperatur erreicht (vgl. Abschnitt 2.2.4).

Durch einen verbesserten thermischen COP_{th} verringern sich bei gegebener Kälteleistung \dot{Q}_0 sowohl der notwendige Antriebswärmestrom als auch der Rückkühlwärmestrom. Durch die Verringerung des benötigten Antriebsstroms könnte entweder die Abgaswärmeübertragerfläche oder auch das benötigte Abgastemperaturniveau ohne Steigerung von abgasseitigen Druckverlusten noch gesenkt werden. Durch die Verringerung des Rückkühlwärmestroms könnte entweder der benötigte Kühlluftmassenstrom am Kondensator gesenkt oder die Aufwärmung der Umgebungsluft verringert werden, wodurch die Dampfstrahlkälteanlage bis zu noch höheren als in der Koppelung berechneten Umgebungstemperaturen im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters betrieben werden kann.

Die erzielbaren Prozessleistungsdichten sinken nicht notwendigerweise, weil sie vor allem mit den Wärmeübertragerflächen, nicht aber mit dem Dampfstrahlverdichter oder dem Expansionsventil skalieren, wie in der Diskussion in Abschnitt 5.4 erarbeitet wurde. Die Wärmeübertragerflächen des Abgaswärmeübertragers und des Kondensators verringern sich aber durch die Erhöhung des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} , weshalb sich die Prozessleistungsdichten insgesamt durch mehrere Expansionsventile und Dampfstrahlverdichter nicht verringern müssen.

Kapitel 6

Schlussbetrachtung

6.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften sowie die Eignung und das Potential eines mit Abgaswärme angetriebenen Dampfstrahlkälteprozesses mit dem Kältemittel R134a zur weiteren Kühlung der Ladeluft im Anschluss an die konventionelle Ladeluftkühlung bei aufgeladenen Ottomotoren im Kraftfahrzeug analysiert. Kernkomponenten des Kälteprozesses sind der Abgaswärmeübertrager sowie der Dampfstrahlverdichter, die getrennt voneinander experimentell und theoretisch untersucht wurden. Für die Übertragung der Abgaswärme auf das Kältemittel sowie die Dampfstrahlverdichtung im über- und unterkritischen Druckbereich wurden mit Messungen untermauerte Simulationsmodelle entwickelt, die zu einem besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge beitragen. Die Ergebnisse der Abgaswärmeübertragung und der Dampfstrahlverdichtung dienen abschließend einer das Abgaswärmenutzungskonzept bewertenden Systembetrachtung.

Mit dem **Abgaswärmeübertragerprototyp** wurden vor den Untersuchungen mit dem Kältemittel R134a zur Überprüfung der abgasseitigen Annahmen des vereinfachten Wärmeübertragungsmodells und zur Einstufung der Größenordnung des abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten Referenzexperimente mit einem Wasser-Glykol-Gemisch unternommen. Die in den Referenzexperimenten übertragenen Wärmeströme konnten qualitativ zutreffend und quantitativ ausreichend genau mit in der Literatur gängigen Wärmeübergangsbeziehungen nach Gnielinski (1975a,b, 1978, 1995) abgebildet werden.

Zur quantitativ ausreichend genauen Berechnung mussten allerdings die aus den hohen Temperaturdifferenzen zwischen Abgas und Kühlmittel resultierenden Änderungen der Fluideigenschaften mit der Korrektur der Nusseltbeziehungen nach Gregorig (1973) im Wärmeübertragungsmodell berücksichtigt werden. Mit dem Modell wurden mittlere abgasseitige Wärmeübergangskoeffizienten zwischen $40 \text{ W/m}^2\text{K}$ und $250 \text{ W/m}^2\text{K}$ bei Abgasmassenströmen von 40 kg/h bis 600 kg/h berechnet.

In den **Experimenten mit dem Kältemittel R134a** wurden bei Abgasmassenströmen von 200 kg/h bis 600 kg/h und Abgaseinlasstemperaturen zwischen 450°C und 550°C mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp Wärmeströme von $7,5 \text{ kW}$ bis $20,5 \text{ kW}$ vom Abgas auf das Kältemittel übertragen. Die Wärmedurchgangskoeffizienten der Messungen mit dem Kältemittel lagen zwischen 120 W/m^2 und 240 W/m^2 .

In den Experimenten entsprachen Änderungen der abgasseitigen Einlasstemperatur um $\pm 100\text{K}$ hinsichtlich des übertragenen Wärmestroms ungefähr einer Änderung des Abgasmassenstroms um $\pm 100 \text{ kg/h}$. Die übertragenen Wärmeströme steigen also bei für Ottomotoren üblichen höheren Abgastemperaturen in der Koppelung mit dem Verbrennungsmotor noch. Darüber hinaus kann der Wärmestrom durch eine Vergrößerung der Übertragerfläche des Abgaswärmeübertragerprototyps bei einem Wärmeübertragerwirkungsgrad von nur 15% wegen der hohen treibenden Temperaturdifferenzen zwischen Abgas und Kältemittel ebenfalls noch gesteigert werden. Außerdem ergeben sich laut den Modellrechnungen bei der Längsumströmung des Abgases um die Kältemittelrohre die geringsten Wärmeübergangskoeffizienten des Abgases. Die längs vom Abgas umströmte Fläche beträgt aber bei dem Abgaswärmeübertragerprototyp etwa 80% der gesamten Wärmeübertragerfläche. Zur Erhöhung der Wärmestromdichte könnte demnach die Führung der Kältemittelrohre bei einem verbesserten Abgaswärmeübertragerprototyp in eine durchgängig quer vom Abgas angeströmte Führung umgestaltet werden. Die übertragbaren Wärmeströme reichen deshalb in weiten Teilen und vor allem im oberen Lastbereich des Motorbetriebsfelds grundsätzlich aus, um den Dampfstrahlkälteprozess anzutreiben.

Der im Experiment übertragene Wärmestrom weist in den beschriebenen Betriebsgrenzen eine weitgehende Unabhängigkeit vom Kältemitteldruck zwi-

schen 25 bar und 51 bar auf und wird maßgeblich durch die Abgastemperatur und den Abgasmassenstrom bestimmt. Das liegt zum einen darin begründet, dass die absoluten Änderungen der treibenden Temperaturdifferenzen mit dem Kältemitteldruckniveau relativ betrachtet gering und damit für den übertragenen Wärmestrom nicht ausschlaggebend sind. Zum anderen ist die Abgasseite der bestimmende Widerstand des Wärmedurchgangs. Das Kältemitteldruckniveau zum Antrieb des Dampfstrahlkälteprozesses kann also für die Prozessregelung ohne Beeinträchtigung des Wärmestroms in Abhängigkeit von der Abgastemperatur und dem Abgasmassenstrom in weiten Grenzen frei gewählt werden.

Die gesamten Messungen mit dem Abgaswärmeübertrager wurden nach einer dreimonatigen Messpause nochmals reproduziert. Eine die reproduzierten Messungen beeinflussende Zersetzung des Kältemittels R134a wurde nicht festgestellt, weil die Temperaturen der Kältemittelrohre nahe bei den Kältemitteltemperaturen sind.

Die unabhängig vom Kältemitteldruck im Abgaswärmeübertragerprototyp erzielten überkritischen Kältemittelüberhitzungen ΔT_2 reichen bei den untersuchten Kältemitteldrücken von bis zu 50 bar aus, um bei der Expansion in der Lavaldüse des Dampfstrahlverdichters nicht in das Nassdampfgebiet zu gelangen und so den Dampfstrahlverdichter problemlos zu betreiben. Das Einstellen höherer kältemittelseitiger Überhitzungen von einigen Kelvin im unterkritischen Druckbereich hingegen wurde in den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp nicht erreicht. Vermutlich sind die Probleme auf eine Mitnahme und Nachverdampfung von Kältemitteltröpfchen zurückzuführen, deren vollständige Vermeidung eine aufwendigere Gestaltung des Abgaswärmeübertragers bedingen würde. Auch die unterschiedliche Länge der Kältemittelrohre ist vor dem Hintergrund einer unvollständigen Verdampfung im Wärmeübertrager ungünstig, weshalb die Führung der Rohre so umgestaltet werden sollte, dass die Rohre alle gleich lang sind. Grundsätzlich ist es für die einfache Ausführung des Abgaswärmeübertragers vorteilhaft, den sich der Wärmeübertragung anschließenden Dampfstrahlkälteprozess im unterkritischen Druckbereich mit dem in den Experimenten ohne komplizierte Abscheidung erzeugten Sattdampf betreiben zu können.

Die Abgasmassenströme von 200 kg/h bis 600 kg/h resultieren in abgasseitigen

Druckverlusten des Abgaswärmeübertragerprototyps von ungefähr 8 mbar bis 70 mbar. Die Druckverluste sind im Hinblick auf die erhöhte Ladungswechselarbeit des Motors nicht vernachlässigbar. Die gesamten Druckverluste der Abgasstrecke erhöhen sich aber nicht zusätzlich um die Druckverluste des Abgaswärmeübertragers, weil sich durch die Auskühlung des Abgases im Abgaswärmeübertrager die Druckverluste in nachgeschalteten Komponenten verringern. Außerdem kann durch eine Integration des Abgaswärmeübertragers in den Schalldämpfer oder durch eine Steigerung des Turboladerwirkungsgrads noch einer Erhöhung des Abgasgedrucks entgegengewirkt werden, so dass nachteilige Auswirkungen des Abgaswärmeübertragers auf den Motorprozess ausbleiben.

Durch Verringerung der Kältemittelrohrwandstärken besteht bei dem Abgaswärmeübertragerprototyp mit einem Gewicht von 7kg und einem Bauvolumen von $3,2\text{dm}^3$ weiteres Potential zur Gewichts- und Volumenreduzierung bei der sich als für die hohen Kältemittelbetriebsdrücke als geeignet erwiesenen einfachen Rohrbündelbauweise.

Die Simulationen der **Wärmeübertragung im überkritischen Druckbereich** des Kältemittels bilden die experimentellen Ergebnisse mit der Korrektur der Nusseltbeziehungen nach Krasnoshchekov und Protopopov (1959) mit einer mittleren, arithmetischen Abweichung von 4,7 % gut ab. Die mit den jeweiligen Wärmeübertragerflächen gemittelten kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von $450\text{ W/m}^2\text{K}$ bis $1230\text{ W/m}^2\text{K}$ sind in den Simulationsrechnungen größer als die gemittelten abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von $100\text{ W/m}^2\text{K}$ bis $240\text{ W/m}^2\text{K}$, jedoch sind die Verhältnisse der gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten von 4,3 bis 6 nicht derart groß, dass der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient keinen Einfluss auf den Wärmedurchgang besitzt. Gemäß den Simulationsergebnissen könnte dementsprechend durch eine Halbierung des Kältemittelrohrquerschnitts der übertragene Wärmestrom je nach Randbedingungen der Wärmeübertragung noch um ungefähr 20 % bis 30 % gesteigert werden.

Der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient wird stark durch die Änderung der Fluideigenschaften in Wandnähe bestimmt. Im Mittel wird der kältemittelseitige Wärmeübergangskoeffizient um etwa einen Faktor 2 deutlich verstärkt. Der berechnete Wärmeübergangskoeffizient der flüssigen Kältemit-

telströmung wäre ohne die Korrektur aufgrund der Änderung der Fluideigenschaften nicht viel größer als der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizient. Der Einfluss der Änderung der Fluideigenschaften besonders in der Nähe des kritischen Punkts muss deshalb bei den hohen Temperaturdifferenzen zwischen dem Abgas und dem Kältemittel in die Modellierung des Wärmeübertrags einfließen.

Mit der Modellierung der **unterkritischen Wärmeübertragung** auf Basis der Siedekennzahl und unter der Annahme des voll ausgebildeten unterkühlten Siedens ab dem Rohreintritt mit den Wärmeübergangsbeziehungen nach Kandlikar (1998, 1990) und Groeneveld und Delorme (1976) werden ausreichend genaue quantitative Ergebnisse mit einer mittleren, arithmetischen Abweichung von 12 % erzielt. Die lokalen kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von $200 \text{ W/m}^2\text{K}$ bis $60000 \text{ W/m}^2\text{K}$ übersteigen die lokalen abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten von $90 \text{ W/m}^2\text{K}$ bis $450 \text{ W/m}^2\text{K}$ laut den Simulationsergebnissen immer um eine oder mehrere Größenordnungen. Die gute qualitative Abbildung der Wärmeströme mit dem Modell für die unterkritische Verdampfung ist daher nicht erstaunlich, weil die kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten so groß sind, dass allein die Abgasseite den übertragenen Wärmestrom bestimmt.

Das durchgängige Überschätzen des übertragenen Wärmestroms weist nach durchgängigem Unterschätzen bei den Referenzmessungen entgegen der Modellannahmen auf eine Verzögerung des Siedebeginns am Rohreinlauf hin. Die Verzögerung dürfte laut den Simulationen jedoch nur gering sein. Eine geeignete Korrelation zur Berechnung der Verzögerung wurde in der Literatur nicht gefunden und somit im Modell nicht implementiert.

Der **Dampfstrahlverdichterprototyp** wurde mit dem Kältemittel R134a mit Antriebsdrücken von 25,5 bar bis 41,5 bar im über- und unterkritischen Kältemitteldruckbereich betrieben. Ein Unterschied des Betriebsverhaltens im über- im Vergleich zum unterkritischen Druckbereich zeichnete sich in den Experimenten nicht ab.

Im überkritischen Druckbereich wurde das Kältemittel um ungefähr 5 K gegenüber der pseudokritischen Temperatur überhitzt und im unterkritischen Druckbereich wurde der Dampfstrahlverdichter durchgängig mit Sattedampf angetrieben, wodurch experimentell nachgewiesen wurde, dass die mit dem Ab-

gaswärmeübertragerprototyp eingestellten Kältemittelaustrittszustände zum ungestörten Betrieb des Dampfstrahlkälteprozesses ausreichen. Da es beim Dampfstrahlkälteprozesses keiner großen antriebsseitigen Kältemittelüberhitzungen bedarf, lässt sich der Abgaswärmeübertrager einfach gestalten und es lassen sich hohe Leistungsdichten erzielen. Die zum Antrieb des Dampfstrahlkälteprozesses benötigten Wärmeströme von 15 kW bis 27 kW sind mit dem einfachen Abgaswärmeübertragerprototyp aus dem Abgas auf das Kältemittel übertragbar.

Der Betrieb der Dampfstrahlkälteanlage wird bei gegebenen thermodynamischen Randbedingungen, d.h. bei gegebenen antriebs-, kondensator- und verdampferseitigen Druck- und damit Temperaturniveaus, maßgeblich durch die Betriebscharakteristik des Dampfstrahlverdichters bestimmt. Die experimentellen Ergebnisse der Dampfstrahlverdichtung untermauern die Theorie, dass sich die Betriebscharakteristik eines geometrisch festen Dampfstrahlverdichters am besten dimensionslos in Form der Mitführrate in Abhängigkeit von den Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ darstellen lässt.

Zwischen der Mitführrate und dem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ besteht im Auslegungsbereich des Dampfstrahlverdichters ein annähernd logarithmischer Zusammenhang. Der logarithmische Zusammenhang erklärt die steile Abnahme der Mitführrate bei einer Verringerung des Verdampfungsdrucks bei gegebenem Antriebsdruck.

Die kritischen Gegendruckverhältnisse $\pi_{s1,s2}^{krit}$ ändern sich in den Experimenten nicht, sondern sind im Rahmen der Messabweichungen ein konstanter Wert von ungefähr 0,23. Der Betrieb des Dampfstrahlverdichters beim kritischen Gegendruck p_{s1}^{krit} ist am günstigsten, weil die Druck- und damit die Temperaturhübe unabhängig vom Antriebsdruck dort bei einem gegebenen thermischen Wärmeverhältnis ungefähr gleich und am größten sind.

Die Darstellung eignet sich zur Beschreibung der Betriebscharakteristik des Dampfstrahlverdichters sowie zu dessen empirischer Abbildung und zum Vergleich verschiedener Dampfstrahlverdichtergeometrien.

Die Skalierung der Kälteleistung des Dampfstrahlkälteprozesses mit dem Kältemittel R134a in den für die Anwendung im Kraftfahrzeug interessanten Kälteleistungsbereich von 1,5 kW bis 6 kW wurde experimentell nachgewiesen. Die Kälteleistungen wurden bei Kondensationstemperaturen von bis zu 38 °C

erzielt, womit die Rückkühlung der Dampfstrahlkälteanlage bis zu hohen Umgebungstemperaturen ermöglicht wird.

Die bei den genannten Kältemittelantriebsdrücken mit dem Dampfstrahlverdichter erreichten absoluten Verdampfungstemperaturen von -15 °C bis 10 °C und die dazu gehörigen Temperaturhübe von 41 K bis 15 K im Betrieb beim kritischen Kondensatorgegendruck ermöglichen grundsätzlich eine weitere Kühlung der Ladelufttemperatur nach dem konventionellen Ladeluftkühler.

Das thermische Wärmeverhältnis des Dampfstrahlkälteprozesses COP_{th} entspricht in den Experimenten annähernd der Mitführrate und variiert je nach erzeugtem Temperaturhub zwischen $0,05$ und $0,35$. Die Kälteleistung und der hydraulische COP_h hängen je nach Antriebsdruck linear von der Mitführrate ab. Je höher der Antriebsdruck ist, desto größer ist die erzeugte Kälteleistung bei gegebener Mitführrate und desto geringer ist der hydraulische COP_h , der in den Experimenten zwischen 5 und 45 liegt. Zum Erreichen möglichst hoher thermischer Wärmeverhältnisse und hydraulischer COP_h sollte deshalb in Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur bzw. von den kondensatorseitigen Randbedingungen über den geringstmöglichen Antriebsdruck immer der geringstmögliche kritische Kondensatorgegendruck eingeregelt werden.

Bei der Untersuchung der antriebsseitigen Überhitzung wurde erarbeitet, dass eine Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung bei ansonsten gleichen Bedingungen keinen starken Einfluss auf die Mitführrate besitzt und das thermische Wärmeverhältnis sich dadurch nicht verschlechtert. Das Absenken des Antriebsdrucks zur Regelung der Dampfstrahlkälteanlage in Koppelung mit dem Verbrennungsmotor und einer bei konstantem Abgasenergieangebot damit gegebenenfalls einhergehenden Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung wirkt sich deshalb nicht nachteilig auf die Prozessgüte aus.

Bei dem untersuchten Dampfstrahlverdichterprototyp besteht mit einem Gewicht von 4 kg und einem Bauvolumen von $0,62\text{ dm}^3$ noch Potential zur Gewichtsreduzierung.

Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte physikalische eindimensionale Modell der **Dampfstrahlverdichtung** berechnet basierend auf Masse-, Energie- und Impulserhaltung konsistent die sich im Dampfstrahlverdichter im Betrieb beim kritischen Gegendruck ergebenden Drücke, Geschwindigkeiten und Massenströme unter Berücksichtigung des Realgasverhaltens des Käl-

temittels. Das Modell fußt vor allem auf der Annahme der Druckgleichheit zwischen Antriebs- und Saugstrom in den Betriebszuständen, in denen der Saugstrom aufgrund der in den Experimenten beobachteten vom Gegendruck unabhängigen Konstanz die Schallgeschwindigkeit erreichen muss, sowie einer isobaren Mischung.

Das Realgasverhalten wirkt sich insbesondere bei der Entspannung des Antriebsstroms von den hohen antriebsseitigen Drücken bis auf die niedrigen verdampferseitigen Drücke aus. Im Vergleich zum Idealgas ändern sich dabei aufgrund der sich ändernden Isentropenexponenten, Kompressibilitätszahlen und deren Ableitungen die Druckverhältnisse und Geschwindigkeiten am Austritt der Lavaldüse, was nicht nur bei der Modellierung und Berechnung, sondern auch bei der Auslegung des divergenten Lavaldüsenteils berücksichtigt werden muss. Aber auch das kritische Druckverhältnis bleibt nicht konstant, sondern ändert sich vom Antriebs- zum Saugstrom aufgrund unterschiedlicher Isentropenexponenten um bis zu 10 %.

Zur Bestimmung der Antriebs- und Kälteleistung muss die Erhöhung des kritischen Antriebsmassenstroms aufgrund des Realgasverhaltens in der Simulationsrechnung wie auch in der Auslegung des engsten Lavaldüsenquerschnitts unbedingt berücksichtigt werden. Beim Antriebsdruck von 41,5 bar ergeben sich ansonsten Abweichungen im Antriebsmassenstrom um über 20 %.

Aus dem Vergleich des berechneten und experimentell ermittelten Antriebsmassenstroms ergibt sich eine Einschnürungszahl von 0,95 %, mit der der berechnete Antriebsmassenstrom an den experimentell ermittelten Antriebsmassenstrom angepasst werden kann, so dass die verbleibenden Abweichungen vernachlässigbar sind.

Durch die Anpassung der im Simulationsmodell berechneten Mitführrate an die experimentellen Ergebnisse mittels eines physikalisch interpretierbaren Verlustkoeffizienten, der als Ausgleichsgerade in das Modell integriert wird, kann die Mitführrate der Dampfstrahlverdichtung bei Kenntnis der Dampfstrahlverdichtergeometrie im über- und unterkritischen Druckbereich in Abhängigkeit von den drei Ruhezuständen mit einer mittleren, arithmetischen Abweichung von 7,8 % berechnet werden. Im Gegensatz zu aus der Literatur bekannten Koeffizienten umfasst der Verlustkoeffizient ϕ in vorliegender Arbeit die Impulsverluste des Antriebsstroms, d.h. die Dissipation in der Lavaldüse aufgrund

von Wandreibung, von Stoßverlusten im Überschallfreistrahler und von Wechselwirkungen mit dem Saugstrom, d.h. Reibung und Stoßverluste zwischen beiden Strömungen. Aus der Diskussion der Modellergebnisse wurde eine funktionale Abhängigkeit des Verlustkoeffizienten von der Antriebs- sowie der Mischungsgeschwindigkeit abgeleitet.

Die in der **Koppelung** von Dampfstrahlkälteanlage und Verbrennungsmotor erzielbare Ladeluftkühlung wird basierend auf den experimentellen Messungen von Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung und einigen zusätzlichen Annahmen für den Fall einer konstanten oder einer von der Umgebungstemperatur abhängigen Ladelufteintrittstemperatur in den Verdampfer der Kälteanlage berechnet. Die in der Koppelung berechneten potentiell erzielbaren Ladelufttemperaturen von 12°C und -3°C sind in dem für Ottomotoren zur Steigerung des Wirkungsgrads nutzbaren, ladeluftseitigen Temperaturbereich.

Die aufgezeigten Prozessleistungsdichten sind hoch, so dass der Kraftstoffmeherverbrauch von $0,028\text{ L}/100\text{ km}$ für eine Konstantfahrt sowie $0,048\text{ L}/100\text{ km}$ im NEFZ aufgrund der überschlagenen zusätzlichen Anlagenmasse von 40 kg gering und die Anlage trotz begrenzten Bauraums ins Fahrzeug integrierbar ist. Außerdem ist eine Abgasgedruckerhöhung bei günstiger Gestaltung und Integration des Abgaswärmeübertragers nicht zwingend und somit der Abgasgedruck kein Ausschlusskriterium des Dampfstrahlkälteverfahrens als Abwärmekonzept.

Das thermische Wärmeverhältnis variiert in den Berechnungen der erzielbaren Ladeluftkühlung je nach Randbedingungen zwischen $0,08$ und $0,25$, weswegen das Abgasenergieangebot grundsätzlich ausreicht, um den Dampfstrahlkälteprozess anzutreiben. Das thermische Wärmeverhältnis bedingt jedoch einen geringen hydraulischen COP_h , der im schlechtesten berechneten Betriebspunkt $6,5$ beträgt, und damit hohe zusätzliche mechanische Energieverbräuche, die zum Scheitern des Konzepts führen können. Geringe thermische Wärmeverhältnisse bedeuten außerdem hohe Rückkühlwärmeströme. Der Rückkühlbedarf resultiert in den ungünstigsten in der Koppelung berechneten Betriebspunkten in Kühlluftmassenströmen, die derzeit an der oberen Grenze der Massenströme in verfügbaren Rückkühlern des Motorkühlmediums sind. Eine Verbesserung des thermischen Wärmeverhältnisses COP_{th} ist also aufgrund teils

hoher zusätzlicher Energieverbräuche für die Kältemittelpumpe sowie teils hohem Rückkühlbedarf anzustreben. Eine Möglichkeit ist die mehrstufige Dampfstrahlverdichtung, die aber nicht weiter eingehend untersucht wurde.

Einen Nachteil gegenüber alternativen Abgaswärmenutzungskonzepten besitzt das Dampfstrahlkälteverfahren aufgrund der starken Sensitivität des thermischen Wärmeverhältnisses gegenüber der Erhöhung der Umgebungstemperatur und damit des von der Anlage erzeugten Temperaturhubs. Der Verdampfer der Dampfstrahlkälteanlage sollte zur Vermeidung zusätzlicher treibender Temperaturdifferenzen aufgrund von Wärmeübertragerschaltungen in jedem Fall direkt in den Ladelufttrakt des Verbrennungsmotors integriert und der Kondensator direkt gegen die Umgebung gekühlt werden, so dass sich der von der Kälteanlage zu erzeugende Temperaturhub nicht unnötig erhöht und das thermische Wärmeverhältnis dadurch verringert.

6.2 Ausblick

Bei den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit handelt es sich ausschließlich um stationäre Betrachtungen. Im dynamischen Betrieb des Verbrennungsmotors im Kraftfahrzeug besteht ähnlich wie bei der Abgasturboaufladung auch bei der weiteren Kühlung der Ladeluft eine zeitliche Diskrepanz zwischen dem Kältebedarf und dem Abgasenergieangebot. Die zur Kühlung benötigte Kälte wird im Dampfstrahlkälteprozess vor allem bedingt durch die Trägheit der Wärmeübertrager als Schnittstellen zum Verbrennungsmotor vor dem Auftreten des eigentlichen Bedarfs erzeugt werden müssen. Deshalb wird kurzfristig und in großer Höhe anfallender Kältebedarf nur durch einen Speicher oder Puffer zu decken sein. Hierfür könnte aber die Wärmekapazität des Verdampfers ausreichen.

Die Kälte würde in der Teillast des Motors erzeugt und in sensibler Form gespeichert werden, wobei die nicht so kalte Ladeluft mittels eines Bypasses am sich abkühlenden Kälteanlagenverdampfer vorbeigeführt wird. Bei Bedarf stünde die Kälte durch Überströmen des Verdampfers ohne die Anlagentotzeiten direkt zur Verfügung.

Zur Untersuchung der Dynamik eines solchen Systems sowie der in Abschnitt 5.5 beschriebenen mehrstufigen Dampfstrahlverdichtung zur Verbesserung des

thermischen Wärmeverhältnisses besteht weiterer Forschungsbedarf.

Anhang A

Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung

In folgendem Kapitel werden die Berechnungsgleichungen des Wärmeübergangskoeffizienten bei der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle und bei quer angeströmten Rohrbündeln eingeführt.

A.1 Wärmeübergang bei der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle

Nach den Arbeiten von Dittus und Boelter (1930) und Sieder und Tate (1936) zum Wärmeübergang bei der einphasigen, turbulenten Strömung durch Rohre oder Kanäle erarbeitete Gnielinski (1975a,b, 1995) Wärmeübergangsgleichungen der einphasigen Strömung durch Rohre oder Kanäle, welche die unterschiedlichen, auftretenden Strömungsprofile berücksichtigen und deshalb in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl Re zwischen laminarer ($Re < 2300$), turbulenter ($Re > 10^4$) sowie der Strömung im Übergangsbereich ($2300 < Re < 10^4$) unterscheiden.

Der mit den Wärmeübergangsgleichungen berechnete Wärmeübergangskoeffizient α_i wird entweder als lokaler Wärmeübergangskoeffizient α_x als das Verhältnis aus lokaler Wandwärmestromdichte $\dot{q}_W(x)$ zur lokalen treibenden Temperaturdifferenz $\Delta T(x)$ aus Abb. 2.5 oder als über die Wärmeübertragerfläche integrierter Wärmeübergangskoeffizient $\alpha_m = 1/L \cdot \int_0^x \alpha(x) \cdot dx$ definiert.

Der Wärmeübergangskoeffizient wird gemäß der Abhängigkeit von der Strö-

mung, der Geometrie und den Fluideigenschaften praktisch häufig als Funktion der Reynolds- Re und der Prandtl-Zahl Pr in Form eines Potenzansatzes berechnet. Das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil der Strömung bildet sich nicht schlagartig am Rohr- bzw. Kanaleinlass, sondern erst nach einer gewissen Einlaufstrecke aus. Bei hydraulisch und thermisch noch nicht ausgebildeter Strömung bzw. bei einer Strömung mit hydrodynamischer und thermischer Einlaufstrecke ergibt sich eine Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom Verhältnis von Rohr- bzw. Kanaldurchmesser zur Lauflänge (d/x), was mittels eines Korrekturfaktors $K_{L,i}$ in den Potenzgleichungen berücksichtigt wird. Die Nusselt-Zahl des laminaren Bereichs ($Re < 2300$) berechnet sich wie folgt (vgl. VDI, 2005):

$$Nu_{lam,i} = [3,66^3 + 0,7^3 + (Nu_{lam,1,i} - 0,7)^3 + Nu_{lam,2,i}^3]^{1/3} \quad (\text{A.1})$$

Der Index i kennzeichnet, ob es sich um die lokale oder die mittlere Nusselt-Zahl $Nu_{lam,x}$ oder $Nu_{lam,m}$ handelt. Die beiden Nusselt-Zahlen $Nu_{lam,1,i}$ und $Nu_{lam,2,i}$ berechnen sich aus:

$$Nu_{lam,1,i} = 1,615 \cdot Re^{1/3} \cdot Pr^{1/3} \cdot K_{L,i},$$

mit $Re = \frac{w_m \cdot d}{\nu},$ (A.2)

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda},$$
 (A.3)

$$K_{L,x} = 2/3 \cdot (d/x)^{1/3} \quad \text{bzw.} \quad K_{L,m} = (d/L)^{1/3}$$

$$Nu_{lam,2,i} = \left(\frac{2}{1 + 22 \cdot Pr} \right)^{1/6} \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/2} \cdot K_{L,i},$$

mit $K_{L,x} = 1/2 \cdot (d/x)^{1/2} \quad \text{bzw.} \quad K_{L,m} = (d/L)^{1/2}$

$K_{L,x}$ und $K_{L,m}$ bezeichnen die jeweiligen Korrekturfaktoren der Rohrlänge für die lokalen bzw. die mittleren Nusseltbeziehungen Nu_x und Nu_m .

Die Nusselt-Zahl des turbulenten Bereichs Nu_{turb} ($Re > 10^4$) berechnet sich in Abhängigkeit vom Druckverlustbeiwert ξ , der Reynolds- und der Prandtl-Zahl sowie des Verhältnisses (d/L) bzw. (d/x) nach folgender Gleichung (Gnielinski, 1975a):

$$Nu_{turb,i} = \frac{(\xi/8) \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot \sqrt{\xi/8} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot K_{L,i} \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad K_{L,m} &= \left[1 + \left(\frac{d}{L} \right)^{2/3} \right] \\ \text{bzw.} \quad K_{L,x} &= \left[1 + \frac{1}{3} \cdot \left(\frac{d}{x} \right)^{2/3} \right], \\ \xi &= (1,8 \cdot \log_{10}(Re) - 1,5)^{-2} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Der obige Druckverlustbeiwert ξ leitet sich aus der turbulenten Strömung durch glatte Kreisrohre ab.

Die Nusselt-Zahl des Übergangsbereichs $Nu_{\text{über}}$ ($2300 \leq Re \leq 10^4$) berechnet sich nach der Interpolationsgleichung von Gnielinski (1995):

$$Nu_{\text{über},i} = (1 - \gamma) \cdot Nu_{lam,i} + \gamma \cdot Nu_{turb,i} \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma = \frac{Re - 2300}{10^4 - 2300} \quad (\text{A.7})$$

Der Intermittenzfaktor γ beschreibt die dauernd turbulente $\gamma = 1$ und die dauernd laminare Strömung $\gamma = 0$.

Der lokale bzw. mittlere Wärmeübergangskoeffizient α_x bzw. α_m der jeweiligen Strömungsbereiche berechnet sich wie folgt:

$$\alpha_i = \frac{Nu_{lam/turb/über,i} \cdot \lambda}{d} \quad (\text{A.8})$$

In Gl. A.8 sind die entsprechenden Nusselt-Zahlen nach Gl. A.1, A.4 bzw. A.6 einzusetzen.

A.2 Wärmeübergang bei quer angeströmten Rohrbündeln

Die Berechnung von quer angeströmten Rohrbündeln basiert auf den Gesetzmäßigkeiten quer angeströmter Einzelkörper bzw. eines einzelnen quer angeströmten Rohrs, die je nach genauer geometrischer Anordnung der einzelnen

Rohre sowie der Anzahl der Rohrreihen korrigiert werden. In den Rohrreihen eines quer angeströmten Rohrbündels steigt die Fluidgeschwindigkeit beim Strömen zwischen den Rohren im Vergleich zu einem quer angeströmten einzelnen Rohr an, was zu einem erhöhten Wärmeübergang führt. Die Anordnung mehrerer Rohre in Strömungsrichtung hintereinander bewirkt eine Ablösung der Strömung, was den Wärmeübergang zusätzlich beeinflusst. In Abb. A.1 ist die Geometrie eines quer angeströmten, fluchtenden Rohrbündels in der Aufsicht schematisch dargestellt.

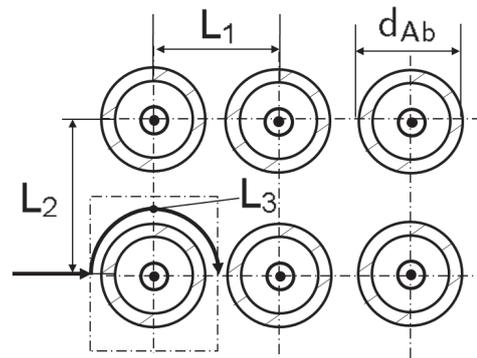


Abbildung A.1: Geometrie eines quer angeströmten, fluchtenden Rohrbündels in der Aufsicht.

Zur Berechnung des abgasseitigen Wärmeübergangs an quer angeströmten Rohrbündeln wird als charakteristische Länge die sogenannte Überströmlänge L_3 verwendet. Sie wird als Verhältnis aus der am Austausch beteiligten Rohrfäche $A = (\pi \cdot d_{Ab} \cdot L_q)$ und dem projizierten Rohrumfang $U_{proj} = (2 \cdot L_q)$ gebildet (vgl. von Böckh und Wetzels, 2011). Die Überströmlänge $L_3 = (\pi/2 \cdot d_{Ab})$ ist die Strecke, die ein Fluidteilchen entlang der gesamten übertragenden Oberfläche des quer angeströmten Körpers zurücklegt. Des Weiteren beeinflussen die Teilungsverhältnisse des Bündels, d.h. das Längsteilungsverhältnis L_1 als Verhältnis des Rohrabstands in Strömungsrichtung zum Rohraußendurchmesser d_{Ab} oder das Querteilungsverhältnis L_2 als Verhältnis des Rohrabstands quer zur Strömungsrichtung L_2 zum Rohraußendurchmesser d_{Ab} , wie im Folgenden noch erläutert den abgasseitigen Wärmeübergang des quer angeströmten Bündels.

Gnielinski (1978) erarbeitete Wärmeübergangsgleichungen an quer angeström-

ten Rohrbündeln unter Berücksichtigung der Anzahl der Rohrreihen und deren Anordnung. Die Beziehung der mittleren Nusselt-Zahl des laminaren Bereichs $Nu_{L_3, lam, m}$ ($Re < 2300$) lautet:

$$Nu_{L_3, lam, m} = 0,664 \cdot Re_{L_3, \Psi}^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (\text{A.9})$$

$$\text{mit } Re_{L_3, \Psi} = \frac{w_m \cdot L_3}{\Psi \cdot \nu}, \quad (\text{A.10})$$

$$L_3 = \frac{\pi}{2} \cdot d_{Ab}$$

Die Reynolds-Zahl $Re_{L_3, \Psi}$ wird mittels der Überströmlänge L_3 als charakteristische Länge gebildet. Die mittlere Geschwindigkeit w_m zur Bildung der Reynolds-Zahl $Re_{L_3, \Psi}$ wird mit dem Hohlraumanteil Ψ korrigiert, um die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit abzubilden. Der Hohlraumanteil ist das Verhältnis des für die Strömung freien Volumens zwischen den Rohren V_{frei} und dem Gesamtvolumen V_{ges} und berechnet sich bei fluchtenden Rohren in Abhängigkeit vom Längsteilungsverhältnis der Rohre (L_1/d_{Ab}) wie folgt:

$$\Psi = \frac{V_{frei}}{V_{ges}} = \frac{L_1 \cdot d_{Ab} - \pi/4 \cdot d_{Ab}^2}{L_1 \cdot d_{Ab}} = 1 - \frac{\pi \cdot d_{Ab}}{4 \cdot L_1} \quad (\text{A.11})$$

Die mittlere Nusselt-Zahl des turbulenten Bereichs $Nu_{L_3, turb, m}$ ($Re > 10^4$) berechnet sich in Abhängigkeit von der Reynolds- und der Prandtl-Zahl nach folgender Gleichung:

$$Nu_{L_3, turb, m} = \frac{0,037 \cdot Re_{L_3}^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot Re_{L_3}^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \quad (\text{A.12})$$

Auch bei ruhendem umgebenden Fluid tritt bei einem dreidimensionalen endlichen Körper, der eine zum ruhenden umgebenden Fluid unterschiedliche Temperatur besitzt, aufgrund natürlicher Konvektion ein Wärmestrom auf. Daher existiert eine Nusselt-Zahl Nu_{L_3} bei ruhendem Fluid, die beim Zylinder 0,3 beträgt. Hiermit ergibt sich eine sich dem Wert $Nu_{L_3} = 0,3$ asymptotisch nähernde Ausgleichsfunktion:

$$Nu_{L_3, m} = (Nu_{L_3} + \sqrt{Nu_{L_3, lam, m}^2 + Nu_{L_3, turb, m}^2}) \cdot K_A \quad (\text{A.13})$$

Beim fluchtenden Rohrbündel wird Gl. A.13 mit dem Rohranordnungsfaktor K_A korrigiert, der sich mit dem Abstand der Rohre längs- und quer zur Strömungsrichtung L_1 und L_2 wie folgt berechnet:

$$K_A = 1 + \frac{0,7}{\Psi^{1,5}} \cdot \frac{(L_2/L_1 - 0,3)}{(L_2/L_1 + 0,7)^2} \quad (\text{A.14})$$

Gl. A.13 besitzt den Gültigkeitsbereich $10 \leq Re_{L_3} \leq 10^7$ und $0,6 \leq Pr \leq 1000$.

Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient α_m quer angeströmter Rohrbündel berechnet sich wie folgt:

$$\alpha_m = \frac{Nu_{L_3,m} \cdot \lambda}{L_3} \quad (\text{A.15})$$

Die Nusselt-Zahl $Nu_{L_3,m}$ wird wie die Reynolds-Zahl $Re_{L_3,\Psi}$ mittels der Überströmlänge L_3 als charakteristische Länge gebildet.

Anhang B

Realgasgleichungen und Näherungen

In folgendem Kapitel werden die Berechnungsgleichungen für die Isentropenexponenten des Real- und Idealgases, die in vorliegender Arbeit verwendeten Näherungsisentropenexponenten, die isentropen Zustandsänderung des Realgases in Kanälen veränderlichen Querschnitts sowie die Flächen-Mach-Zahl-Beziehung hergeleitet.

B.1 Isentropenexponenten des Realgases

Eine Fundamentalgleichung der Thermodynamik, die die Entropie s , die Enthalpie h und den Druck p eines Systems miteinander verknüpft, lautet:

$$T \cdot ds = dh - v \cdot dp \quad (\text{B.1})$$

Die Enthalpieänderung des Realgases kann durch die Temperatur T , den Druck p und das spezifische Volumen v wie folgt ausgedrückt werden (s. Rist, 1996):

$$dh = c_p \cdot dT + \left[v - T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] \cdot dp \quad (\text{B.2})$$

Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt den sogenannten Joule-

Thomson-Effekt¹, der bei Idealgasen wegfällt. Gl. B.1 lässt sich mit Gl. B.2 schreiben als:

$$ds = c_p \cdot \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cdot dp \quad (\text{B.3})$$

Und aus Gl. B.3 ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{c_p}{T} \quad (\text{B.4})$$

Die Änderung des spezifischen Volumens mit der Temperatur aus Gl. B.3 ist bei konstant bleibendem Druck (s. Rist, 1996):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p &= \frac{Z_N \cdot R}{p} \cdot \left[\frac{\partial(K \cdot T)}{\partial T} \right]_p = \frac{Z_N \cdot R}{p} \cdot \left[K + T \cdot \frac{\partial K}{\partial T} \right]_p \\ &= \frac{K \cdot Z_N \cdot R}{p} \cdot \left[1 + \left(\frac{\partial K/K}{\partial T/T} \right)_p \right] \\ &= \frac{K \cdot Z_N \cdot R}{p} \cdot (1 + K_T) \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Unter Verwendung von Gl. B.5 wird Gl. B.3 weiter umgeformt zu:

$$ds = c_p \cdot \frac{dT}{T} - K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T) \cdot \frac{dp}{p} \quad (\text{B.6})$$

Die Entropieänderung des Realgases mit den unabhängigen Variablen Temperatur T und spezifischem Volumen v ergibt sich aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik $T \cdot ds = du + p \cdot dv$ und lautet (s. Rist, 1996):

$$ds = c_v \cdot \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \cdot dv \quad (\text{B.7})$$

Aus Gl. B.7 ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = \frac{c_v}{T} \quad (\text{B.8})$$

¹Der Joule-Thomson-Effekt beschreibt einen physikalischen Vorgang, bei dem Druckänderungen in Gasen bei konstant bleibender Enthalpie von Temperaturänderungen begleitet sind (Rist, 1996).

Das totale Differential der Funktion der Entropie in Abhängigkeit von spezifischem Volumen und Temperatur $s = s(v, T)$ wird unter Verwendung von Gl. B.8 und der Maxwell-Beziehung $(\partial s/\partial v)_T = (\partial p/\partial T)_v$ umgeformt zu:

$$ds = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \cdot dv + \frac{c_v}{T} \cdot dT \quad (\text{B.9})$$

Aus dem Hauptsatz für implizite Funktionen ergibt sich der Zusammenhang (s. Merziger und Wirth, 2002):

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = -1 \quad (\text{B.10})$$

Die Änderung des spezifischen Volumens mit dem Druck ist bei konstant bleibender Temperatur (s. Rist, 1996):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T &= Z_N \cdot R \cdot T \cdot \left[K \cdot \frac{\partial(1/p)}{\partial p} + \frac{1}{p} \cdot \frac{\partial K}{\partial p} \right]_T \\ &= -\frac{K \cdot Z_N \cdot R \cdot T}{p^2} \cdot \left[1 - \left(\frac{\partial K/K}{\partial p/p} \right)_T \right] \\ &= -\frac{v}{p} \cdot (1 - K_p) \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Daraus sowie aus Gl. B.5 ergibt sich die Änderung des Drucks mit der Temperatur bei konstant bleibendem spezifischem Volumen zu:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = -\frac{(\partial v/\partial T)_p}{(\partial v/\partial p)_T} = \frac{K \cdot Z_N \cdot R}{v} \cdot \frac{(1 + K_T)}{(1 - K_p)} \quad (\text{B.12})$$

Unter Verwendung von Gl. B.12 wird Gl. B.9 weiter umgeformt zu:

$$ds = K \cdot Z_N \cdot R \cdot \frac{(1 + K_T)}{(1 - K_p)} \cdot \frac{dv}{v} + c_v \cdot \frac{dT}{T} \quad (\text{B.13})$$

Das totale Differential der Funktion der Entropie in Abhängigkeit von Druck und spezifischem Volumen $s = s(p, v)$ wird unter Verwendung der beiden Maxwell-Beziehungen $(\partial s/\partial p)_v = -(\partial v/\partial T)_s$ und $(\partial s/\partial v)_p = (\partial p/\partial T)_s$ umgeschrieben zu:

$$ds = -\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_s \cdot dp + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s \cdot dv \quad (\text{B.14})$$

Das totale Differential der Funktion der Entropie in Abhängigkeit von Druck und Temperatur $s = s(p, T)$ lautet:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \cdot dp + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \cdot dT = 0 \quad (\text{B.15})$$

Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s = - \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p / \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T \quad (\text{B.16})$$

Unter Verwendung des Zusammenhangs $(\partial s / \partial T)_p = c_p / T$ aus Gl. B.8 und der Maxwell-Beziehung $(\partial s / \partial p)_T = -(\partial v / \partial T)_p$ lässt sich die isentrope Zustandsänderung in Abhängigkeit von Druck und Temperatur umschreiben zu:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s = \frac{c_p}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p \quad (\text{B.17})$$

Das totale Differential der Funktion der Entropie in Abhängigkeit von spezifischem Volumen und Temperatur $s = s(v, T)$ wird unter Verwendung des Zusammenhangs $(\partial s / \partial T)_v = (c_v / T)$ und der Maxwell-Beziehung $(\partial s / \partial v)_T = (\partial p / \partial T)_v$ umgeformt zu:

$$\begin{aligned} ds &= \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T \cdot dv + \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \cdot dT = 0 \\ \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_s &= - \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v / \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T \\ \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s &= - \frac{T}{c_v} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

Unter Verwendung von Gl. B.17 und B.18 lässt sich Gl. B.14 mit der Zustandsgleichung des Realgases 2.27 weiter umformen zu:

$$\begin{aligned} ds &= \frac{c_v}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v \cdot dp + \frac{c_p}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p \cdot dv \\ ds &= c_v \cdot \frac{(1 - K_p)}{(1 + K_T)} \cdot \frac{dp}{p} + c_p \cdot \frac{1}{(1 + K_T)} \cdot \frac{dv}{v} \end{aligned} \quad (\text{B.19})$$

Der Isentropenexponent des Realgases κ ist definiert als:

$$\kappa := \left(\frac{\partial p/p}{\partial v/v} \right)_s \quad (\text{B.20})$$

Dafür ergibt sich mit $ds = 0$ aus Gl. B.19:

$$\kappa = \frac{1/(1 + K_T)}{(1 - K_p)/(1 + K_T)} \cdot \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p/c_v}{(1 - K_p)} \quad (\text{B.21})$$

Der Exponent der isentropen Zustandsänderung des Idealgases ergibt sich gemäß Gl. B.21 mit $K_p = 0$ bekannterweise zu $\kappa_{id} = (c_p/c_v)$.

Analog ergeben sich aus Gl. B.6 und Gl. B.13 die Exponenten der isentropen Zustandsänderungen der Temperatur mit dem Druck κ_{Tp} und der Temperatur mit dem spezifischen Volumen κ_{Tv} zu:

$$\kappa_{Tp} := \left(\frac{\partial T/T}{\partial p/p} \right)_s = \frac{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)}{c_p} \quad (\text{B.22})$$

$$\kappa_{Tv} := \left(\frac{\partial T/T}{\partial v/v} \right)_s = \frac{\kappa \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)}{c_v \cdot (1 - K_p)} \quad (\text{B.23})$$

Rist (1996) gibt die isobare und die isochore spezifische Wärmekapazität c_p und c_v als Funktion des Isentropenexponenten κ , der Kompressibilitätszahl K und deren Ableitungen an:

$$c_p = \frac{\kappa}{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1} \cdot K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)^2 \quad (\text{B.24})$$

$$c_v = \frac{1}{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1} \cdot K \cdot Z_N \cdot R \cdot \frac{(1 + K_T)^2}{(1 - K_p)} \quad (\text{B.25})$$

Unter Verwendung der Gl. B.24 und B.25 lassen sich Gl. B.22 und B.23 umformen zu:

$$\kappa_{Tp} = \frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{\kappa \cdot (1 + K_T)} \quad (\text{B.26})$$

$$\kappa_{Tv} = \frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{(1 + K_T)} \quad (\text{B.27})$$

Die Exponenten der isentropen Zustandsänderungen des Idealgases ergeben sich gemäß Gl. B.26 und Gl. B.27 mit $K_p = 0$ und $K_T = 0$ bekannterweise zu

$$\kappa_{Tp,id} = (\kappa_{id} - 1)/\kappa_{id} \text{ und } \kappa_{Tv,id} = (\kappa_{id} - 1).$$

Bei Realgasen muss also je nach gewähltem Paar der Zustandsgrößen p , T und v bei der Berechnung der isentropen Zustandsänderung zwischen den drei Isentropenexponenten κ aus Gl. B.21, κ_{Tp} aus Gl. B.26 und κ_{Tv} aus Gl. B.27 unterschieden werden.

B.2 Näherungsisentropenexponenten

Die isentrope Zustandsänderung des idealen Gases lässt sich unter Verwendung des Drucks p und des spezifischen Volumens v ausdrücken durch:

$$\frac{dp}{p} + \kappa \cdot \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{B.28})$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{s,id} = -\kappa \cdot \frac{p}{v} \quad (\text{B.29})$$

Die isentrope Zustandsänderung des realen Gases lässt sich schreiben als:

$$c_v \cdot (1 - K_p) \cdot \frac{dp}{p} + c_p \cdot \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{B.30})$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s = -\frac{c_p}{c_v \cdot (1 - K_p)} \cdot \frac{p}{v} \quad (\text{B.31})$$

Um die isentrope Änderung des Realgases durch den entsprechenden Zusammenhang des Idealgases abzubilden, wird der Näherungsisentropenexponent $\tilde{\kappa}$ wie von Kouremenos und Kakatsios (1985) eingeführt und es muss gelten:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{s,id} = \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_s \quad (\text{B.32})$$

$$\tilde{\kappa} \cdot \frac{p}{v} = \frac{c_p}{c_v \cdot (1 - K_p)} \cdot \frac{p}{v} \quad (\text{B.33})$$

Außerdem lässt sich die isentrope Zustandsänderung des idealen Gases auch wie folgt schreiben:

$$(1 - \kappa) \cdot \frac{dp}{p} + \kappa \cdot \frac{dT}{T} = 0 \quad (\text{B.34})$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{s,id} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p}{T} \quad (\text{B.35})$$

$$\frac{dT}{T} + (\kappa - 1) \cdot \frac{dv}{v} = 0 \quad (\text{B.36})$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{s,id} = (1 - \kappa) \cdot \frac{T}{v} \quad (\text{B.37})$$

$$(\text{B.38})$$

Die isentrope Zustandsänderung des realen Gases lässt sich wie folgt formulieren:

$$-K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T) \cdot \frac{dp}{p} + c_p \cdot \frac{dT}{T} = 0 \quad (\text{B.39})$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s = \frac{c_p}{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)} \cdot \frac{p}{T} \quad (\text{B.40})$$

$$K \cdot Z_N \cdot R \cdot \frac{(1 + K_T)}{(1 - K_p)} \cdot \frac{dv}{v} + c_v \cdot \frac{dT}{T} = 0 \quad (\text{B.41})$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s = -\frac{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)}{c_v \cdot (1 - K_p)} \cdot \frac{T}{v} \quad (\text{B.42})$$

Unter Verwendung der Näherungisentropenexponenten $\tilde{\kappa}_{Tp}$ und $\tilde{\kappa}_{Tv}$ sowie Gl. B.40 und B.42 muss gelten:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{s,id} &= \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_s \\ \frac{\tilde{\kappa}}{\tilde{\kappa} - 1} \cdot \frac{p}{T} &= \frac{c_p}{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)} \cdot \frac{p}{T} \\ \frac{1}{\tilde{\kappa}} &= 1 - \frac{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)}{c_p} \\ \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_{s,id} &= \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_s \\ (1 - \tilde{\kappa}_{Tv}) \cdot \frac{T}{v} &= -\frac{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)}{c_v \cdot (1 - K_p)} \cdot \frac{T}{v} \end{aligned}$$

Zur Näherung der Strömungsgleichungen realer Gase mit den einfacheren Strömungsgleichungen idealer Gase werden in der vorliegenden Arbeit also die folgenden Näherungsisentropenexponenten verwendet:

$$\tilde{\kappa} = \frac{c_p/c_v}{(1 - K_p)} = \kappa \quad (\text{B.43})$$

$$\tilde{\kappa}_{Tp} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{\kappa \cdot (1 + K_T)} \right)} = \frac{1}{1 - \kappa_{Tp}} \quad (\text{B.44})$$

$$\tilde{\kappa}_{Tv} = 1 + \left(\frac{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1}{(1 + K_T)} \right) = 1 + \kappa_{Tv} \quad (\text{B.45})$$

Der Vergleich der Strömungsgleichungen des idealen Gases mit den Näherungsisentropenexponenten $\tilde{\kappa}$, $\tilde{\kappa}_{Tp}$ und $\tilde{\kappa}_{Tv}$ und den Strömungsgleichungen des realen Gases mit den gemittelten Realgasexponenten κ , κ_{Tp} und κ_{Tv} findet sich in Abschnitt 2.4.4 und 2.4.4.

B.3 Isentrope Zustandsänderungen des Realgases in Kanälen veränderlichen Querschnitts

Die Enthalpieänderung des Realgases aus Gl. B.2 lässt sich unter Verwendung des Zusammenhangs $(\partial v / \partial T)_p = (K \cdot Z_N \cdot R) / p \cdot (1 + K_T)$ aus Gl. B.5, der Zustandsgleichung des Realgases 2.27 und der Gl. B.6 mit $ds = 0$ umschreiben zu:

$$\begin{aligned} dh &= c_p \cdot dT - K \cdot Z_N \cdot R \cdot T \cdot K_T \cdot \frac{dp}{p} \\ \text{mit } \frac{dp}{p} &= \frac{c_p}{K \cdot Z_N \cdot R \cdot (1 + K_T)} \cdot \frac{dT}{T} \quad (ds = 0) \\ dh &= \frac{c_p \cdot K_T}{(1 + K_T)} \cdot dT \end{aligned} \quad (\text{B.46})$$

Unter Verwendung der spezifischen Wärmekapazität c_p aus Gl. B.24 ergibt sich für den Zusammenhang zwischen der Änderung der Enthalpie und der Änderung der Temperatur des Realgases in Abhängigkeit vom Isentropenexponent κ , der Kompressibilitätszahl K und deren Ableitung:

$$dh = \frac{\kappa \cdot (1 + K_T)}{\kappa \cdot (1 - K_p) - 1} \cdot K \cdot Z_N \cdot R \cdot dT \quad (\text{B.47})$$

Die Änderung der Enthalpie dh einer stationären Realgasströmung beträgt:

$$\int_x^y dh = h_y - h_x = \frac{w_x^2}{2} - \frac{w_y^2}{2} \quad (\text{B.48})$$

Unter Verwendung der integrierten Gl. B.47 lässt sich obige Gleichung umformulieren zu:

$$\begin{aligned} \frac{w_x^2}{2} - \frac{w_y^2}{2} &\approx \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \cdot Z_N \cdot R \cdot (T_y - T_x) \quad (\text{B.49}) \\ \text{mit } B &:= \frac{\kappa_m \cdot (1 + K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1 - K_p)_m - 1} \cdot K_m \\ \kappa_m &\approx (\kappa_x + \kappa_y)/2 \\ K_m &\approx (K_x + K_y)/2 \\ (1 + K_T)_m &\approx [(1 + K_T)_x + (1 + K_T)_y]/2 \\ (1 - K_p)_m &\approx [(1 - K_p)_x + (1 - K_p)_y]/2 \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der lokalen Schallgeschwindigkeiten a_x und a_y wird Gl. B.49 durch Erweitern umformuliert zu:

$$\begin{aligned} \frac{w_x^2}{2} &+ \frac{B}{K_x \cdot \kappa_x} \cdot \left(\sqrt{K_x \cdot Z_N \cdot R \cdot \kappa_x \cdot T_x} \right)^2 \\ &= \frac{w_y^2}{2} + \frac{B}{K_y \cdot \kappa_y} \cdot \left(\sqrt{K_y \cdot Z_N \cdot R \cdot \kappa_y \cdot T_y} \right)^2 \\ \text{mit } a_x &= \sqrt{\kappa_x \cdot K_x \cdot Z_N \cdot R \cdot T_x} \\ \text{und } a_y &= \sqrt{\kappa_y \cdot K_y \cdot Z_N \cdot R \cdot T_y} \\ \frac{a_x^2}{K_x \cdot \kappa_x} &\cdot \left(\frac{K_x \cdot \kappa_x}{2 \cdot B} \cdot Ma_x^2 + 1 \right) \\ &= \frac{a_y^2}{K_y \cdot \kappa_y} \cdot \left(\frac{K_y \cdot \kappa_y}{2 \cdot B} \cdot Ma_y^2 + 1 \right) \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich das Verhältnis der lokalen Temperaturen des Realgases T_x und T_y in Abhängigkeit von den lokalen Mach-Zahlen Ma_x und Ma_y wie folgt:

$$\frac{T_x}{T_y} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2\right)}{\left(1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2\right)} \quad (\text{B.50})$$

Unter Berücksichtigung der Isentropenexponenten aus Gl. B.26 und B.27 berechnen sich die Verhältnisse der lokalen Drücke p_x und p_y sowie Dichten ρ_x und ρ_y zu:

$$\frac{p_x}{p_y} = \left(\frac{1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2}{1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2} \right)^{\frac{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}} \quad (\text{B.51})$$

$$\frac{\rho_x}{\rho_y} = \left(\frac{1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2}{1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2} \right)^{\frac{(1+K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}} \quad (\text{B.52})$$

Bezogen auf den Ruhezustand $x = s$, d.h. $Ma_x = Ma_s = 0$, ergeben sich für die Verhältnisse der lokalen Temperaturen, Drücke und Dichten folgende Zusammenhänge:

$$\frac{T_s}{T_y} = 1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2 \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{p_s}{p_y} = \left(1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2 \right)^{\frac{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}} \quad (\text{B.54})$$

$$\frac{\rho_s}{\rho_y} = \left(1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2 \right)^{\frac{(1+K_T)_m}{\kappa_m \cdot (1-K_p)_{m-1}}} \quad (\text{B.55})$$

Obige Gleichungen verbinden die lokalen, statischen Zustandsgrößen der isentropen Realgasströmung mit den dort herrschenden Mach-Zahlen.

B.4 Flächen-Mach-Zahl-Beziehung des Realgases

Bei der stationären Realgasströmung in Kanälen veränderlichen Querschnitts gilt die Kontinuitätsgleichung:

$$\dot{M} = \rho_x \cdot w_x \cdot A_x = \rho_y \cdot w_y \cdot A_y$$

Für das Flächenverhältnis folgt daraus:

$$\begin{aligned} \frac{A_x}{A_y} &= \frac{\rho_y \cdot w_y}{\rho_x \cdot w_x} = \frac{\rho_y}{\rho_x} \cdot \frac{Ma_y}{Ma_x} \cdot \frac{\sqrt{K_y \cdot \kappa_y \cdot Z_N \cdot R \cdot T_y}}{\sqrt{K_x \cdot \kappa_x \cdot Z_N \cdot R \cdot T_x}} \\ &= \frac{\sqrt{K_y \cdot \kappa_y}}{\sqrt{K_x \cdot \kappa_x}} \cdot \frac{\rho_y}{\rho_x} \cdot \frac{Ma_y}{Ma_x} \cdot \sqrt{\frac{T_y}{T_x}} \end{aligned}$$

Mit Gl. B.52 und B.50 ergibt sich daraus die Flächen-Mach-Zahl-Beziehung des Realgases:

$$\begin{aligned} \frac{A_x}{A_y} &= \frac{\sqrt{K_y \cdot \kappa_y}}{\sqrt{K_x \cdot \kappa_x}} \cdot \frac{Ma_y}{Ma_x} \\ &\cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2}{1 + \frac{\kappa_y \cdot K_y}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_y^2} \right)^{\frac{2 \cdot (1+K_T) + (\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1})}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1})}} \end{aligned} \quad (\text{B.56})$$

Bezogen auf den engsten Strömungsquerschnitt A_{min} folgt daraus mit $A_y = A_{min}$, $Ma_y = 1$:

$$\begin{aligned} \frac{A_{min}}{A_x} &= \frac{\sqrt{K_x \cdot \kappa_x}}{\sqrt{K^* \cdot \kappa^*}} \cdot Ma_x \\ &\cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa^* \cdot K^*}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m}}{1 + \frac{\kappa_x \cdot K_x}{2 \cdot K_m} \cdot \frac{\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1}}{\kappa_m \cdot (1+K_T)_m} \cdot Ma_x^2} \right)^{\frac{2 \cdot (1+K_T) + (\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1})}{2 \cdot (\kappa_m \cdot (1-K_p)^{m-1})}} \end{aligned} \quad (\text{B.57})$$

Gl. B.56 und B.57 setzen die Geometrie zur dimensionslosen, lokalen Strömungsgeschwindigkeit in Form der lokalen Mach-Zahl in Beziehung.

Anhang C

Stationarität und Stationaritätskriterien

Ziel der Experimente zur Abgaswärmeübertragung und Dampfstrahlverdichtung in den Kapiteln 3 und 4 ist die Bestimmung der deterministischen Vorgänge in den Komponenten der Dampfstrahlkälteanlage.

Deterministische Prozesse werden durch ihre Vorausberechenbarkeit und Reproduzierbarkeit charakterisiert. Diesen vorausberechenbaren und reproduzierbaren Vorgängen überlagern sich bei jedem Versuch zu deren Erfassung durch ein über einen gewissen Zeitraum durchgeführtes Experiment stochastische Vorgänge, die im Gegensatz dazu als nicht vorhersagbar und nicht reproduzierbar charakterisiert werden können (vgl. Döhler, 2006).

Die in der vorliegenden Arbeit angewandte Methodik zur Bestimmung und Auswertung der stochastischen Vorgänge, die zur Berechnung der Messabweichung der untersuchten physikalischen Größe führen, wird in den Abschnitten D.2 bis D.7 nach der Diskussion der eingesetzten Messtechnik erläutert.

Zur Erfassung eines deterministischen Vorgangs muss sich das hierzu über einen bestimmten Zeitraum durchgeführte Experiment in einem stationären Zustand befinden. Stationarität bedeutet, dass sich der Zustand des im Experiment untersuchten Systems nicht verändert und somit gewisse Systemeigenschaften, d.h. die untersuchten physikalischen Größen, konstant bleiben. Grundsätzlich verschieden davon sind Vorgänge, bei denen sich der Zustand ändert und die Systemeigenschaften damit von der Zeit abhängen. Dazu gehören unter anderem linear ansteigende oder fallende Vorgänge, die als transiente

oder Übergangsvorgänge bezeichnet werden. Die in den Abschnitten D.2 bis D.7 beschriebene Methodik zur Bestimmung und Auswertung der Momente, d.h. des Mittelwerts und der Standardabweichung, einer für die in den Messungen untersuchten physikalischen Größe angenommenen Wahrscheinlichkeitsverteilung besitzt nur unter stationären Bedingungen Gültigkeit. Die Stationarität ist somit notwendige Voraussetzung der Berechnung des Mittelwerts und der Standardabweichung eines Experiments.

Im vorliegenden Abschnitt soll erklärt werden, wie versucht wurde, einen stationären Systemzustand zur Bestimmung der Systemdeterministik herbeizuführen bzw. transiente Vorgänge im System bei der Durchführung der stationären Experimente zu vermeiden. Anschließend wird erläutert, nach welchen Kriterien die stationären Zeiträume der kontinuierlich erzeugten Messdaten in der automatisierten Auswertung identifiziert wurden.

Beim Anfahren der Anlagen wurde in allen Experimenten auf eine Stabilisierung des Systems bzw. der eingestellten Messsignale gewartet, um transiente Aufwärmvorgänge sowie einen Einfluss der Verteilung gespeicherten Kältemittels in den Anlagenkomponenten auszuschließen und damit stationäre Bedingungen zu erreichen. Die Stabilisierung der Messsignale wurde visuell geprüft, da die Anlagen nie automatisiert, sondern immer in Anwesenheit eines Experimentators betrieben wurden. Die Anfahrzeit betrug in Abhängigkeit vom eingestellten Betriebspunkt und den Umgebungsbedingungen in der Regel zwischen 1,5 h und 2 h.

Um einen linearen Anstieg oder ein lineares Absinken der Messsignale und eine damit verbundenen Zeitabhängigkeit der Messung bzw. eine Instationarität auszuschließen, wurden wie beim Anfahren der Anlagen die Messsignale in den Experimenten durchgängig visuell auf ihre Konstanz im Rahmen eines definierten Abweichungsbands geprüft. Nach der Änderung eines Einstellwerts zum Erreichen eines neuen stationären Zustands wurde in Abhängigkeit der Änderung in der Regel zwischen 30 min und 1 h gewartet, um den neuen stationären Zustand mit dem geänderten Einstellwert zu erreichen, der dann zwischen 1 h und 1,5 h zur Erfassung der stationären Messung konstant gehalten wurde.

Die stationären Messungen wurden je nach Messplan gegebenenfalls nochmals am gleichen Messtag, in jedem Fall aber nochmals an einem anderen Mess-

tag mit den gleichen Einstellwerten wiederholt, um die Reproduzierbarkeit der Messungen im Rahmen der berechneten Messabweichungen zu prüfen. Die Messungen am Abgaswärmeübertragerprüfstand wurden in einem Zeitraum von vier Wochen durchgeführt und nach drei Monaten nochmals komplett wiederholt. Die Messungen an der Dampfstrahlkälteanlage wurden über ungefähr sechs Monate durchgeführt und in unterschiedlichen Zeitabständen reproduziert.

Darüber hinaus wurden Variationen einer Temperatur bzw. eines Drucks am Abgaswärmeübertragerprüfstand und an der Dampfstrahlkälteanlage zur Vermeidung von Hysterese sowohl ab- als auch aufsteigend gemessen.

Durch die visuelle Prüfung der Messsignale beim Anfahren und im Laufe der Experimente, die Wiederholung der Experimente unter gleichen Bedingungen sowie die ab- und aufsteigende Einstellung von Messgrößen wurden in einem Großteil der Experimente stationäre Bedingungen erreicht und die Reproduzierbarkeit der Messungen nachgewiesen.

Die Kriterien zur automatisierten Auswertung der stationären Zeiträume der kontinuierlich erzeugten Messdaten werden im Folgenden erklärt.

Alle Messsignale des Abgaswärmeübertragerprüfstands und der Dampfstrahlkälteanlage werden in Intervallen von 3 s aufgezeichnet. Ein stationärer, arithmetischer Mittelwert eines einzelnen Messsignals wird aus Werten in einem Aufzeichnungszeitraum von insgesamt 10 min bestimmt, was einer Anzahl von 200 Messwerten pro Mittelwert entspricht ¹. Die Aufzeichnung aller zur arithmetischen Mittelwertbildung gespeicherten Messwerte muss wie erklärt im stationären Anlagenbetrieb passieren. Nach dem Anfahrvorgang wird ein stationärer Betriebspunkt mit Hilfe eines zulässigen Abweichungsbands bestimmter Einstellwerte definiert, den sogenannten Stationaritätskriterien. Treten Änderungen in den Einstellwerten auf, die über die definierten, zulässigen Abweichungen hinausgehen, gilt der Betriebszustand als instationär. Gespeicherte,

¹Eine Anzahl von 200 Messwerten erlaubt die Näherung der studentischen t-Verteilung mittels einer Normalverteilung (Kramer und Kamps, 2007). Diese Annäherung ist bei der Berechnung der Mittelwerte und deren Messabweichungen wie in Abschnitt D.3 dargestellt notwendig, da die Schätzung des Mittelwertes aus den normal verteilten, einzelnen Messwerten nicht mehr normal verteilt, sondern t-verteilt ist. Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass die Varianz der Grundgesamtheit unbekannt und daher mittels der Stichprobenvarianz geschätzt werden muss.

instationäre Messsignale wurden nicht zur Mittelwertbildung verwendet.

Die entsprechende Festlegung geeigneter Einzelwerte sowie des absoluten Abweichungsbands muss für den zu Forschungszwecken konzipierten Abgaswärmeübertragerprüfstand und die Dampfstrahlkälteanlage in Abhängigkeit der eingesetzten Messtechnik und deren Messabweichungen erarbeitet werden. Die Festlegung kann sich an Richtlinien oder Normen zur Vermessung der Komponenten bzw. der Anlage orientieren.

Beim Dampfstrahlkälteprozess handelt es sich um ein thermisch angetriebenes Kälteverfahren. Bei der Vermessung von thermischen Sorptionskälteanlagen beispielsweise gelten die europäische Richtlinie zur Prüfung von Kälte- und Heizleistung von Gas befeuerten Absorptions- und Adsorptionskälteanlagen und Wärmepumpen DIN EN 12309 – 2 (DIN123092) sowie die nordamerikanische Richtlinie zur Prüfung von Absorptionswärmepumpen zum Kühlen oder Heizen von Wasser ARI 560 (560, 2000). Diese Richtlinien identifizieren als Einstellwerte die externen Vorlauftemperaturen oder alternativ die Rücklauftemperaturen der jeweiligen Wärmeübertrager sowie die externen Volumenströme, was in der vorliegenden Arbeit zur Orientierung dienen soll. Da die Vorlauf- die Rücklauftemperaturen bedingen, wird die Einhaltung des Einstellwertes einer dieser Temperaturen als ausreichend erachtet.

Hinsichtlich der Vermessung von Dampfstrahlvakuumumpumpen und Dampfstrahlkompressoren mit Wasserdampf als Treibmittel gilt die deutsche Norm DIN 28430 (DIN28430). Die Richtlinie definiert nicht direkt Stationaritätskriterien, unterstreicht aber die Wichtigkeit der für die strömungsmechanischen Zustände ausschlaggebenden Drücke, welche daher auch in den Stationaritätskriterien der vorliegenden Arbeit berücksichtigt werden sollen.

Tab. C.1 listet die angewandten Stationaritätskriterien der Messungen am Abgaswärmeübertrager auf.

Tabelle C.1: Stationaritätskriterien des Abgaswärmeübertragerprüfstands.

	extern	intern
absolut	$\Delta T_{AB11/12} < \pm 3\text{K}$ $\Delta T_{KW1} < \pm 0,3\text{K}$	$\Delta p_{H1} < \pm 0,9114\text{bar}$ $\Delta p_{K1} < \pm 0,2511\text{bar}$ $\Delta T_{H1} < \pm 0,3\text{K}$ $\Delta T_{K1} < \pm 0,3\text{K}$
relativ	$\Delta \dot{V}_{AB} < \pm 5\%$ $\Delta \dot{V}_{KW} < \pm 5\%$	—

Zur arithmetischen Mittelwertbildung eines stationären Betriebspunkts müssen die gewählten Einstellwerte die Stationaritätskriterien aus Tab. C.1 erfüllen, die nach internen und externen Einstellwerten sowie absoluten und relativen Abweichungen gegliedert sind. Die Kriterien lehnen sich an die genannten Richtlinien an.

In den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertrager werden die übertragenen Wärmeströme \dot{Q} bei verschiedenen Abgasvolumenströmen \dot{V}_{AB} und Abgaseintrittstemperaturen $T_{AB11/12}$ quantifiziert und die Abhängigkeit des Wärmestroms vom Kältemittelhochdruck $p_{K,H}$ überprüft. Die Berechnung des übertragenen Wärmestroms über die Abgasseite erfolgt redundant auch im Kühlwasserkreis mittels des Kühlwasservolumenstroms \dot{V}_{KW} und den Kühlwassertemperaturen T_{KW1} und T_{KW2} . Die Vorlauf- bzw. Eintrittstemperaturen und Volumenströme des Abgases und des Kühlwasserkreislaufs $T_{AB11/12}$, T_{KW1} , \dot{V}_{AB} und \dot{V}_{KW} definieren die externen Einstellwerte. Die Eintrittstemperaturen sowie die Druckniveaus in Heizer und Kondensator T_{H1} , T_{K1} , p_H und p_K sind interne Kriterien der Stationarität einer Messung.

Bei einer Konstanz der eingestellten Volumenströme \dot{V}_{AB} und \dot{V}_{KW} , der jeweiligen internen und externen Eintrittstemperaturen im Abgaswärmeübertrager und Kondensator $T_{AB11/12}$, T_{KW1} , T_{H1} und T_{K1} sowie der internen Kältemiteldrücke p_{H1} und p_{K1} sollte die Wärmeübertragung stationär sein.

Das als zulässig definierte Abweichungsband der Pt100 Temperatursensoren von 0,3 K sowie der Volumenströme von 5 % wurden der nordamerikanischen Richtlinie ARI 560 entlehnt. Das zulässige Abweichungsband der Temperaturen entspricht in etwa dem dreifachen der Messabweichung der Sensorik. In Anlehnung an die Pt100 Temperatursensoren wurden auch das Abweichungsband der Drücke und der Thermoelemente mit dem dreifachen der Messabweichung festgelegt.

Tab. C.2 listet die angewandten Stationaritätskriterien der Messungen der Dampfstrahlkälteanlage auf.

Tabelle C.2: Stationaritätskriterien der Dampfstrahlkälteanlage.

	extern	intern
absolut	$\Delta T_{11} < \pm 0,3\text{K}$ $\Delta T_{01} < \pm 0,3\text{K}$	$\Delta p_{H2} < \pm 0,9114\text{bar}$ $\Delta p_{K1} < \pm 0,2511\text{bar}$ $\Delta p_{V2} < \pm 0,0945\text{bar}$ $\Delta T_{H1} < \pm 0,3\text{K}$ $\Delta T_{K1} < \pm 0,3\text{K}$ $\Delta T_{V1} < \pm 0,3\text{K}$
relativ	$\Delta \dot{V}_1 < \pm 5\%$ $\Delta \dot{V}_{01} < \pm 5\%$	—

Die Vorlauftemperaturen und Volumenströme des Kühl- und Kaltwasserkreislaufes T_{11} , T_{01} , \dot{V}_1 und \dot{V}_{01} definieren die externen Einstellwerte. Die Drücke an den treib- und saugseitigen Eintritten p_{H2} und p_{V2} und am kondensatorseitigen Austritt p_{K1} des Dampfstrahlverdichters sind interne Kriterien der Stationarität einer Messung. Des Weiteren werden die internen Eintrittstemperaturen an den Wärmeübertragern T_{H1} , T_{K1} und T_{V1} als Stationaritätskriterien berücksichtigt.

Die als zulässig definierten Abweichungsbänder entsprechen denen des Abgaswärmeübertragerprüfstands bzw. in etwa dem dreifachen der Messabweichung der Sensorik.

Anhang D

Messtechnik und Messabweichungen

In folgendem Kapitel wird die eingesetzte Messtechnik diskutiert, die in vorliegender Arbeit auf die stationären Messpunkte angewandte Messabweichungsrechnung für direkt sowie nicht direkt messbare physikalische Größen beschrieben und die Kalibrierung der Temperatursensoren erläutert.

D.1 Messtechnik

D.1.1 Messprinzipien der verwendeten Sensorik

Im in Abschnitt 3.1 und 4.1 beschriebenen Abgaswärmeübertragerprüfstand und der Dampfstrahlkälteanlage fanden Temperatur-, Druck- und Volumensensoren Anwendung.

Temperatursensoren

Als Temperatursensoren wurden zum einen Pt100 Temperatursensoren und zum anderen Thermoelemente verwendet. Tab. D.1 gibt eine Übersicht über die eingesetzten Temperatursensoren und deren Sensorungenauigkeiten.

Tabelle D.1: Temperatursensoren, Messbereiche und Sensorungenauigkeiten.

Messtelle	Bauart	Bereich	Sensorungenauigkeit f
Widerstandssensoren			
$T_{H2}, T_{K2}, T_{V1}, T_{V2},$ $T_{11}, T_{12}, T_{01}, T_{02}$	Einschraubsensor Pt100, Klasse B	-200...850 °C	$\pm(0,3 \text{ °C} + 0,005 \cdot \vartheta_i)$
$T_{AB,Q}, T_{KW1}, T_{KW2}$	Einschraubsensor Pt100, 1/3 Klasse B	-50...400 °C	$\pm 1/3 \cdot (0,3 \text{ °C} + 0,005 \cdot \vartheta_i)$
T_{H1}, T_{K1}	Anlegesensor Pt100	-150...560 °C	$\pm(0,03 \text{ °C} + 0,0001 \cdot \vartheta_i)$
Thermoelemente			
$T_{AB11}, T_{AB12},$ T_{AB21}, T_{AB22}	Einschraubsensor Thermoelement Nickel-Chrom/Nickel TypK TK1	-40...1100 °C	$\pm 1,5 \text{ °C} (-40...375 \text{ °C})$ $\pm 0,004 \text{ °C} \cdot \vartheta_i (375...1100 \text{ °C})$

Es wurden zwei verschiedene Bauarten von Pt100 Temperatursensoren eingesetzt. Einschraubtemperatursensoren wurden entweder direkt oder unter Verwendung eines Schutzrohrs in den Kreislauf integriert, wohingegen Anlegetemperatursensoren mittels Spannketten auf den Anlagenleitungen befestigt wurden. Alle Thermoelemente sind Einschraubtemperatursensoren.

Die verwendeten Pt100 Temperatursensoren sind Widerstandstemperatursensoren, die aus einem um einen Keramikträger gewickelten Platindraht bestehen, der in eine Edelstahlschutzhülle eingebettet ist. Das Messprinzip des Widerstandstemperatursensors beruht auf der Tatsache, dass der elektrische Widerstand des Platindrahts temperaturabhängig ist. Mit steigender Temperatur des Platindrahts steigt die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen. Außerdem schwingen die Atomkerne im Metallgitter des Platindrahts mit steigender Drahttemperatur zunehmend um ihre Ruhelage, was die Leitungselektronen, die sich durch das Anlegen einer definierten Messspannung durch den Draht bewegen, in ihrer Fortbewegung beeinträchtigt. Der Zusammenhang zwischen der Drahttemperatur und dem ohmschen Widerstand verhält sich in guter Näherung linear. Der Referenzwiderstand R_0 einer Referenztemperatur eines Pt100 Platinwiderstandssensors ϑ_0 von $0\text{ }^\circ\text{C}$ beträgt $100\ \Omega$.

Widerstandstemperatursensoren unterscheiden sich von Thermoelementen hinsichtlich des Messbereichs, der Sensorungenauigkeiten und der Messdynamik. Zur stationären Vermessung wurden daher überwiegend Widerstandssensoren geringerer Dynamik und eines eingeschränkteren Messbereichs, jedoch geringerer Sensorungenauigkeiten eingesetzt. Thermoelemente in Form von Einschraubtemperatursensoren wurden nur bei hohen Temperaturen verwendet. Die verwendeten Thermoelemente bestehen aus einem Nickel und einem Nickel-Chrom Leiterelement, die an der Messstelle elektrisch leitend miteinander verbunden sind. Das Messprinzip der Thermoelemente beruht auf dem sogenannten Seebeck-Effekt, d.h. der Tatsache, dass an den freien Enden zweier verbundener Leiter unterschiedlichen Materials beim Anlegen einer Temperaturdifferenz über den Leiter eine von den Leitermaterialien abhängige Spannung auftritt. Die Spannung entsteht durch Thermodiffusionsströme im Material, d.h. das Elektronen hoher Energie vom heißen zum kalten Leiterende und Elektronen geringerer Energie in entgegengesetzte Richtung diffundieren. Die zwischen den freien Leiterenden anliegende Spannungsdifferenz ist annähernd proportio-

nal zur anliegenden Temperaturdifferenz. Die Messung der Spannungsdifferenz mit Thermoelementen erfordert eine Vergleichsstellenmessung, die sich meistens im Messgerät bzw. in der Signalaufnahme befindet. Der Zusammenhang zwischen Spannungs- und Temperaturdifferenz ist nicht linear. Thermoelemente besitzen aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen Spannungs- und Temperaturdifferenz sowie aufgrund der nötigen Vergleichsstellenmessung i.d.R. höhere Sensorungenauigkeiten, was die Wichtigkeit der Sensorkalibrierung gegenüber den Widerstandstemperatursensoren noch erhöht.

Aus Tab. D.1 geht hervor, dass Thermoelemente lediglich zum Messen der hohen Abgastemperaturen, jedoch kühlwasser-, kaltwasser- und kältemittelseitig durchgängig Pt100 Widerstandstemperatursensoren eingesetzt wurden. Außerdem wurden wegen der besseren Annäherung an die adiabate Mischtemperatur des Fluids¹ vorwiegend Einschraub- anstelle von Anlegesensoren verwendet.

Drucksensoren

Entsprechend dem zu untersuchenden Druckbereich fanden unterschiedliche Drucksensorbauarten Anwendung. Im Druckbereich von 0...16 bar wurden piezoresistive Sensoren angewandt, wohingegen im Druckbereich über 16 bar Dehnungsmessstreifen verwendet wurden. Beiden Bauarten liegt das Prinzip der Änderung des Widerstands eines elektrisch leitenden Festoffs bei mechanischer Verformung, also der sogenannte piezoresistive Effekt, zugrunde².

Bei der piezoresistiven Bauart steht das auf einer Trägeroberfläche aufgebrachte, häufig aus Silizium bestehende Halbleitersensorelement über eine Übertragungsflüssigkeit, i.d.R. ein synthetisches Öl, mit einer im Kreislauf integrierten Edelstahlmembran indirekt in Kontakt. Das Wirken einer Kraft auf die Edelstahlmembran wird durch die Flüssigkeit auf das Sensorelement übertragen, welches sich verformt und dessen elektrischer Widerstand sich dadurch verändert.

Im Messbereich über 16 bar wird anstelle des Einsatzes einer Übertragerflüssigkeit ein Dehnungsmessstreifen direkt auf der Edelstahlmembran befestigt, der

¹Die adiabate Mischtemperatur bezeichnet die Temperatur, die sich messen ließe, wenn das Fluid in einem adiabaten Behälter gesammelt und ideal durchmischt vorläge.

²Die Sensoren sind nicht zu verwechseln mit piezoelektrischen Drucksensoren, bei denen durch Druck in einem Kristall eine Ladungstrennung hervorgerufen wird, die eine Spannung induziert.

aus einer Trägeroberfläche mit aufgebrachtem Leiterbahngitter besteht. Die Länge der Gitterbahn verändert sich beim Wirken einer Kraft durch Dehnung oder Stauchung und damit verändert sich auch annähernd linear der elektrische Widerstand.

Tab. D.2 gibt eine Übersicht über die im Prüfstand und der Anlage eingesetzten Drucksensoren und deren Sensorungenauigkeiten, die die Nichtlinearität und Hysterese umfassen (EW: Endwert).

Tabelle D.2: Drucksensoren, Messbereiche und Sensorungenauigkeit.

Messstelle	Bezugsdruck	Bereich	Sensorungenauigkeit f
p_{H1}, p_{H2}	relativ (WIKA Typ $S - 10$)	1...60 bar	$\pm 0,5\%EW$ (± 300 mbar)
p_{K1}, p_{K2}	relativ (WIKA Typ $S - 10$)	1...16 bar	$\pm 0,5\%EW$ (± 80 mbar)
p_{V1}, p_{V2}	absolut (WIKA Typ $S - 10$)	0...6 bar	$\pm 0,5\%EW$ (± 30 mbar)
p_{KW1}	relativ (Druck Incorporated $PTX620$)	1...10 bar	$\pm 0,08\%EW$ (± 8 mbar)
p_{KW2}	relativ (Druck Incorporated $PTX620$)	1...2,5 bar	$\pm 0,08\%EW$ (± 2 mbar)
p_{AB1}, p_{AB2}	relativ (BD Sensors $DMP331$)	1...3 bar	$\pm 0,35\%EW$ ($\pm 10,5$ mbar)
$p_{AB,Q}$	relativ (Druck Incorporated $PTX620$)	1...4 bar	$\pm 0,08\%EW$ ($\pm 3,2$ mbar)
$dp_{100,AB}$	Differenzdruck (BD Sensors $DPS100$)	0...100 mbar	$\pm 0,6\%EW$ ($\pm 0,6$ mbar)
$dp_{20,AB}$	Differenzdruck (BD Sensors $DPS100$)	0...20 mbar	$\pm 0,6\%EW$ ($\pm 0,12$ mbar)

Neben den verschiedenen Messprinzipien ist die Wahl des Bezugsdrucks von Bedeutung. Es wird zwischen Relativ-, Absolut- und Differenzdrucksensoren unterschieden. Beim Relativdrucksensor wird gegen den Umgebungsdruck, beim Absolutdrucksensor gegen ein Hochvakuum von $< 3,0 \cdot 10^{-6}$ mbar (Gevatter, 2006) gemessen. Beim Differenzdrucksensor werden i.d.R. zwei Abso-

lutdrücke miteinander verglichen. Ein Differenzdrucksensor besteht aus zwei hermetisch durch eine Membran voneinander getrennten Messkammern. Die Verformung der Membran ändert den elektrischen Widerstand.

Bei der Auswahl zwischen Relativ-, Absolut- und Differenzdrucksensoren zur Messung muss entsprechend dem vorgesehenen Sensormessbereich der Einfluss von Luftdruckschwankungen berücksichtigt werden, um eine Einschränkung der Vergleichbarkeit der Messwerte auszuschließen. Für Messungen geringerer Drücke im Kältemittelkreislauf wurden daher verdampferseitig Absolutdrucksensoren eingesetzt, um den Einfluss des Luftdrucks auszuschließen. Bei der abgasseitigen Differenzdruckmessung über den Abgaswärmeübertrager im Bereich weniger Millibar wurden Differenzdrucksensoren angewendet.

Volumenstromsensoren

Im Prüfstand und in der Anlage wurden zwei verschiedene Arten von Durchflussmessprinzipien eingesetzt, die Durchflussmessung mit Hilfe eines Turbinenrads und mittels Ultraschall.

Beim Durchflussmessprinzip mit Hilfe eines Turbinenrads besteht eine direkte Proportionalität zwischen der Drehzahl des vom gasförmigen oder flüssigen Medium angeströmten Turbinenrads und der Fließgeschwindigkeit des Mediums.

Das Durchflussmessprinzip mittels Ultraschall beruht auf der Laufzeitdifferenzmethode. Hierzu senden Ultraschallsensorköpfe, die gleichzeitig als Sender und Empfänger fungieren, paarweise Signale in und entgegen der Strömungsrichtung des fließenden Fluids. Die gesendeten Ultraschallsignale setzen sich gemäß der fluidspezifischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten fort und werden vom jeweils anderen Sensor empfangen ³. Bei ruhendem Fluid besteht keine Differenz zwischen den Signallaufzeiten, während es bei strömendem Fluid zu einer Laufzeitverschiebung kommt. Das in Strömungsrichtung ausgesendete Signal wird beschleunigt, das entgegen der Strömungsrichtung gesendete Signal verzögert. Die auftretende Laufzeitdifferenz ist direkt proportional zur Fließgeschwindigkeit.

³Die Ultraschallsignale werden mittels eines piezoelektrischen Kristalls durch Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung erzeugt. Umgekehrt entsteht beim Auftreffen eines Ultraschallimpulses am piezoelektrischen Kristall eine messbare Spannung.

Die Sensoren müssen bei der Ultraschalldurchflussmessung nicht zwingend in die Rohrwand integriert sein. Ultraschallanlegesensoren werden auf den Anlagenleitungen befestigt. Das gesendete Signal durchquert hierbei zunächst die Rohrwand, setzt sich durch das Fluid fort und wird gegebenenfalls vor dem Empfang durch den anderen Sensor an der Rohrwand reflektiert.

Rohrparameter, d.h. Rohrdurchmesser, Wanddicke und Rauigkeit, sowie Fluideigenschaften, d.h. Temperatur und zugehörige Schallausbreitungsgeschwindigkeit, müssen für die Messungen nach diesem Prinzip möglichst genau bekannt sein. Im Vergleich zur magnetisch-induktiven Durchflussmessung ist die elektrische Leitfähigkeit des Fluids zur Auslenkung der elektrisch geladenen Fluidteilchen im Magnetfeld nicht Messvoraussetzung.

Tab. D.3 gibt eine Übersicht über die eingesetzten Volumenstromsensoren und deren Messabweichungen.

Tabelle D.3: Volumenstromsensoren, Messprinzipien und Sensorungenauigkeiten.

Messstelle	Messprinzip	Sensorungenauigkeit f
$\dot{V}_H, \dot{V}_K, \dot{V}_E, \dot{V}_1, \dot{V}_{01}$	Laufzeitdifferenzmethode (Ultraschallsensor Flexim)	$\pm(1 \text{ cm/s} + 0.01 \cdot w_i) \cdot A_i$ (0...30 m ³ /h)
\dot{V}_{AB}	Turbinenrad (Elster Amco Q650)	$\pm 0,03 \cdot \dot{V}_i$ (50...200 m ³ /h) $\pm 0,015 \cdot \dot{V}_i$ (200...1000 m ³ /h)
\dot{V}_{KW}	Turbinenrad (SIKA VTR1020)	$\pm 0,0055 \cdot \dot{V}_i$ (13,3...133 l/min)

In Tab. D.3 wird ersichtlich, dass die Ultraschallmessung bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten aufgrund der nicht zum Messwert proportionalen konstanten Messabweichung von 1 cm/s zu hohen Messabweichungen führt. Die Messabweichungen der Ultraschallsensoren beinhalten die Abweichungen des Sensors sowie der Datenverarbeitung, d.h. es handelt sich um die Messabweichung des Ausgangssignals.

Die Messabweichungen des abgasseitigen Turbinenrads verdoppeln sich in Bereichen geringeren Volumenstroms.

D.1.2 Aufnahme und Verarbeitung der Messsignale

Die Ausgangssignale der Sensoren müssen zur Weiterverarbeitung mit einem Messrechner zunächst aufgenommen, gegebenenfalls verstärkt und gewandelt werden. Die Signalaufnahme, Verstärkung und Wandlung stellen eine nicht vernachlässigbare Messabweichungsquelle dar.

Tab. D.4 zeigt die Ausgangssignale der verwendeten Sensoren.

Tabelle D.4: Sensoren und Ausgangssignale.

Sensor	Ausgangssignal
Einschraubtemperatursensoren Pt100	Ohmscher Widerstand [Ω]
Einschraubtemperatursensoren TE	elektrische Spannung [V]
Anlegetemperatursensoren Pt100	Strom 4...20 mA
Drucksensoren	Strom 4...20 mA
Ultraschalldurchflusssensoren	Strom 4...20 mA
Turbinenraddurchflusssensoren	Strom 4...20 mA

Zur Aufnahme der Sensorausgangssignale wird zum einen ein Stecksystem der Firma WAGO Kontakttechnik verwendet, das aus für die Ausgangssignale spezifischen WAGO Klemmen und einer die Signale bündelnden WAGO Steuereinheit besteht. Zum anderen wird zur Aufnahme ein dezentrales Peripheriegerät ET200B der Firma Siemens verwendet, welches aus für die Ausgangssignale konfigurierbaren Elektronikblöcken und einem die Signale bündelnden Terminalblock besteht.

Das zur Erfassung der Analogsignale verwendete Datenformat und damit die Anzahl der zur digitalen Messdatenerfassung und Messdatenübertragung zur Verfügung stehenden Einheiten bzw. Binärziffern⁴ beeinflusst die Ungenauigkeiten der Datenaufnahme und Verarbeitung entscheidend, da diese Anzahl zur Darstellung des physikalischen Sensorbereichs die maximale Auflösung des jeweiligen Messsignals festlegt.

Tab. D.5 zeigt die sich aus der Messdatenerfassung und Verarbeitung resultierenden systematischen, nicht erfassbaren Ungenauigkeiten für die verschie-

⁴Engl.: Binary digits bzw. Bits.

denen eingesetzten Sensoren.

Tabelle D.5: Ungenauigkeiten der Datenerfassung.

Sensor	Ungenauigkeit f
Dampfstrahlkälteanlage	
Einschraubtemperatursensoren Pt100 (WAGO Klemme 750 – 461)	± 100 mK
Anlegetemperatursensoren Pt100 (Flexim Fluxus/ WAGO Klemme 750 – 455)	± 100 mK
Drucksensoren 1...60 bar (WAGO Klemme 750 – 455)	$\pm 14,4$ mbar
Drucksensoren 1...16 bar (WAGO Klemme 750 – 455)	$\pm 3,6$ mbar
Drucksensoren 0...6 bar (WAGO Klemme 750 – 455)	$\pm 1,6$ mbar
Abgaswärmeübertragerprüfstand	
Einschraubtemperatursensoren Pt100 (WAGO Klemme 750 – 461)	± 100 mK
Einschraubtemperatursensoren Pt100 (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	± 500 mK
Einschraubtemperatursensoren <i>TE</i> (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	± 1 K
Einschraubtemperatursensoren Pt100 (WAGO Klemme 750 – 478)	± 30 mK
Anlegetemperatursensoren Pt100 (Flexim Fluxus/ WAGO Klemme 750 – 455)	± 104 mK
Drucksensoren 1...60 bar (WAGO Klemme 750 – 455)	$\pm 14,4$ mbar
Drucksensoren 1...16 bar (WAGO Klemme 750 – 455)	$\pm 3,6$ mbar
Drucksensoren 1...10 bar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 4,3$ mbar

fortgesetzt auf nächster Seite

Drucksensoren 1...4 bar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 1,6$ mbar
Drucksensoren 1...3 bar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	± 1 mbar
Drucksensoren 1...2, 5 bar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 0,7$ mbar
Differenzdrucksensor 0...100 mbar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 0,05$ mbar
Differenzdrucksensor 0...20 mbar (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 0,01$ mbar
Turbinenradvolumenstromsensor \dot{V}_{AB} (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 0,52$ m ³ /h
Turbinenradvolumenstromsensor \dot{V}_{KW} (Siemens Elektronikblock <i>ET200B – 4/8AI</i>)	$\pm 0,07$ l/min

Die Quantisierung durch das dezentrale Peripheriegerät ET200B führt zu der in Tab. D.5 gezeigten hohen Ungenauigkeit bei den Einschraubtemperatursensoren Pt100 und Thermoelementen des Abgaswärmeübertragerprüfstands. Die Ungenauigkeit der Anlegetemperatursensoren Pt100, deren Signale über eine spezielle Datenerfassung aufgenommen und in einem zweiten Schritt an die WAGO Klemmen weitergeleitet werden, liegt ungefähr in der Größenordnung der Ungenauigkeit der Pt100 Einschraubtemperatursensoren, da durch die eigene Datenerfassung der darstellbare Sensortemperaturbereich eingeschränkt wird. Bei identischem Sensortemperaturbereich würde sich die Ungenauigkeit einer solchen Lösung über zwei Datenaufnahmen bzw. Datenverarbeitungssysteme deutlich vergrößern.

Die Schnittstelle zwischen der WAGO Steuereinheit bzw. dem Terminalblock und der Signalverarbeitungssoftware wird mittels des Programms OPC⁵ hergestellt, welches jedem der aufgenommenen Klemmsignale eine virtuelle Adresse zuweist.

Zur Messdatenverarbeitung wird die Software Labview der Firma National Instruments aus der Mess-, Regelungs- und Automatisierungstechnik verwendet. Die Skalierung der Signale, d.h. die Umrechnung der Eingangssignale von De-

⁵Object Linking and Embedding (OLE) for Process Control.

zimalzahlform in physikalische Größen, die Kalibrierung bzw. Korrektur der Messwerte sowie die Verarbeitung der Messdaten wird in zu für diesen Zweck erstellten Labview-Programmen implementiert.

In folgendem Abschnitt werden die verschiedenen Messabweichungen klassifiziert und die Berechnung der gesamten Messabweichung wird erläutert.

D.2 Klassifikation der Messabweichungen

Eine Messabweichung, d.h. eine Abweichung eines aus Messungen gewonnenen und der Messgröße⁶ zugeordneten Wertes vom wahren Wert⁷, ist vor allem auf die Unvollkommenheit der verwendeten Messgeräte, des Messverfahrens und des Messobjekts⁸ zurückzuführen. Des Weiteren kommen Messabweichungen durch die Messungen verfälschende, sich zeitlich ändernde Umwelteinflüsse, wie Temperatur, Luftdruck, Feuchte, sowie elektrische und magnetische Felder zustande.

Messabweichungen lassen sich in zufällige und systematische Messabweichungen unterteilen. Der zufälligen Messabweichung liegt die zufällige, nicht einseitig gerichtete Streuung der ermittelten Messwerte um den Erwartungswert zugrunde. Sie schwankt ungleich nach Betrag und Vorzeichen, weshalb kein Ausgleich bzw. keine Korrektur möglich bzw. nötig ist. Systematische Messabweichungen schwanken um einen bestimmten Betrag und ein bestimmtes Vorzeichen. Erfassbare systematische Messabweichungen können ausgeglichen bzw. korrigiert werden, nicht erfassbare systematische Messabweichungen hingegen nicht. Es sei darauf hingewiesen, dass eine klare Unterscheidung zwischen nicht erfassbarer systematischer und zufälliger Messabweichung nicht immer möglich ist.

Tab. D.6 gibt eine Übersicht über die Klassifikation der Messabweichungen und deren Erfassbarkeit bzw. Korrekturmöglichkeit.

⁶Die Messgröße ist nach DIN 1319 die physikalische Größe, die durch die Messung erfasst wird.

⁷Der wahre Wert ist nach DIN 1319 der Zielwert der Auswertung von Messungen der entsprechenden Messgröße.

⁸Das Messobjekt ist nach DIN 1319 der Träger der physikalischen Größe, deren Wert gemessen werden soll.

Tabelle D.6: Klassifikation der Messabweichungen.

Art der Messabweichung	Erfassbarkeit/ Korrekturmöglichkeit
zufällige Messabweichung δ_z	-
systematische Messabweichung δ_s	nicht erfassbare systematische Messabweichung
	erfassbare systematische Messabweichung

Messwerte jeder Messung bzw. jedes Experiments sind mit zufälligen und systematischen Messabweichungen behaftet. Durch die Kalibrierung der Messtechnik, d.h. der Kette aus Sensoren, Signalaufnahme und Signalverarbeitung, lässt sich die erfassbare systematische Messabweichung teilweise korrigieren, sofern ein Referenzsensor geringerer Messabweichung oder eine unabhängige Methode zur Bestimmung des wahren Wertes zur Verfügung steht.

D.3 Messabweichung direkt messbarer Größen

Zufällige Messabweichungen

x sei eine direkt messbare physikalische Größe, die unabhängig und identisch verteilt ist. Die Größe x sei normalverteilt. Sie besitzt also den Erwartungswert $\mathcal{E}(x)$ und die Varianz σ_x^2 , womit gilt $x \sim \mathcal{N}[\mathcal{E}(x), \sigma_x^2]$.

Der empirische Mittelwert \bar{x}_n einer endlichen Anzahl von Messungen vom Umfang n dieser normalverteilten physikalischen Größe x lässt sich mittels des arithmetischen Mittelwerts und die empirische Varianz bzw. die Stichprobenvarianz der endlichen Anzahl von Messungen s_n^2 wie folgt schätzen (s. Kramer und Kamps, 2007):

$$\bar{x}_n = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{D.1})$$

$$s_n^2 = \frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (\bar{x}_n - x_i)^2 \quad (\text{D.2})$$

Der Mittelwert der Messung ist wieder normalverteilt und es gilt $\bar{x} \sim \mathcal{N}[\bar{x}_n, s_{\bar{x}_n}]$ (s. Kramer und Kamps, 2007)⁹.

Da die Varianz der physikalischen messbaren Größe σ_x^2 i.d.R. nicht bekannt ist und daher mittels der Varianz der endlichen Anzahl der Messungen s_n^2 geschätzt werden muss, kann von einer Normalverteilung des Mittelwertes der endlichen Anzahl von Messungen nur bei ausreichend großem Umfang $n \geq 30$ ausgegangen werden. Bei zu geringem Umfang n muss von einer sogenannten Student-t-Verteilung ausgegangen werden, die eine größere Breite als die Normalverteilung besitzt.

Die Standardabweichung des Mittelwertes $s_{\bar{x}_n}$ berechnet sich wie folgt:

$$s_{\bar{x}_n} = s_n / \sqrt{n} \quad (\text{D.3})$$

Die Standardabweichung des Mittelwertes $s_{\bar{x}_n}$ verringert sich mit der Wurzel der Anzahl der Messungen n . Sie ist entsprechend der in Abschnitt D.2 vorgenommenen Klassifikation die zufällige Messabweichung des Mittelwertes der direkt messbaren physikalischen Größe δ_{z, \bar{x}_n} aus der endlichen Anzahl von Messungen vom Umfang n , d.h. $s_{\bar{x}_n} = \delta_{z, \bar{x}_n}$.

Systematische Messabweichungen

Da die Verteilung von systematischen Messabweichungen i.d.R. nicht bekannt ist, wird von einer Rechteckverteilung (vgl. Pesch, 2003) ausgegangen, deren Standardabweichung s_R sich wie folgt errechnet:

$$s_R = \frac{f}{\sqrt{3}} \quad (\text{D.4})$$

Die Ungenauigkeiten der Messtechnik und der Datenerfassung f wurden den entsprechenden Datenblättern entnommen und sind in Tab. D.1, D.2, D.3 und D.5 aufgelistet. Die Standardabweichung der Rechteckverteilung s_R ist entsprechend der in Abschnitt D.2 vorgenommenen Klassifikation eine systematische Messabweichung δ_s , d.h. $s_R = \delta_s$.

Durch die willkürliche Annahme einer Rechteckverteilung und die damit einhergehende Behandlung der systematischen Ungenauigkeiten der Messtechnik

⁹Der Index i ist der Laufindex der einzelnen Messpunkte zur Bestimmung des arithmetischen Mittelwerts ($1 < i < n$).

und der Messdatenerfassung f wie statistische rechteckverteilte Größen mit entsprechenden Standardabweichungen s_R kann die gesamte Messabweichung der physikalischen Größe $\mathcal{U}_{\bar{x}_n}$ entsprechend der Klassifikation aus der zufälligen Messabweichung δ_{z,\bar{x}_n} und den systematischen Messabweichungen $\delta_{s,j}$ nach den Regeln der Statistik über deren Standardabweichungen bestimmt werden, wie im folgenden Abschnitt erklärt wird.

Gesamte Messabweichung

Die gesamte Messabweichung $\mathcal{U}_{\bar{x}_n}$ der physikalischen Größe \bar{x}_n berechnet sich aus:

$$\mathcal{U}_{\bar{x}_n} = k \cdot \sqrt{\delta_{z,\bar{x}_n}^2 + \sum_{j=1}^m \delta_{s,j}^2} = 2 \cdot \sqrt{\delta_{z,\bar{x}_n}^2 + \sum_{j=1}^m \delta_{s,j}^2} \quad (\text{D.5})$$

Sie besteht aus der Quadratwurzel der Summe der quadrierten zufälligen δ_{z,\bar{x}_n} und systematischen Messabweichungen $\delta_{s,j}$ entsprechend des Superpositionsprinzips statistischer Einflüsse (vgl. Pesch, 2003)¹⁰. Hierin beschreibt k den gewünschten Überdeckungsfaktor, der eine Aussage zum Vertrauensniveau macht. Mit dem gewählten Überdeckungsfaktor k von 2 wird bei einer normalverteilten Größe ein Vertrauensniveau von 95,4% erreicht, was bedeutet, dass sich der errechnete Mittelwert der physikalischen Messgröße mit einer Wahrscheinlichkeit von 95,4% in dem Bereich $(\bar{x}_n \pm \mathcal{U}_{\bar{x}_n})$ befindet (Pesch, 2003).

In folgendem Abschnitt wird die Kalibrierung als Maßnahme zur Verringerung der erfassbaren, systematischen Messabweichungen der Temperatursensoren erläutert.

D.4 Kalibrierung

Zur Verringerung der erfassbaren systematischen Messabweichungen der Temperatursensoren $\delta_{s,j}$ werden die Sensoren (Kalibriergegenstände) durch wiederholte, automatisiert eingestellte Messungen mit einem Referenzsensor verglichen, dessen Messabweichung um mindestens eine Größenordnung unter der des Kalibriergegenstands liegen sollte.

¹⁰Der Index j ist der Laufindex der systematischen Messabweichungen ($1 < j < m$).

D.4.1 Kalibratoren

Bei der Kalibrierung wurden zwei verschiedene Kalibratoren, d.h. zum einen ein Ölthermostatbad mit einem Referenzsensor und zum anderen ein Kalibrierblock, eingesetzt.

Zur Kalibrierung werden Referenzsensor und Kalibriergegenstand in ein Ölbad eingebracht, welches das Einstellen von definierten Temperaturen ermöglicht. Als Referenzsensor wird ein Pt100 Temperatursensor mit einer Widerstandsmessbrücke TTI-7 der Firma Isotech verwendet, der in regelmäßigen Abständen vom Deutschen Kalibrierdienst kalibriert wird. Das Ölbad befindet sich in einem Umwälzthermostatbad des Typs F 32-MC der Firma Julabo, das eine automatisierte Einstellung der Temperatur erlaubt. Entsprechend dem Einsatzbereich der Sensoren in der Anlage werden Temperaturprofile von -10 °C bis 150 °C in einem Abstand von 5 K gemessen und die Messwerte von Referenz- und Kalibriersensor zu Auswertungszwecken gespeichert. Zur Vermeidung von Hysterese werden die Temperaturprofile sowohl auf- als auch absteigend gemessen.

Des Weiteren wurde die Kalibrierung vor allem der Thermoelemente mittels eines Kalibrators der Baureihe TP28850E der Firma SIKA durchgeführt, der mit einem elektrisch geregelten Heizblock aus Aluminiumbronze arbeitet und Temperaturen bis zu 850 °C erreichen kann. Es wird analog wie bei der Kalibrierung im Ölbad verfahren.

Aus diesen Kalibriermessungen lassen sich die Referenztemperatur ϑ_{ref} sowie die Temperatur des Kalibriergegenstands ϑ_{KG} und damit auch die notwendigen Korrekturfunktionen $K(\vartheta_{KG})$ in Form von Kalibriergeraden bestimmen, wie im Folgenden erklärt wird.

D.4.2 Referenztemperatur, Temperatur am Kalibriergegenstand und Kalibriergeraden

Die jeweilige Referenztemperatur ϑ_{ref} berechnet sich wie folgt:

$$\begin{aligned}\vartheta_{ref} &= \bar{\vartheta}_{ref} \pm \mathcal{U}_{\bar{\vartheta}_{ref}} = \bar{\vartheta}_{ref} \pm 2 \cdot \sqrt{\delta_{z,\bar{\vartheta}_{ref}}^2 + \delta_{s,ref,nef}^2} \\ &= \bar{\vartheta}_{ref} \pm 2 \cdot \sqrt{(s_n/\sqrt{n})^2 + \delta_{s,ref,nef}^2}\end{aligned}\quad (\text{D.6})$$

$\bar{\vartheta}_{ref}$ ist der aus den n Kalibriermessungen berechnete Mittelwert der Temperatur des Referenzsensors und (s_n/\sqrt{n}) dessen Standardabweichung. Zusätzlich muss die systematische, nicht erfassbare Messabweichung des Referenzsensors $\delta_{s,ref,nef}$ berücksichtigt werden. Sie umfasst mögliche Abweichungen durch die Kalibrierung des Referenzsensors sowie des Normalwiderstands, durch thermische Effekte sowie Instabilitäten im Thermostatbad (vgl. Kalibrierdienst, 2003). Abweichungen durch thermische Effekte wie eine Drift, Wärmeableitung und Eigenerwärmung des Referenzsensors werden beim Kalibrieraufbau durch Überschlagsrechnungen als in guter Näherung vernachlässigbar eingestuft. Instabilitäten durch örtliche Inhomogenitäten und zeitliche Instabilitäten im Thermostatbad hingegen liegen in der Größenordnung von 5,8 mK und Abweichungen durch die Referenzsensorkalibrierung von 7,5 mK. Die Werte wurden den Datenblättern des Thermostatbads entnommen.

Nach der Bestimmung der Referenztemperatur ϑ_{ref} und dessen Messabweichung wird die Temperatur des Kalibriergegenstands ϑ_{KG} wie folgt bestimmt:

$$\begin{aligned}\vartheta_{KG} &= \bar{\vartheta}_{KG} \pm \mathcal{U}_{\bar{\vartheta}_{KG}} \\ &= \bar{\vartheta}_{KG} \pm 2 \cdot \sqrt{(s_n/\sqrt{n})^2 + \delta_{s,KG,nef}^2 + (\mathcal{U}_{\bar{\vartheta}_{ref}}/2)^2}\end{aligned}\quad (D.7)$$

$\bar{\vartheta}_{KG}$ ist der aus den n Kalibriermessungen berechneten Mittelwert der Temperatur des Kalibriergegenstands und (s_n/\sqrt{n}) dessen Standardabweichung. Zusätzlich muss die systematische, nicht erfassbare Messabweichung des Kalibriergegenstands $\delta_{s,KG,nef}$ berücksichtigt werden. Sie beinhaltet Abweichungen durch die Messdatenerfassung und -verarbeitung, zusätzliche Kabellängen, thermische Effekte sowie Fertigungsfehler, die durch den Kalibrieraufbau nicht erfassbar gemacht werden. Es wurde die bei der Messdatenerfassung und Messdatenverarbeitung auftretende Messabweichung berücksichtigt, die je nach Signalart die höchste systematische, nicht erfassbare Messabweichungsquelle der Messkette darstellt. Aus Gl. D.7 geht hervor, dass sowohl die zufällige als auch die systematische Messabweichung des Referenzsensors $\mathcal{U}_{\bar{\vartheta}_{ref}}$ wie eine nicht erfassbare, systematische Messabweichung des Kalibriergegenstands $\delta_{s,nef}$ behandelt werden.

Aus der Differenz der Referenztemperatur ϑ_{ref} und der Temperatur des Kalibriergegenstands ϑ_{KG} werden Ausgleichsfunktionen, die sogenannten Kali-

briergeraden $K(\vartheta_{KG})$, errechnet. Die Abweichungen bzw. Korrekturen wurden bei den Widerstandssensoren durch einen quadratischen Zusammenhang angenähert und beliefen sich je nach Sensor auf teilweise über 1 K. Bei den Thermoelementen wurde aufgrund der ausreichenden Abbildungsgenauigkeit ein linearer anstelle eines quadratischen Ansatzes gewählt und um bis zu 4 K korrigiert.

D.5 Fortpflanzung von Messabweichungen unabhängiger Größen

Sei y eine physikalische Größe, die nicht direkt messbar ist, sondern sich nur indirekt aus mindestens zwei messbaren Größen entsprechend eines physikalischen Zusammenhangs bestimmen lässt. Diese Größe ist ebenso wie die direkt messbaren Größen mit einer Messabweichung behaftet. Die Messabweichung dieser Größe wird mittels der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt (Pesch, 2003). Bei mehreren voneinander unabhängigen Größen x_1, x_2, \dots, x_k , deren Mittelwerte \bar{x}_l mit den gesamten Messabweichungen $\mathcal{U}_{\bar{x}_1}, \mathcal{U}_{\bar{x}_2}, \dots, \mathcal{U}_{\bar{x}_k}$ behaftet sind¹¹, ergibt sich die absolute Messabweichung der abgeleiteten Größe \mathcal{U}_y mittels einer Taylorreihenentwicklung von $y(x_l)$ bei Vernachlässigung Glieder höherer Ordnung zu:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_y^2 &= \left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_2} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_k} \right)^2 \\ \mathcal{U}_y^2 &= \sum_{l=1}^k \left(\frac{\partial y}{\partial x_l} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_l} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

Die partiellen Ableitungen $(\partial y / \partial x_l)$ der nicht direkt messbaren Größe y nach der direkt messbaren Größe x_l werden als Sensitivitätskoeffizienten bezeichnet. Die Sensitivitätskoeffizienten geben an wie stark die nicht direkt messbare Größe y von der direkt messbaren Einflussgröße x_l abhängt. Die gesamte Messabweichung \mathcal{U}_y der abgeleiteten Zielgröße hängt gemäß Gl. D.8 von den absoluten Messabweichungen der einzelnen direkt messbaren Größen sowie den Sensitivitätskoeffizienten ab.

¹¹Der Index l ist der Laufindex der direkt messbaren Größen ($1 < l < k$).

Die relative Messabweichung $\mathbf{u}_y = (\mathcal{U}_y/y)$ errechnet sich analog zur absoluten Messabweichung \mathcal{U}_y wie folgt (Pesch, 2003):

$$\mathbf{u}_y^2 = \sum_{l=1}^k \left(\frac{\partial y/y}{\partial x_l/x_l} \cdot \mathbf{u}_l \right)^2 \quad (\text{D.9})$$

Die Verwendung der relativen Messabweichung vereinfacht je nach Form der Modellgleichung gegebenenfalls erheblich die Berechnung abgeleiteter Größen und kann nach der Berechnung in die absolute Messabweichung umgerechnet werden, falls diese benötigt wird.

Bei aus direkten Messgrößen abgeleiteten Größen kann der funktionale Zusammenhang zur Berechnung der Messabweichung explizit verwendet werden. Eine solche abgeleitete Größe ist beispielsweise die hydraulische Leistung der Kältemittelpumpe P_h , welche nach folgender Modellgleichung berechnet wird:

$$P_h = \dot{V}_H \cdot (p_{H1} - p_{K2}) \quad (\text{D.10})$$

Unter Verwendung von Gl. D.8 lässt sich die Messabweichung der hydraulischen Pumpleistung \mathcal{U}_{P_h} wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_{P_h}^2 &= \left(\frac{\partial P_h}{\partial \dot{V}_H} \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_H} \right)^2 + \left(\frac{\partial P_h}{\partial p_{H1}} \cdot \mathcal{U}_{p_{H1}} \right)^2 + \left(\frac{\partial P_h}{\partial p_{K2}} \cdot \mathcal{U}_{p_{K2}} \right)^2 \\ &= (p_{H1} - p_{K2})^2 \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_H}^2 + \dot{V}_H^2 \cdot \mathcal{U}_{p_{H1}}^2 + \dot{V}_H^2 \cdot \mathcal{U}_{p_{K2}}^2 \end{aligned} \quad (\text{D.11})$$

Die Messabweichung \mathcal{U}_{P_h} lässt sich also aus den physikalischen Messgrößen \dot{V}_H , p_{H1} und p_{K2} sowie deren jeweiligen Messabweichungen $\mathcal{U}_{\dot{V}_H}$, $\mathcal{U}_{p_{H1}}$ und $\mathcal{U}_{p_{K2}}$ bestimmen.

Für das Wasser-Glykol-Gemisch (50% Wasser und 50% BASF Glythermin NF) werden folgende temperaturabhängige, polynomische Funktionen der Fluideigenschaften des Herstellers für Dichte und spezifische Wärmekapazität verwendet:

$$\rho = -0,0012 \cdot \vartheta^2 - 0,5195 \cdot \vartheta + 1083,6 \quad (\text{D.12})$$

$$c_p = -0,00002 \cdot \vartheta^3/3 + 0,007 \cdot \vartheta^2/2 + 3,1807 \cdot \vartheta \quad (\text{D.13})$$

Eine Druckabhängigkeit von Dichte und Wärmekapazität wird bei dem inkompressiblen Wasser-Glykol-Gemisch vernachlässigt. Die Sensitivitätsfaktoren ergeben sich aus den entsprechenden Ableitungen.

Bei den meisten aus direkten Messgrößen abgeleiteten Größen kann zur Berechnung der Messabweichung kein funktionaler Zusammenhang explizit verwendet werden, sondern es wird auf eine Stoffdatenbank zurückgegriffen. Dabei handelt es sich in der vorliegenden Arbeit beispielsweise um die spezifische Wärmekapazität c_p , die Dichte ρ und die Enthalpie h als Funktion der Temperatur und des Drucks. Gemäß Gl. D.8 lassen sich die Messabweichungen dieser Größen wie folgt berechnen:

$$\mathcal{U}_{c_p}^2 = \left(\frac{\partial c_p}{\partial T} \cdot \mathcal{U}_T \right)^2 + \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \cdot \mathcal{U}_p \right)^2 \quad (\text{D.14})$$

$$\mathcal{U}_{\rho}^2 = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \cdot \mathcal{U}_T \right)^2 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \cdot \mathcal{U}_p \right)^2 \quad (\text{D.15})$$

$$\mathcal{U}_h^2 = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \cdot \mathcal{U}_T \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial p} \cdot \mathcal{U}_p \right)^2 \quad (\text{D.16})$$

Zur Ableitung der Messabweichung dieser Größen bedarf es der Berechnung der spezifischen Sensitivitätskoeffizienten der an den Prozessen beteiligten Stoffen, d.h. Wasser, Abgas und Kältemittel R134a.

Zur Berechnung der Sensitivitätskoeffizienten aus der Datenbank der Fluideigenschaften werden die partiellen Ableitungen $(\partial y / \partial x_i)$ für Wasser, Abgas bzw. Luft und Kältemittel R134a mittels einer Sekante um den Funktionswert der jeweiligen abgeleiteten Messgröße $y(x_i)$ als zentrale Differenzenquotienten wie folgt gebildet:

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right) \approx \frac{y(x_i + \Delta) - y(x_i - \Delta)}{2 \cdot \Delta}$$

Bei ausreichend geringer Schrittweite Δ gibt die Sekante in guter Näherung die Steigung des Funktionsverlaufs der Zielgröße wieder. Die Schrittweite ist je nach Funktionsverlauf dann ausreichend genau, wenn eine Erhöhung der Schrittweite keine wesentliche Änderung des Sensitivitätskoeffizienten bedeutet. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Schrittweite Δ von 0,000001 gewählt.

D.6 Fortpflanzung von Messabweichungen abhängiger Größen

Nicht alle physikalisch nicht direkt messbaren Größen können mittels Modellgleichungen aus voneinander unabhängigen Größen abgeleitet werden. Die in die Modellgleichungen einfließenden Größen können zum Teil von denselben Variablen abhängen und sind dadurch korreliert (z.B. mehrere Fluideigenschaften, die von derselben Temperatur abhängen). In diesem Fall muss neben den quadrierten Summen der Messabweichungen multipliziert mit den entsprechenden Sensitivitätskoeffizienten nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung die Kovarianz der korrelierten Größen $COV(x_l^*, x_p)$ berücksichtigt werden¹². Die Kovarianz findet in der Regel als mittels der Standardabweichungen $\sigma_{x_l^*}$ und σ_{x_p} normierte Kovarianz $COV_{norm}(x_l^*, x_p) = COV(x_l^*, x_p) / (\sigma_{x_l^*} \cdot \sigma_{x_p})$ ($-1 \leq COV_{norm}(x_l^*, x_p) \leq 1$) Verwendung, weil die absoluten Werte der Kovarianz schwer interpretierbar sind.

Die Messabweichung der abgeleiteten Größe \mathcal{U}_y berechnet sich aus den jeweiligen direkt messbaren und abhängigen Größen x_1, x_2, \dots, x_k , von denen einige Größen x_l^* mit anderen Größen x_p korreliert sind, wie folgt:

$$\begin{aligned} \mathcal{U}_y^2 &= \sum_{l=1}^k \left(\frac{\partial y}{\partial x_l} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_l} \right)^2 \\ &+ \sum_{l=1}^k \sum_{p=1}^q \frac{\partial y}{\partial x_l^*} \cdot \frac{\partial y}{\partial x_p} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_l^*} \cdot \mathcal{U}_{\bar{x}_p} \cdot COV_{norm}(x_l^*, x_p) \end{aligned} \quad (D.17)$$

Hierin sind $\mathcal{U}_{\bar{x}_l}$, $\mathcal{U}_{\bar{x}_l^*}$ und $\mathcal{U}_{\bar{x}_p}$ die entsprechenden gesamten Messabweichungen der jeweiligen Größen. Die normierte Kovarianz zweier korrelierter Größen $COV_{norm}(x_l^*, x_p)$ berechnet sich aus:

$$COV_{norm}(x_l^*, x_p) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i^* - \bar{x}_l^*) \cdot (x_i - \bar{x}_p)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i^* - \bar{x}_l^*)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}_p)^2}} \quad (D.18)$$

¹²Der Index l ist der Laufindex aller direkt messbaren und unabhängigen Größen ($1 < l < k$), die in die Berechnung der abhängigen Größe y eingehen, d.h. $y = f(x_1, x_2, \dots, x_k)$. Das Superskript $*$ markiert aus der Gesamtheit der direkt messbaren und unabhängigen Größen diejenigen, die mit anderen Größen der Gesamtheit korreliert sind. Der Index p ist der Laufindex der mit einer Größe x_l^* korrelierten Größen ($1 < p < q$).

Hierin sind \bar{x}_i , \bar{x}_i^* und \bar{x}_p jeweils die Mittelwerte¹³.

Bei aus nicht direkt messbaren, korrelierten Größen abgeleiteten physikalischen Größen handelt es sich beispielsweise um den Wärmestrom \dot{Q} als Funktion der Enthalpiedifferenz, der Dichte und des Volumenstroms oder alternativ als Funktion der spezifischen Wärmekapazität, der Temperaturdifferenz und des Volumenstroms wie in folgenden Modellgleichungen allgemein formuliert:

$$\dot{Q} = \rho_1 \cdot \dot{V}_1 \cdot (h_1 - h_2) \quad (\text{D.19})$$

$$\dot{Q} = \rho_1 \cdot \dot{V}_1 \cdot \bar{c}_{p,12} \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{D.20})$$

In Gl. D.19 sind die beiden abhängigen Größen ρ_1 und h_1 korreliert, weil sie aus derselben direkt gemessenen Temperatur T_1 und demselben direkt gemessenen Druck p_1 berechnet werden.

In Gl. D.20 sind die abhängigen Größen ρ_1 und $\bar{c}_{p,12}$ mit der direkten Messgröße T_1 korreliert, weil dieselben direkten Messgrößen T_1 und p_1 für die Berechnung verwendet werden. Die abhängige Größe $\bar{c}_{p,12}$ ist außerdem mit der direkten Messgröße T_2 korreliert. Aufgrund der Verwendung von T_1 , T_2 und p_1 in der Berechnung der abhängigen Größen ρ_1 und $\bar{c}_{p,12}$, sind auch diese beiden miteinander korreliert (d.h. $x_1^* = \rho_1$, $x_2^* = \bar{c}_{p,12}$, $x_1 = T_1$, $x_2 = T_2$, $x_3 = \bar{c}_{p,12}$).

Bei Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes nach Gl. D.17 ergeben sich für die jeweiligen Messabweichungen des Wärmestroms unter Verwendung der partiellen Ableitungen die in Tab. D.7 aufgeführten Gleichungen (mit $COV_{norm}(\rho_1, T_2) = 0$ und $COV_{norm}(\bar{c}_{p,12}, \bar{c}_{p,12})$ nicht definiert).

¹³Der Index i ist der Laufindex der einzelnen Messpunkte zur Bestimmung des arithmetischen Mittelwerts ($1 < i < n$).

Tabelle D.7: Modellgleichungen und deren Messabweichungen.

Messabweichung	Messabweichung mit durchgeführten Ableitungen
$U_Q^2 = \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \rho_1} \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \dot{V}_1} \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_1} \right)^2$ $+ \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial h_1} \cdot \mathcal{U}_{h_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial h_2} \cdot \mathcal{U}_{h_2} \right)^2$ $+ \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \rho_1} \cdot \frac{\partial \dot{Q}}{\partial h_1} \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{h_1} \cdot COV_{norm}(\rho_1, h_1)$	$U_Q^2 = \dot{V}_1^2 \cdot (h_1 - h_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\rho_1}^2 + \rho_1^2 \cdot (h_1 - h_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_1}^2$ $+ \rho_1^2 \cdot \dot{V}_1^2 \cdot \mathcal{U}_{h_1}^2 + \rho_1^2 \cdot \dot{V}_1^2 \cdot \mathcal{U}_{h_2}^2$ $+ \dot{V}_1^2 \cdot (h_1 - h_2) \cdot \rho_1 \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{h_1} \cdot COV_{norm}(\rho_1, h_1)$
$U_Q^2 = \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \rho_1} \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \dot{V}_1} \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \right)^2$ $+ \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_1} \cdot \mathcal{U}_{T_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_2} \cdot \mathcal{U}_{T_2} \right)^2$ $+ \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \rho_1} \cdot \frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_1} \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{T_1} \cdot COV_{norm}(\rho_1, T_1)$ $+ \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \bar{c}_{p,12}} \cdot \frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_1} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{T_1} \cdot COV_{norm}(\bar{c}_{p,12}, T_1)$ $+ \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \bar{c}_{p,12}} \cdot \frac{\partial \dot{Q}}{\partial T_2} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{T_2} \cdot COV_{norm}(\bar{c}_{p,12}, T_2)$ $+ \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \rho_1} \cdot \frac{\partial \dot{Q}}{\partial \bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot COV_{norm}(\rho_1, \bar{c}_{p,12})$	$U_Q^2 = \dot{V}_1^2 \cdot \bar{c}_{p,12}^2 \cdot (T_1 - T_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\rho_1}^2 + \rho_1^2 \cdot \bar{c}_{p,12}^2 \cdot (T_1 - T_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\dot{V}_1}^2$ $+ \dot{V}_1^2 \cdot \rho_1^2 \cdot (T_1 - T_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}}^2$ $+ \rho_1^2 \cdot \dot{V}_1^2 \cdot \bar{c}_{p,12}^2 \cdot \mathcal{U}_{T_1}^2 + \rho_1^2 \cdot \dot{V}_1^2 \cdot \bar{c}_{p,12}^2 \cdot \mathcal{U}_{T_2}^2$ $+ \dot{V}_1^2 \cdot \bar{c}_{p,12}^2 \cdot (T_1 - T_2) \cdot \rho_1 \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{T_1} \cdot COV_{norm}(\rho_1, T_1)$ $+ \dot{V}_1^2 \cdot \rho_1^2 \cdot (T_1 - T_2) \cdot \bar{c}_{p,12} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{T_1} \cdot COV_{norm}(\bar{c}_{p,12}, T_1)$ $- \dot{V}_1^2 \cdot \rho_1^2 \cdot (T_1 - T_2) \cdot \bar{c}_{p,12} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot \mathcal{U}_{T_2} \cdot COV_{norm}(\bar{c}_{p,12}, T_2)$ $+ \dot{V}_1^2 \cdot \rho_1 \cdot \bar{c}_{p,12} \cdot (T_1 - T_2)^2 \cdot \mathcal{U}_{\rho_1} \cdot \mathcal{U}_{\bar{c}_{p,12}} \cdot COV_{norm}(\rho_1, \bar{c}_{p,12})$

D.7 Vereinfachende Rechenregeln und weitere Messabweichungen

Mittels der Gl. D.8 lassen sich Rechenregeln ableiten, die die Berechnung der Messabweichungen nicht direkt messbarer Größen vereinfachen. Für die Modellgleichungen der vorliegenden Arbeit sind insbesondere die Rechenregeln für Summen und Differenzen:

$$y = a \cdot x_1 \pm b \cdot x_2 \quad (\text{D.21})$$

$$\mathcal{U}_y^2 = a^2 \cdot \mathcal{U}_{x_1}^2 + b^2 \cdot \mathcal{U}_{x_2}^2 \quad (\text{D.22})$$

$$\mathbf{u}_y^2 = \left(\frac{a \cdot x_1}{a \cdot x_1 \pm b \cdot x_2} \cdot u_{x_1} \right)^2 + \left(\frac{b \cdot x_2}{a \cdot x_1 \pm b \cdot x_2} \cdot u_{x_2} \right)^2 \quad (\text{D.23})$$

Produkte:

$$y = x_1 \cdot x_2 \quad (\text{D.24})$$

$$\mathcal{U}_y^2 = x_2^2 \cdot \mathcal{U}_{x_1}^2 + x_1^2 \cdot \mathcal{U}_{x_2}^2 \quad (\text{D.25})$$

$$\mathbf{u}_y^2 = \mathbf{u}_{x_1}^2 + \mathbf{u}_{x_2}^2 \quad (\text{D.26})$$

sowie Quotienten von Bedeutung:

$$y = \frac{x_1}{x_2} \quad (\text{D.27})$$

$$\mathcal{U}_y^2 = \frac{1}{x_2^2} \cdot \mathcal{U}_{x_1}^2 + \frac{x_1^2}{x_2^4} \cdot \mathcal{U}_{x_2}^2 \quad (\text{D.28})$$

$$\mathbf{u}_y^2 = \mathbf{u}_{x_1}^2 + \mathbf{u}_{x_2}^2 \quad (\text{D.29})$$

Aus Gl. D.25, D.26, D.28 und D.29 wird ersichtlich, dass bei Modellgleichungen mit Produkten und Quotienten durch die Verwendung der relativen Messabweichung \mathbf{u}_y bei der Berechnung gegebenenfalls eine erhebliche Vereinfachung im Vergleich zur absoluten Messabweichung \mathcal{U}_y erzielt wird.

Tab. D.8 zeigt die in dieser Arbeit noch verwendeten Modellgleichungen und deren Messabweichungen.

Tabelle D.8: Weitere Modellgleichungen und deren Messabweichungen.

Modellgleichung	Messabweichung
$COP_{th} = \frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_H}$	$\mathbf{u}_{COP_{th}}^2 = \mathbf{u}_{\dot{Q}_V}^2 + \mathbf{u}_{\dot{Q}_H}^2$
$COP_h = \frac{\dot{Q}_V}{\dot{P}_h}$	$\mathbf{u}_{COP_h}^2 = \mathbf{u}_{\dot{Q}_V}^2 + \mathbf{u}_{\dot{P}_h}^2$
$\mu = \frac{\dot{m}_V}{\dot{m}_H}$	$\mathbf{u}_{\mu}^2 = \mathbf{u}_{\dot{m}_V}^2 + \mathbf{u}_{\dot{m}_H}^2$
$\Delta h = (h_2 - h_1)$	$\mathbf{u}_{\Delta h}^2 = \mathbf{u}_{h_2}^2 + \mathbf{u}_{h_1}^2$
$\Delta T = (T_2 - T_1)$	$\mathbf{u}_{\Delta T}^2 = \mathbf{u}_{T_2}^2 + \mathbf{u}_{T_1}^2$
$\pi_{s0,s2} = \frac{p_{s0}}{p_{s2}}$	$\mathbf{u}_{\pi_{s0,s2}}^2 = \mathbf{u}_{p_{s0}}^2 + \mathbf{u}_{p_{s2}}^2$
$\pi_{s1,s2} = \frac{p_{s1}}{p_{s2}}$	$\mathbf{u}_{\pi_{s1,s2}}^2 = \mathbf{u}_{p_{s1}}^2 + \mathbf{u}_{p_{s2}}^2$
$\pi_{s1,s0} = \frac{p_{s1}}{p_{s0}}$	$\mathbf{u}_{\pi_{s1,s0}}^2 = \mathbf{u}_{p_{s1}}^2 + \mathbf{u}_{p_{s0}}^2$
$\Delta\mu = (\mu_{sim} - \mu)/\mu$	$\mathbf{u}_{\Delta\mu}^2 = 2 \cdot \mathbf{u}_{\mu}^2$
$\Delta\dot{Q} = (\dot{Q}_{sim} - \dot{Q})/\dot{Q}$	$\mathbf{u}_{\Delta\dot{Q}}^2 = 2 \cdot \mathbf{u}_{\dot{Q}}^2$
$k = \frac{\dot{Q}}{A \cdot \frac{(\Delta T_{max} - \Delta T_{min})}{\ln\left(\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{min}}\right)}}$	$\mathbf{u}_k^2 = \mathbf{u}_{\dot{Q}}^2 + \left(\frac{\Delta T_{max}}{\Delta T_{max} - \Delta T_{min}} \cdot \mathbf{u}_{\Delta T_{max}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{min}}{\Delta T_{min} - \Delta T_{max}} \cdot \mathbf{u}_{\Delta T_{min}} \right)^2 + (\mathbf{u}_{\Delta T_{max}}^2 + \mathbf{u}_{\Delta T_{min}}^2)$

Anhang E

Weitere Ergebnisse

In folgendem Kapitel werden weitere Ergebnisse und zusätzliche Abbildungen zur Erläuterung von in der Arbeit diskutierten Mess- und Rechnungsergebnissen gezeigt.

E.1 Weitere Ergebnisse der Abgaswärmeübertragung

Im folgenden Abschnitt werden weitere Ergebnisse der Abgaswärmeübertragung, d.h. der Referenzmessungen und der Kältemittelmessungen, dargestellt.

E.1.1 Überschlagsrechnung zu Modellannahmen

Saha und Zuber (1974) entwickelten ein empirisches Modell zur Bestimmung des Einsetzens des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens in beheizten Rohren. Das Modell basiert auf der Bestimmung der Temperaturdifferenz ΔT_{SZ} bzw. dem Abstand von der Sättigungstemperatur T_{sat} , ab dem eine merkliche Bildung von rekondensierenden Blasen in Wandnähe beginnt. Laut Saha und Zuber (1974) bestimmen sowohl thermische als auch hydrodynamische Mechanismen den Beginn des voll ausgebildeten, unterkühlten Strömungssiedens. In der Korrelation wird deshalb mittels der Péclet-Zahl Pe unterschieden, ob für die Bestimmung der Temperaturdifferenz ΔT_{SZ} thermische, d.h. $Pe < 70000$, oder hydrodynamische Mechanismen, d.h. $Pe > 70000$, ausschlaggebend sind.

Die Péclet-Zahl der unterkritischen Kältemittelströmung Pe_{Km} berechnet sich zu:

$$Pe_{Km} = \frac{4 \cdot \dot{M}_{Km} \cdot c'_{p,Km}}{\pi \cdot d_{Km} \cdot \lambda'_{Km} \cdot n}$$

Die Péclet-Zahl beläuft sich auf ungefähr $9,4 \cdot 10^3$ für den höchsten experimentell ermittelten Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} von $0,0888 \text{ kg/s}$ aus Abb. 3.13 bzw. auf $3,8 \cdot 10^3$ für den geringsten experimentell ermittelten Kältemittelmassenstrom von $0,0358 \text{ kg/s}$ unter der Verwendung einer spezifischen Wärmekapazität der Kältemittelflüssigkeit $c'_{p,Km}$ von 1350 J/kgK und einer Wärmeleitfähigkeit der Kältemittelflüssigkeit λ'_{Km} von $0,09 \text{ W/mK}$.

Die Bestimmung der Temperaturdifferenz ΔT_{SZ} wird also nach dem Kriterium von Saha und Zuber (1974) in den vorliegenden Untersuchungen durch thermische Mechanismen dominiert. Für diesen Fall geben sie folgende Nusselt-Zahl zur Berechnung der Temperaturdifferenz ΔT_{SZ} an:

$$Nu_{SZ} = \frac{\dot{Q}}{n \cdot L_m \cdot \pi \cdot d_{Km} \cdot \lambda'_{Km} \cdot \Delta T_{SZ}} = 455$$

Aus der Nusselt-Zahl Nu_{SZ} berechnet sich die Temperaturdifferenz ΔT_{SZ} für den höchsten experimentell ermittelten übertragenen Wärmestrom \dot{Q} von $20,5 \text{ kW}$ aus Abb. 3.15 zu ungefähr $9,5 \text{ K}$ und für den geringsten experimentell ermittelten übertragenen Wärmestrom \dot{Q} von $7,5 \text{ kW}$ zu $3,5 \text{ K}$.

Die Kältemittelunterkühlungen ΔT_H variieren in den Experimenten je nach unterkritischem Kältemitteldruck zwischen 65 K und 90 K . Wenn das voll ausgebildete, unterkühlte Strömungssieden wie mit der empirischen Korrelation von Saha und Zuber (1974) berechnet erst $9,5 \text{ K}$ bzw. $3,5 \text{ K}$ vor der Sättigungstemperatur einsetzen würde, bedeutet das bei den Kältemittelunterkühlungen der vorliegenden Untersuchungen zwischen 65 K und 90 K eine starke Verzögerung des Siedebeginns, so dass es in den Experimenten gar nicht zur Verdampfung käme. Die empirische Korrelation von Saha und Zuber (1974) wird trotz ihrer in der Literatur immer wieder herausgestellten Eignung (vgl. Lee und Bankhoff, 1998; Sun et al., 2003) deshalb nicht im unterkritischen Modell verwendet, sondern es wird vom Rohreinlass an von einem augenblicklich voll ausgebildeten Strömungssieden ausgegangen.

E.1.2 Referenzmessungen

In Abb. E.1 sind die berechneten mittleren Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$ und der Kühlmittelseite $w_{WG,m}$ für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

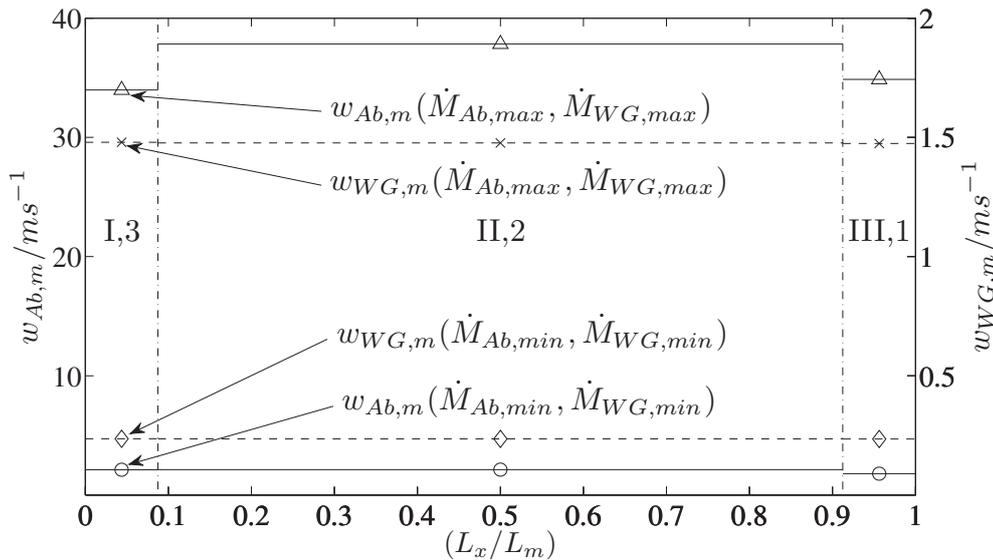


Abbildung E.1: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$ [Δ ; $w_{Ab,m}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $w_{Ab,m}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite $w_{WG,m}$ [\times ; $w_{WG,m}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $w_{WG,m}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die mittlere abgasseitige Strömungsgeschwindigkeit beim Betriebspunkt maximalen Abgas- und Kühlmittelmassenstroms $w_{Ab,m}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$ nimmt in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) aufgrund des geringeren Strömungsquerschnitts des zweiten Rohrbündels $B2_{Ab,l}$ (II) im Vergleich zum ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) von 34 m/s auf 38 m/s zu und sinkt in der Folge aufgrund der mit der Abkühlung abnehmenden Abgasdichte auf 35 m/s.

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases beim Betriebspunkt minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstroms $w_{Ab,m}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$ bleibt trotz des geringeren Strömungsquerschnitts aufgrund der mit der Abgasauskühlung zunehmenden Abgasdichte zunächst in den ersten beiden Rohrbün-

deln $B1_{Ab,q1}$ (I) und $B2_{Ab,l}$ (II) näherungsweise konstant bei 2,1 m/s. Im letzten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) fällt sie dann auf 1,8 m/s ab. Das Abgas strömt im dritten quer angeströmten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) trotz des geringeren Strömungsquerschnitts aufgrund der Zunahme der Abgasdichte nicht schneller als im ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I).

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels $w_{WG,m}$ ist in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) in guter Näherung beim Betriebspunkt maximaler bzw. minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme bei 1,48 m/s bzw. 0,24 m/s konstant.

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$ ist größer als die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmittels $w_{WG,m}$.

In Abb. E.2 sind die Simulationsergebnisse der Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} und der Kühlmittelseite Re_{WG} für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

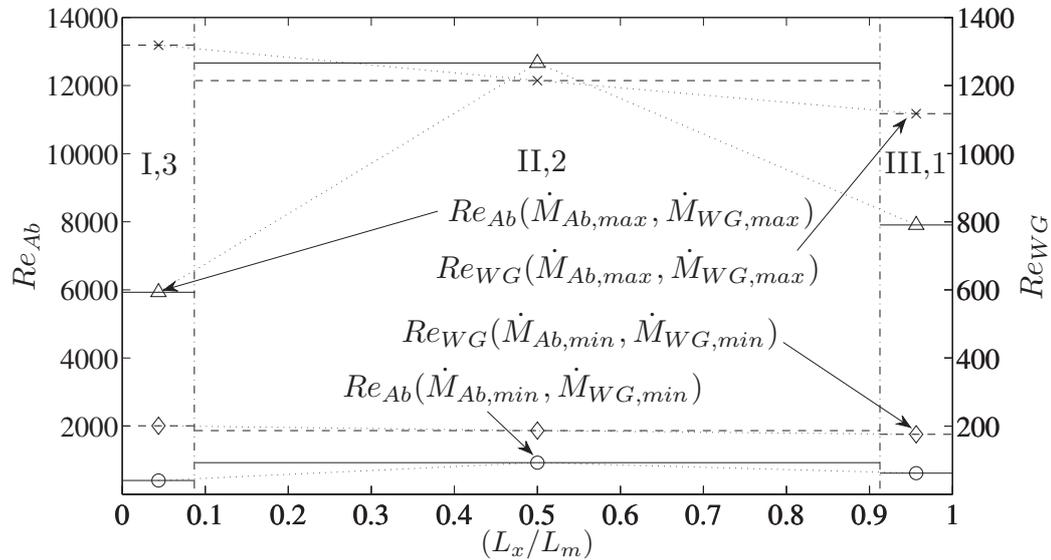


Abbildung E.2: Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} [Δ ; $Re_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $Re_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite Re_{WG} [\times ; $Re_{WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $Re_{WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen in obiger und den folgenden Abbildungen der Mittelwerte über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) lediglich der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht der Interpolation zwischen den Mittelwerten.

Die abgasseitige Reynolds-Zahl Re_{Ab} wird in den quer vom Abgas angeströmten Rohrbündeln $B1_{Ab,q1}$ (I) und $B3_{Ab,q2}$ (III) mit dem Hohlraumanteil Ψ und der Überströmlänge L_3 nach Gl. A.10 gebildet und ist daher anders definiert als im längs angeströmten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) nach Gl. A.2.

Die Reynolds-Zahl der Abgasseite $Re_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$ steigt wie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$ beim Betriebspunkt maximalen Abgas- und Kühlmittelmassenstroms in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum zwei-

ten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) und sinkt dann im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III). Die Reynolds-Zahl der Abgasseite $Re_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$ verhält sich beim Betriebspunkt minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstroms nicht wie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Abgases $w_{Ab,m}$, sondern steigt vom ersten Rohrbündel zum zweiten Rohrbündel und sinkt im dritten Rohrbündel wieder. Die Änderungen im Vergleich zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit resultieren aus den Änderungen der Abgasviskosität, die in diesem Fall den Verlauf der Reynolds-Zahl bestimmen.

Die kühlmittelseitige Reynolds-Zahl Re_{WG} steigt bei beiden Betriebspunkten maximaler und minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme in den Bereichen vom Einlass bis zum Auslass des Kältemittelrohrs. Die Änderungen der kühlmittelseitigen Reynolds-Zahl Re_{WG} sind in der mit steigender Kühlmitteltemperatur abnehmenden Kühlmittelviskosität begründet, da die mittlere Strömungsgeschwindigkeit aus Abb. E.1 nahezu konstant bleibt.

Die abgas- und kältemittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{Ab} und Re_{Km} sind bei den Betriebspunkten maximaler und Abgas- und Kühlmittelmassenströme größer als bei den Betriebspunkten minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme.

In Abb. E.3 sind die Simulationsergebnisse der Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} und der Kühlmittelseite Pr_{WG} für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

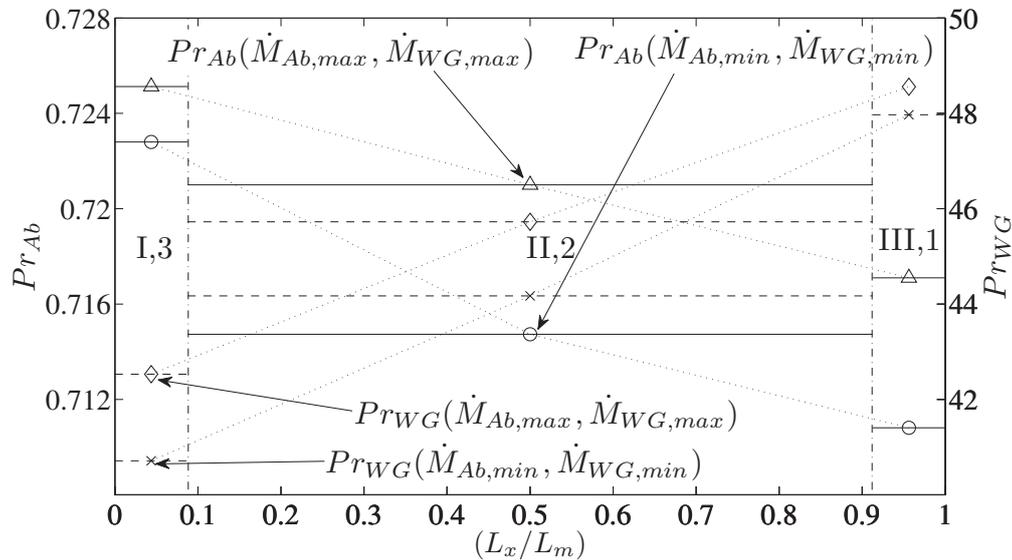


Abbildung E.3: Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} [Δ ; $Pr_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $Pr_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite Pr_{WG} [\times ; $Pr_{WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $Pr_{WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} nehmen bei beiden Betriebspunkten maximaler und minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme in den Bereichen vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) ab, wobei die Änderungen gering sind.

Die Prandtl-Zahlen der Kühlmittelseite Pr_{WG} nehmen bei beiden Betriebspunkten maximaler und minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme in den Bereichen vom Kältemittelrohreinlass zum Auslass in guter Näherung linear ab. Die Änderungen resultieren aus der mit steigender Kühlmitteltemperatur abnehmenden kinematischen Viskosität η_{WG} .

Die abgas- und kältemittelseitigen Prandtl-Zahlen Pr_{Ab} und Pr_{Km} sind bei den Betriebspunkten maximaler und Abgas- und Kühlmittelmassenströme größer als bei den Betriebspunkten minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme.

In Abb. E.4 sind die Simulationsergebnisse der Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ und der Kühlmittelseite $K_{T,WG}$ für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

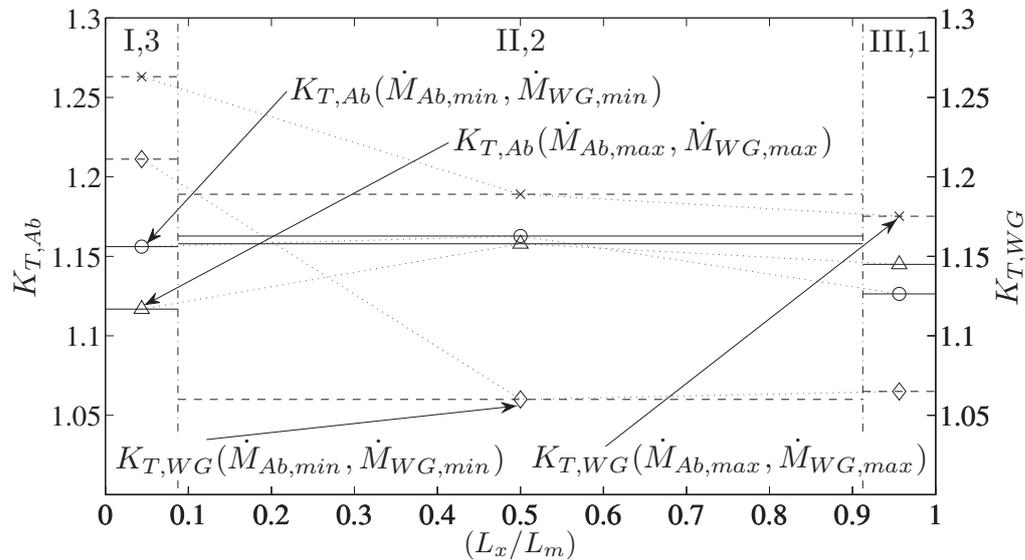


Abbildung E.4: Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ [Δ ; $K_{T,Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $K_{T,Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und der Kühlmittelseite $K_{T,WG}$ [\times ; $K_{T,WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $K_{T,WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ steigen bei beiden Betriebspunkten maximaler und minimaler Abgas- und Kühlmittelmassenströme in den Bereichen vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) an und sinken dann im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) wieder. Der Verlauf resultiert aus den Temperaturdifferenzen zwischen mittlerer Abgastemperatur und abgasseitiger Wandtemperatur in den jeweiligen Bereichen (vgl. Abb. E.5). Der abgasseitige Korrekturfaktor $K_{T,Ab}$ liegt bei den dargestellten Betriebspunkten zwischen 12 % und 16 %.

Die Korrekturfaktoren der Kühlmittelseite $K_{T,WG}$ nehmen in den Bereichen vom Einlass des Kältemittelrohrs zum Auslass mit der steigenden Differenz aus der kältemittelseitigen Wandtemperatur und der mittleren Kältemitteltemperatur zu (vgl. Abb. E.6). Der kältemittelseitige Korrekturfaktor $K_{T,Km}$

liegt bei den dargestellten Betriebspunkten zwischen 6 % und 26 %.

In Abb. E.5 sind die Simulationsergebnisse der mittleren abgasseitigen Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ und Abgastemperatur ϑ_{Ab} für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

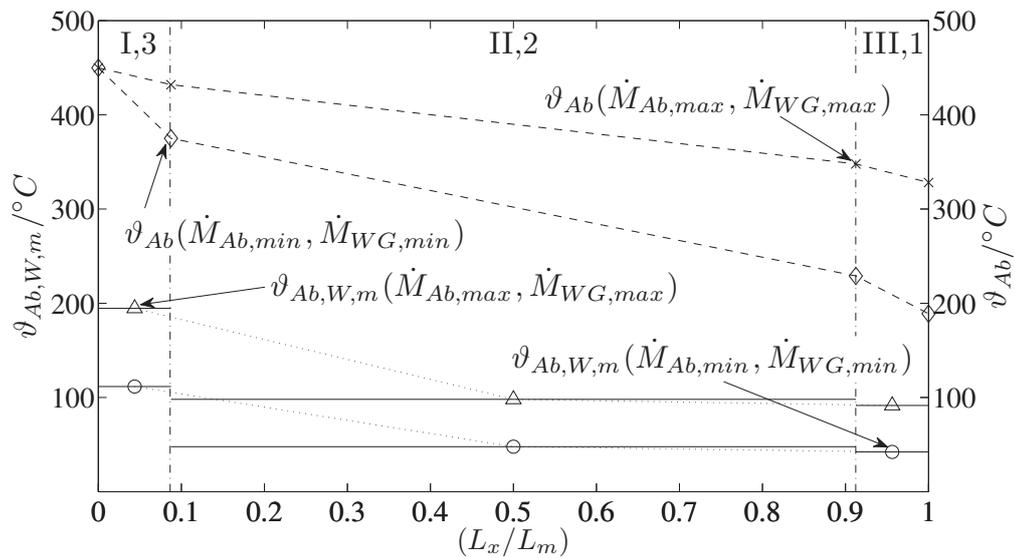


Abbildung E.5: Abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ [Δ ; $\vartheta_{Ab,W,m}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\vartheta_{Ab,W,m}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und Abgastemperatur ϑ_{Ab} [\times ; $\vartheta_{Ab}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\vartheta_{Ab}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die Abgastemperatur ϑ_{Ab} sinkt entsprechend des vom Abgas auf das Kühlmittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} in den Bereichen vom ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{q1}(I)$ bis zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}(III)$ von ungefähr 450°C bis auf 328°C ($\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max}$) bzw. 189°C ($\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min}$) fortlaufend ab.

Die mittleren abgasseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{Ab,W,m}$ sinken bei beiden Betriebspunkten in den Bereichen vom ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{q1}(I)$ bis zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}(III)$. Die Wandtemperaturen liegen bei den beiden Betriebspunkten zwischen ungefähr 42°C und 195°C .

In Abb. E.6 sind die Simulationsergebnisse der mittleren kühlmittelseitigen Wandtemperatur $\vartheta_{WG,W,m}$ und Kühlmitteltemperatur ϑ_{WG} für den jeweils maximalen und minimalen Abgas- und Kühlmittelmassenstrom aus Abb. 3.6 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

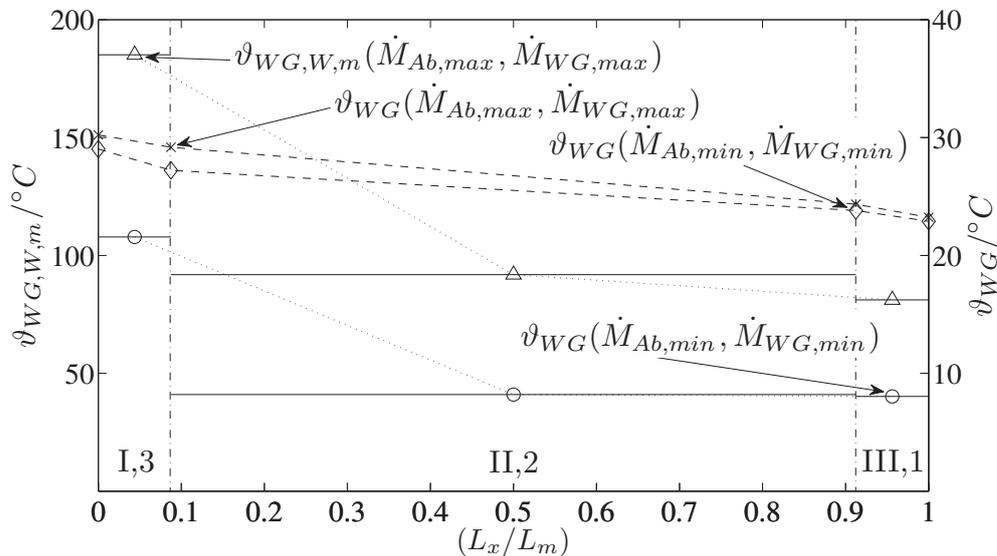


Abbildung E.6: Mittlere kühlmittelseitige Wandtemperatur $\vartheta_{WG,W,m}$ [Δ ; $\vartheta_{WG,W,m}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \circ ; $\vartheta_{Ab,W,m}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] und Kühlmitteltemperatur ϑ_{WG} [\times ; $\vartheta_{WG}(\dot{M}_{Ab,max}, \dot{M}_{WG,max})$, \diamond ; $\vartheta_{WG}(\dot{M}_{Ab,min}, \dot{M}_{WG,min})$] über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m).

Die Kühlmitteltemperatur ϑ_{WG} steigt entsprechend des vom Abgas auf das Kühlmittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} vom Einlass des Kühlmittels im Bereich 1 bis zum Auslass im Bereich 3 von ungefähr 23°C bis auf 30°C ($\dot{M}_{Ab,max}$, $\dot{M}_{WG,max}$) bzw. 29°C ($\dot{M}_{Ab,min}$, $\dot{M}_{WG,min}$) fortlaufend an.

Die mittleren kühlmittelseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{WG,W,m}$ nehmen bei beiden Betriebspunkten in den Bereichen vom Einlass bis zum Auslass zu. Die Wandtemperaturen liegen bei den beiden Betriebspunkten zwischen ungefähr 40°C und 185°C .

In Abb. E.7 ist die berechnete mittlere Abgasgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ über der mittleren Kühlmittelgeschwindigkeit $w_{KG,m}$ aller Referenzmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

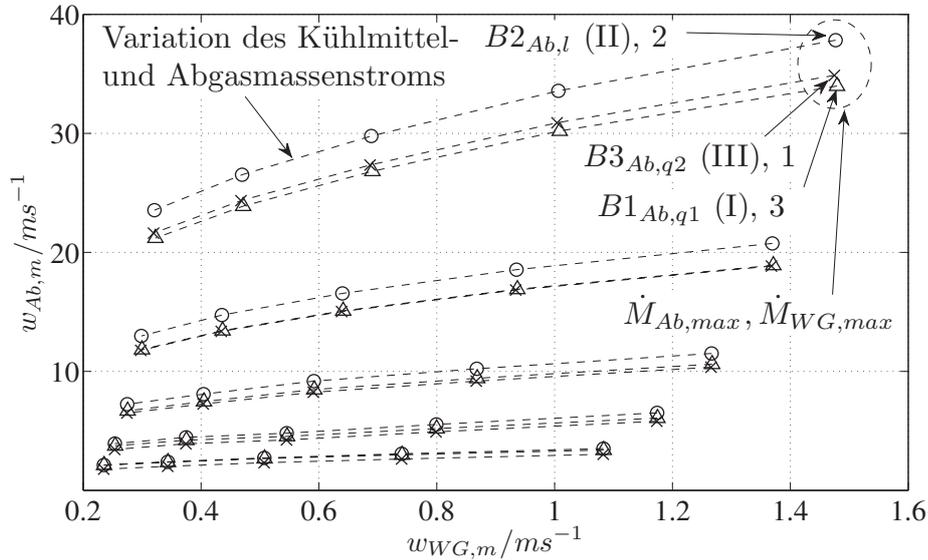


Abbildung E.7: Mittlere Abgasgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ über mittlerer Kühlmittelgeschwindigkeit $w_{KG,m}$ aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die mittlere Abgasgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ ist im längs angeströmten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) aufgrund des verringerten Strömungsquerschnitts im Vergleich zum ersten quer angeströmten Rohrbündel $B_{Ab,q1}$ (I) immer größer. Die mittlere Abgasgeschwindigkeit $w_{Ab,m}$ im dritten, quer angeströmten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) ist bei der Gruppe der größten Abgasströme aufgrund des verringerten Strömungsquerschnitts ebenfalls größer als im ersten quer angeströmten Rohrbündel $B_{Ab,q1}$ (I). Bei geringeren Abgasmassenströmen hingegen nimmt die Abgasdichte aufgrund der Abkühlung des Abgases bis zum dritten Rohrbündel soweit zu, dass die Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der mit der Abkühlung des Abgases steigenden Abgasdichte im dritten Rohrbündel kleiner als im ersten Rohrbündel berechnet wird.

Die mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit $w_{KG,m}$ bleibt bei allen Betriebspunkten über die drei Rohrbereiche vom Ein- (1) zum Auslass (3) in guter Näherung

konstant.

In Abb. E.8 sind die berechneten Korrekturfaktoren des Abgases $K_{T,Ab}$ über den Korrekturfaktoren des Kühlmittels $K_{T,WG}$ aller Referenzmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

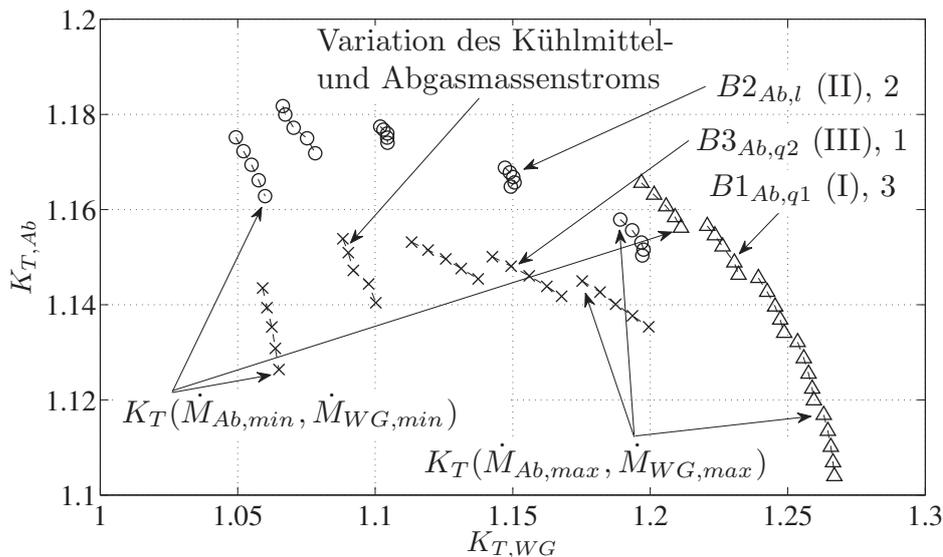


Abbildung E.8: Korrekturfaktoren des Abgases $K_{T,Ab}$ über den Korrekturfaktoren des Kühlmittels $K_{T,WG}$ aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die berechneten Korrekturfaktoren des Wärmeübergangskoeffizienten $K_{T,Ab}$ bzw. $K_{T,WG}$ sind umso größer, je größer die jeweiligen Differenzen zwischen der mittleren Abgas- bzw. Kühlmitteltemperatur und der abgas- bzw. kühlmitteleitigen Wandtemperatur des jeweiligen Bereichs sind.

In den einzelnen Gruppen der Variation des Kühlmittel- und Abgasmassenstroms der Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), 3, $B2_{Ab,l}$ (II), 2 und $B3_{Ab,q2}$ (III), 1 in Abb. E.8 werden sowohl der Abgas- als auch der Kühlmittelmassenstrom gleichzeitig geändert. Wenn der Abgas- \dot{M}_{Ab} und der Kühlmittelmassenstrom \dot{M}_{WG} beispielsweise gleichzeitig erhöht werden, steigen auf beiden Seiten die Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} und α_{WG} . Die abgas- und kühlmitteleitigen Wandtemperaturen des Rohrs verschieben sich dann zu den mittleren Temperaturen des Kühlmittels. Die Differenzen zwischen den mittleren Abgastemperaturen

und den abgasseitigen Wandtemperaturen nehmen dadurch zu und die Differenzen zwischen den kühlmittelseitigen Wandtemperaturen und den mittleren Kühlmitteltemperaturen ab. Deshalb steigen die abgasseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ in Abb. E.8 in den einzelnen Gruppen der Variationen, während die kühlmittelseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Km}$ abnehmen.

Die abgasseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ aller Referenzmessungen liegen zwischen 10% und 18%, während die kühlmittelseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,WG}$ zwischen 5% und 26% liegen.

In Abb. E.9 sind die Simulationsergebnisse der Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} über den Reynolds-Zahlen des Kühlmittels Re_{WG} aller Referenzmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

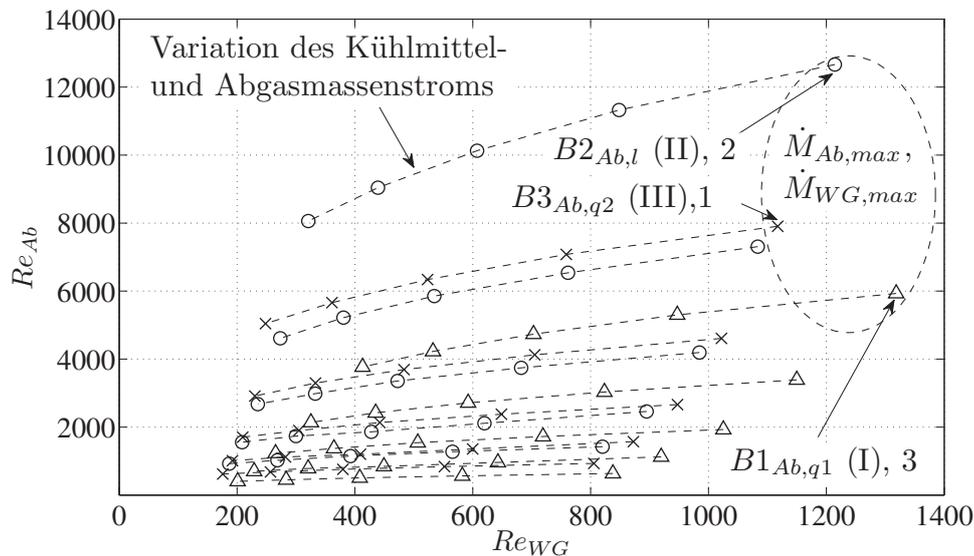


Abbildung E.9: Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} über den Reynolds-Zahlen des Kühlmittels Re_{WG} aller Referenzmessungen (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die abgas- und kühlmittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{Ab} und Re_{WG} verlaufen in allen Referenzmessungen wie die Beispiele aus Abb. E.2.

Die kühlmittelseitigen Reynolds-Zahlen Re_{WG} sind immer geringer als die Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} .

In Abb. E.10 sind die berechneten Prandtl-Zahlen des Abgases Pr_{Ab} über den Prandtl-Zahlen des Kühlmittels Pr_{WG} aller Referenzmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

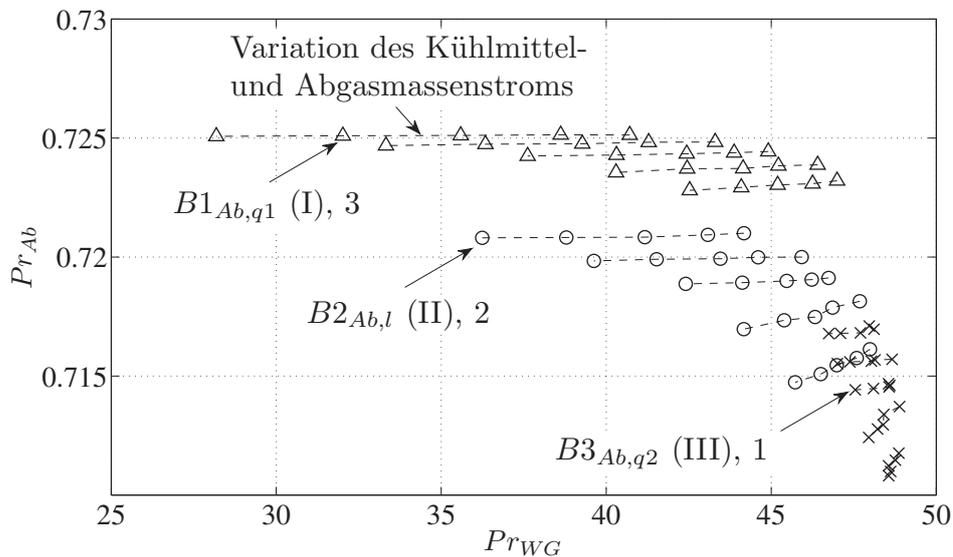


Abbildung E.10: Prandtl-Zahl des Abgases Pr_{Ab} über der Prandtl-Zahl des Kältemittels Pr_{WG} der Referenzmessung (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die abgas- und kühlmittelseitigen Prandtl-Zahlen Pr_{Ab} und Pr_{WG} verlaufen ebenfalls in allen Referenzmessungen wie die Beispiele aus Abb. E.3. Die kühlmittelseitigen Prandtl-Zahlen Pr_{WG} sind durchgängig größer als die Prandtl-Zahlen des Abgases Pr_{Ab} .

E.1.3 Abgaswärmeübertragung mit dem Kältemittel

Zuerst werden weitere Messergebnisse und dann einige weitere Rechenergebnisse gezeigt.

Messungen

Abb. E.11 zeigt die kältemittelseitigen Druckverluste $\Delta p_{K_m,H}$ über dem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} aller Kältemittelmessungen.

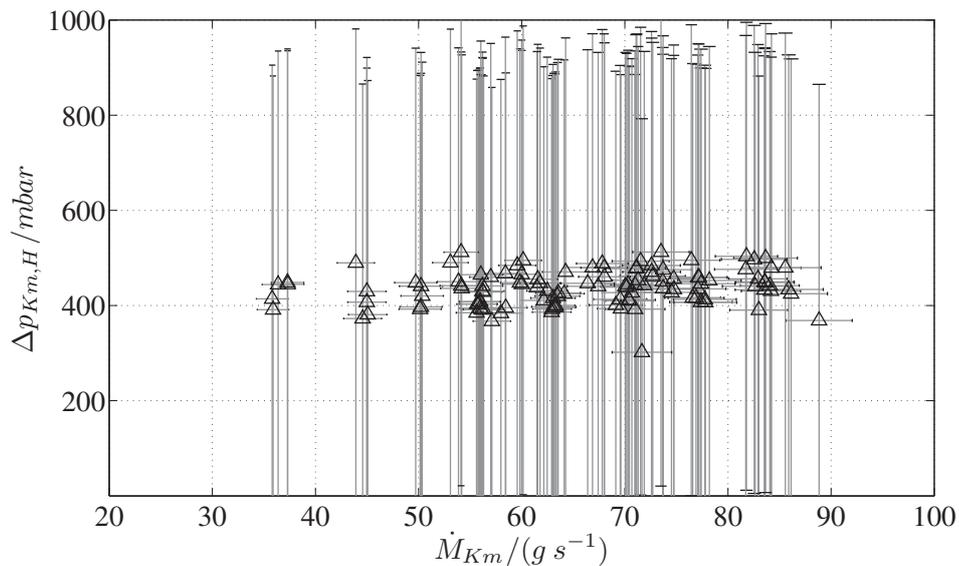


Abbildung E.11: Kältemittelseitige Druckverluste $\Delta p_{K_m,H}$ über dem Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{K_m} aller Kältemittelmessungen.

Die kältemittelseitigen Druckverluste $\Delta p_{K_m,H}$ variieren in den Experimenten zwischen ungefähr 300 mbar und 510 mbar. Die jeweiligen Messabweichungen sind so groß wie die Druckverluste selbst, da keine Differenzdrucksensoren, sondern Relativdrucksensoren verwendet wurden, die bis zu einem Absolutdruck von 60 bar messen. Bei absoluten Drücken $p_{K_m,H}$ zwischen 25 bar und 50 bar sind die Druckverluste in jedem Fall noch vernachlässigbar.

Abb. E.12 zeigt die in den Experimenten gemachten Variationen der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ und des Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} aller Kältemittelmessungen.

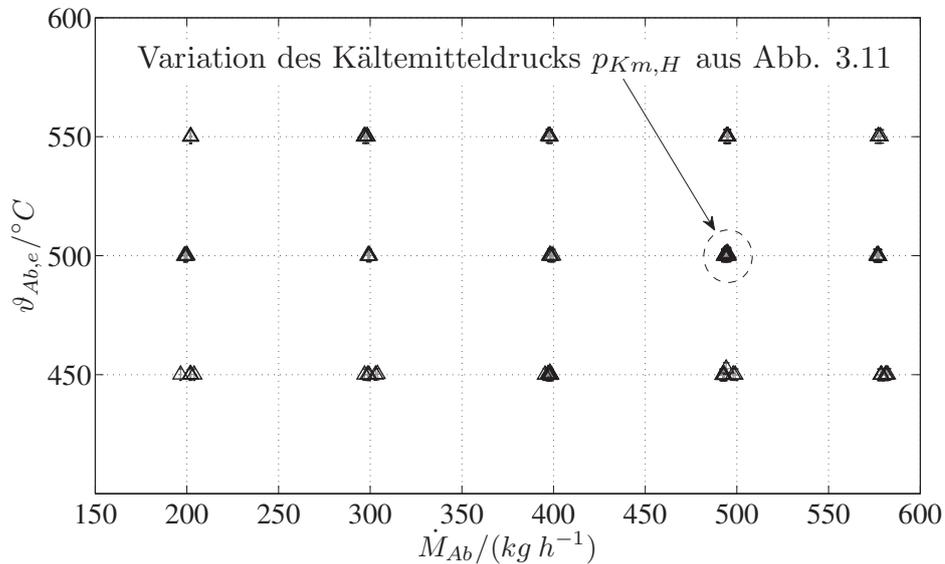


Abbildung E.12: Variationen der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} aller Kältemittelmessungen.

Der Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} wurde in den Messungen mit dem Kältemittel R134a von 200 kg/h bis ungefähr 600 kg/h in Schritten von näherungsweise 100 kg/h variiert. Es wurden bei jedem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} jeweils drei Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ von ungefähr 450 °C, 500 °C und 550 °C eingeregelt.

Die Gruppe der Variation des Kältemitteldrucks $p_{K_{m,H}}$ aus Abb. 3.11 ist in Abb. E.12 markiert.

Abb. E.13 zeigt den sich in den Experimenten ergebenden Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} über dem eingeregulierten Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter.

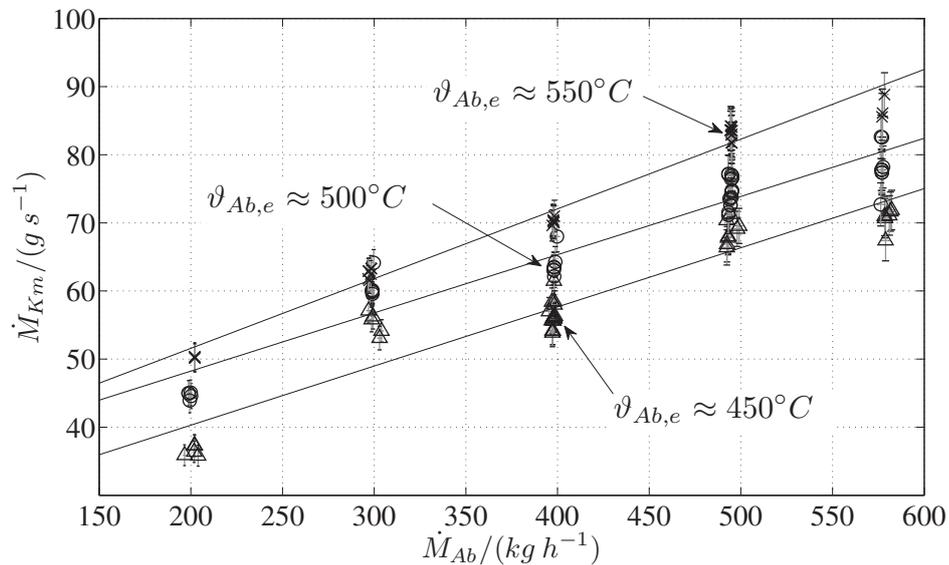


Abbildung E.13: Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450°C , \circ ; 500°C , \times ; 550°C).

Der Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} variiert in den Experimenten zwischen ungefähr 35 g/s und 90 g/s. Er steigt bei gegebener Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ immer näherungsweise linear mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} wie in Abb. E.13 angedeutet.

Bei gegebener Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ und gegebenem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} variiert der Kältemittelmassenstrom \dot{M}_{Km} im Rahmen der Messabweichung nicht merklich.

Abb. E.14 zeigt die Kältemittelüberhitzung ΔT_2 aller Kältemittelmessungen über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter.

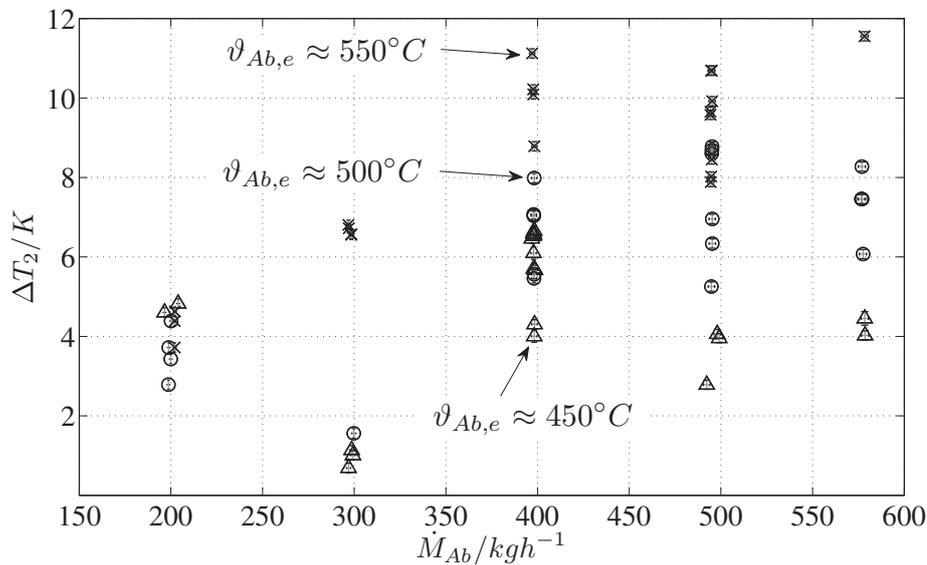


Abbildung E.14: Kältemittelüberhitzung ΔT_2 über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; $450^\circ C$, \circ ; $500^\circ C$, \times ; $550^\circ C$).

Die überkritische Kältemittelüberhitzung ΔT_2 variiert in den Experimenten zwischen ungefähr 1 K und 12 K. Sie wurde bei gegebenem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und gegebener abgasseitiger Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ um mehrere Kelvin variiert, wie in Abb. E.14 ersichtlich ist.

In Abb. E.15 ist das Verhältnis aus spezifischer Enthalpiedifferenz der Wärmeübertragung im Heizer $\Delta h_{K_{m,H}}$ und der spezifischen Verdampfungsenthalpie des Kältemittels r aller Kältemittelmessungen bei unterkritischen Kältemitteldrücken über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der abgasseitigen Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter dargestellt.

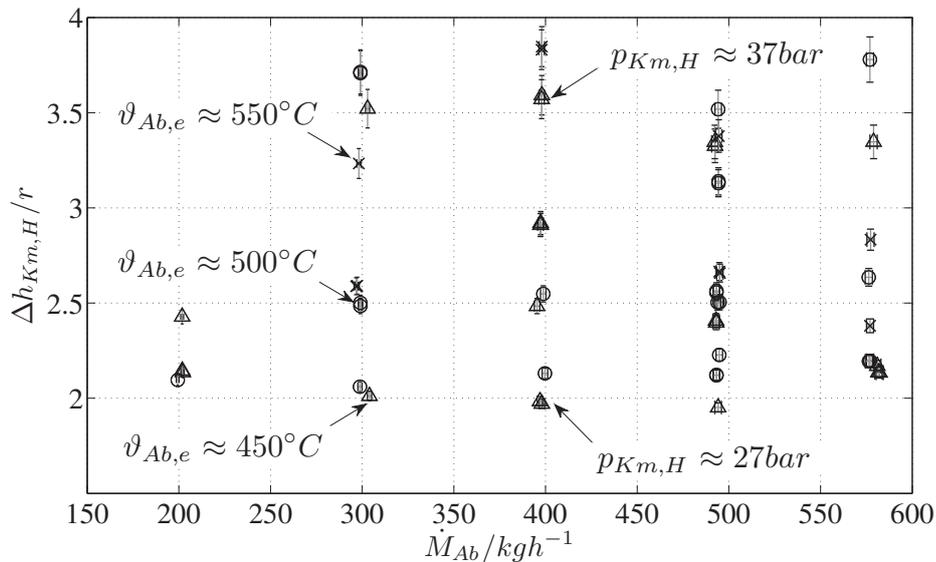


Abbildung E.15: Verhältnis ($\Delta h_{K_{m,H}}/r$) über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} mit der abgasseitigen Eintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ als Parameter (Δ ; 450°C , \circ ; 500°C , \times ; 550°C).

Da das Kältemittel im unterkritischen Druckbereich wie in Abb. 3.13 dargestellt immer ungefähr im Satttdampfzustand aus dem Wärmeübertrager austritt, beschreibt das Verhältnis ($\Delta h_{K_{m,H}}/r$) in guter Näherung den Anteil der Enthalpieänderung der Erwärmung des flüssigen Kältemittels gegenüber dem Anteil bei der Verdampfung. Da die spezifische Verdampfungsenthalpie r zum kritischen Druck hin sinkt, sind bei hohen Verdampfungsdrücken $p_{K_{m,H}}$ die Verhältnisse ($\Delta h_{K_{m,H}}/r$) groß, weil die Eintrittstemperatur des Kältemittels $\vartheta_{K_{m,e}}$ und damit ($\Delta h_{K_{m,H}}/r$) näherungsweise konstant gehalten wurde. Die experimentell ermittelten Enthalpieverhältnisse ($\Delta h_{K_{m,H}}/r$) variieren entsprechend den eingestellten Verdampfungsdrücken des Kältemittels von 25 bar bis 38 bar bei gegebenem Abgasmassenstrom und gegebener Abgaseintrittstemperatur zwischen 2 und 4.

In Abb. E.16 ist der abgasseitige Druckverlust Δp_{Ab} über der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} als Parameter dargestellt.

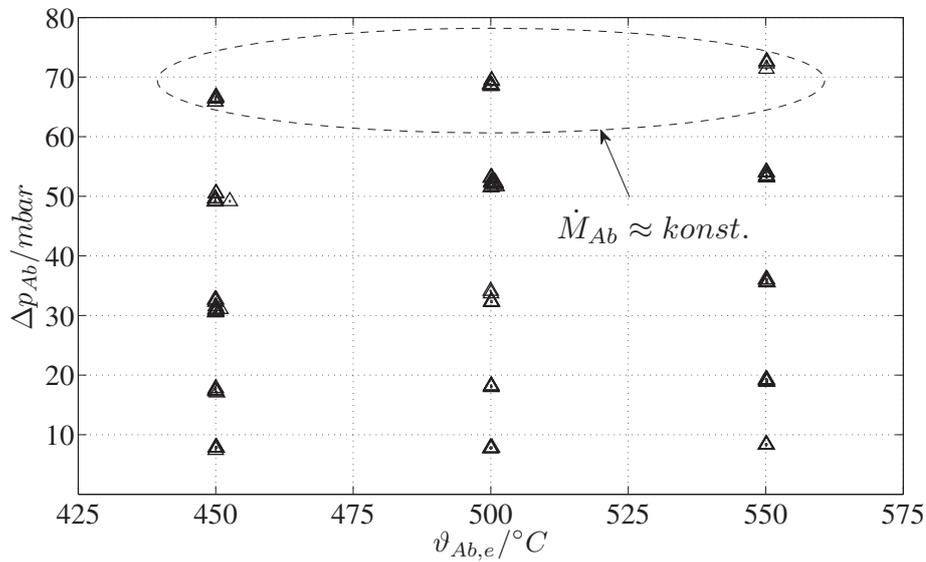


Abbildung E.16: Abgasseitige Druckverlust Δp_{Ab} über der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ mit dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} als Parameter.

Die Abhängigkeit des abgasseitigen Druckverlusts Δp_{Ab} von der Abgasdichte, die sich durch die Variation der Temperatur von 100 K um ungefähr 10 % ändert, wird in der Änderung des experimentell ermittelten Druckverlusts um bis zu 10 % in Abb. E.16 bei konstantem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} deutlich.

Rechnungsergebnisse: Kältemittel überkritisch

In Abb. E.17 sind die Simulationsergebnisse der Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} und der Kältemittelseite Re_{Km} für das Beispiel aus Abb. 3.18 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

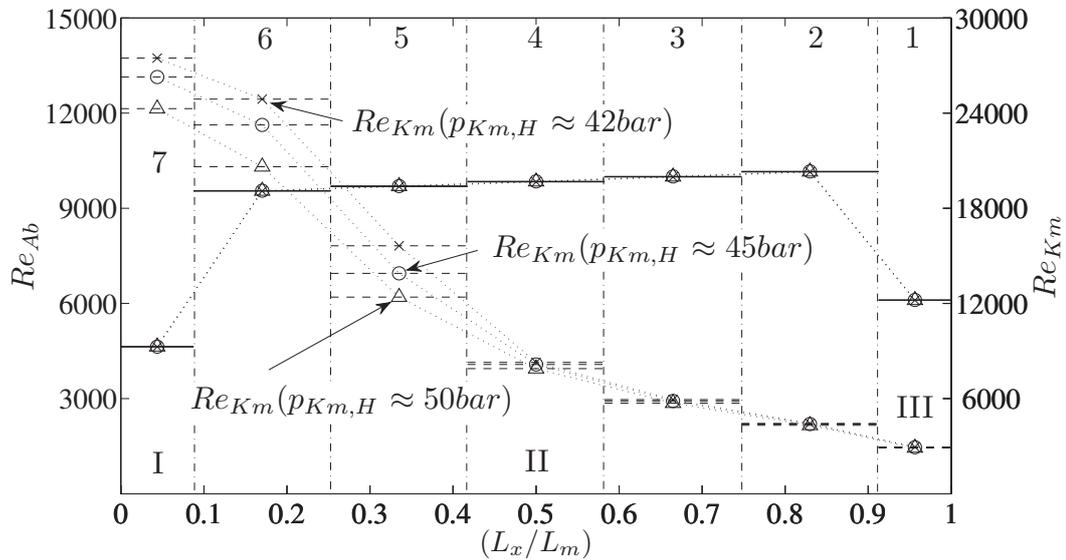


Abbildung E.17: Reynolds-Zahl der Abgasseite Re_{Ab} und der Kältemittelseite Re_{Km} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen in obiger und den folgenden Abbildungen der Mittelwerte über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) lediglich der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht der Interpolation zwischen den Mittelwerten.

Die Reynolds-Zahl der Abgasseite Re_{Ab} verhält sich in allen drei Betriebspunkten unterschiedlicher Kältemitteldrücke $p_{Km,H}$ erwartungsgemäß wie bei den Beispielen der Referenzmessungen aus Abb. E.2. Der Verlauf der abgasseitigen Reynolds-Zahl Re_{Ab} ist in den drei dargestellten Betriebspunkten konstanter Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ und konstantem Abgasmassenstroms \dot{M}_{Ab} erwartungsgemäß nahezu identisch. Die abgasseitige Reynolds-Zahl Re_{Ab} steigt bei allen Betriebspunkten in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II), nimmt dort in den Bereichen 6 bis 2 fortlaufend zu und sinkt

dann im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) wieder.

Die kältemittelseitige Reynolds-Zahl Re_{K_m} verhält sich qualitativ ebenfalls wie bei den Beispielen der Referenzmessungen aus Abb. E.2. Sie steigt bei allen drei Betriebspunkten unterschiedlicher Kältemitteldrücke in den Bereichen vom Einlass bis zum Auslass des Kältemittelrohrs. Die kältemittelseitige Reynolds-Zahl Re_{K_m} ist beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{K_m,H} \approx 42\text{bar}$) in den Bereichen der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) am größten und beim höchsten Kältemitteldruck ($p_{K_m,H} \approx 50\text{bar}$) am geringsten.

In Abb. E.18 sind die Simulationsergebnisse der Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} und der Kältemittelseite Pr_{K_m} für das Beispiel aus Abb. 3.18 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

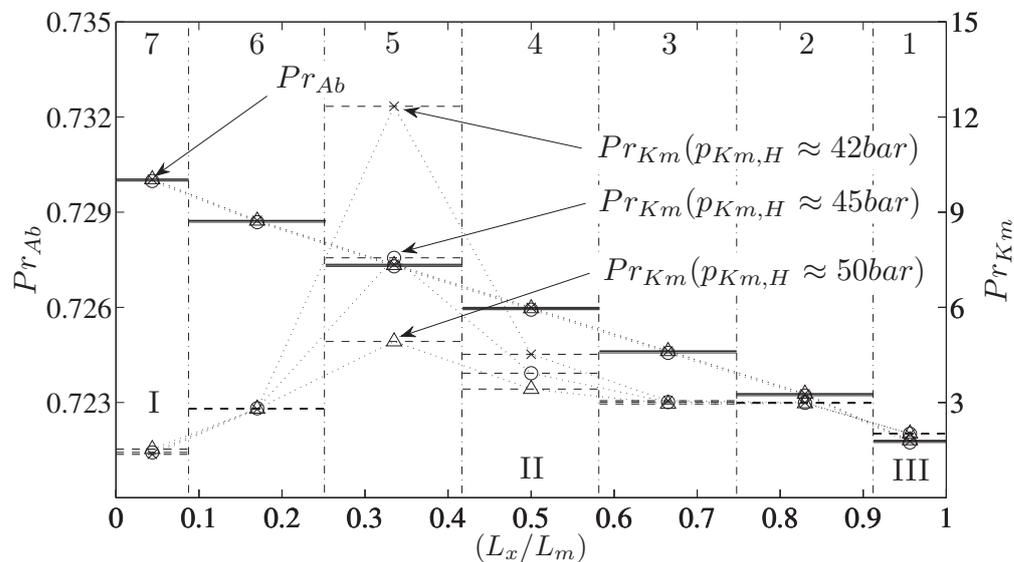


Abbildung E.18: Prandtl-Zahl der Abgasseite Pr_{Ab} und der Kältemittelseite Pr_{K_m} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, o ; 45 bar, x ; 42 bar).

Die Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} nehmen bei allen drei Betriebspunkten wie bei den Beispielen der Referenzmessungen aus Abb. E.3 in den Bereichen vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) kontinuierlich ab, wobei die Änderungen ebenfalls gering sind. Die Verläufe sind bei den drei Betriebspunkten identisch.

Die Verläufe der Prandtl-Zahlen der Kältemittelseite Pr_{K_m} unterscheiden sich

merklich von den Verläufen der Prandtl-Zahlen des Kühlmittels Pr_{WG} aus Abb. E.3. Die Prandtl-Zahlen der Kältemittelseite Pr_{Km} nehmen in Abb. E.18 bei allen drei Betriebspunkten in den Bereichen vom Kältemittelrohreinlass zum Auslass zunächst zu. Im Bereich 5 nach Überschreiten der pseudokritischen Temperatur kommt es aufgrund der in Abb. 2.7 dargestellten starken Abnahme der Wärmeleitfähigkeit des Kältemittels λ_{Km} zu einem deutlichen Anstieg der Prandtl-Zahlen Pr_{Km} . Danach fallen die Prandtl-Zahlen Pr_{Km} wieder. Beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{Km,H} \approx 42$ bar), d.h. nahe beim kritischen Punkt, sind die beschriebenen Änderungen am stärksten ausgeprägt. Die kältemittelseitigen Prandtl-Zahlen Pr_{Km} sind beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{Km,H} \approx 42$ bar) bis auf den letzten Bereich (7) immer am höchsten und beim größten Kältemitteldruck ($p_{Km,H} \approx 50$ bar) am geringsten.

In Abb. E.19 sind die berechneten Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) für das Beispiel aus Abb. 3.18 abgetragen.

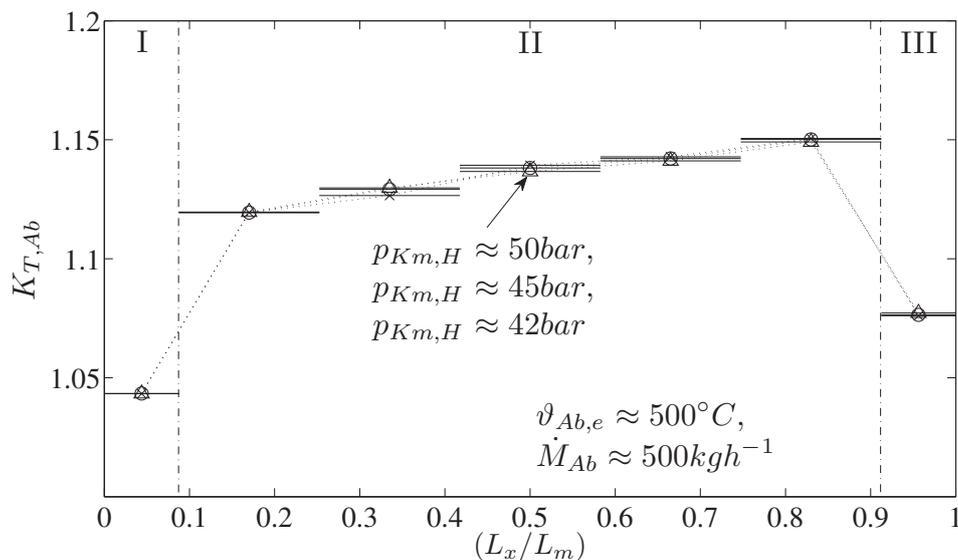


Abbildung E.19: Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar).

Die Verläufe der Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ sind qualitativ wie bei den Referenzmessungen aus Abb. E.4. Sie steigen entsprechend der

Temperaturdifferenzen zwischen mittlerer Abgastemperatur und abgasseitiger Wandtemperatur in den jeweiligen Bereichen (vgl. Abb. E.20) bei allen drei Betriebspunkten vom ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zum zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) an, nehmen dort fortlaufend zu und sinken dann im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) wieder. Die abgasseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ liegen bei den dargestellten Betriebspunkten zwischen 4 % und 14 %.

In Abb. E.20 sind die berechnete Abgastemperatur ϑ_{Ab} und die mittlere abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ für das Beispiel aus Abb. 3.18 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

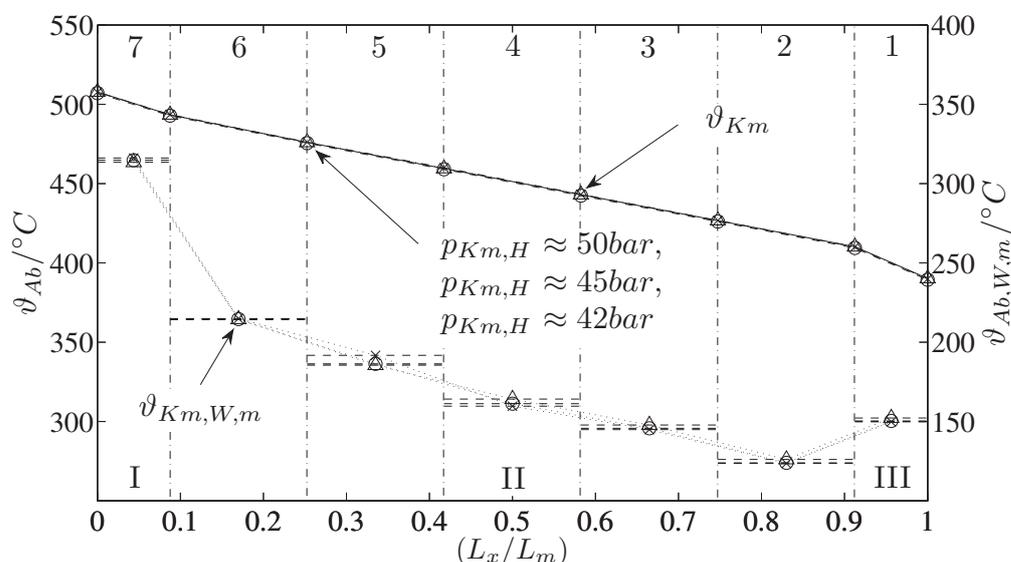


Abbildung E.20: Abgastemperatur ϑ_{Ab} und abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) bei überkritischem Kältemitteldruck mit dem Kältemitteldruck $p_{K_{m,H}}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar).

Die Abgastemperatur ϑ_{Ab} sinkt in allen drei Betriebspunkten entsprechend des vom Abgas auf das Kältemittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} in den Bereichen vom ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{q1}$ (I) bis zum dritten Rohrbündel $B3_{q2}$ (III) von ungefähr 507 °C fortlaufend bis auf 390 °C ab.

Die mittleren abgasseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{Ab,W,m}$ sinken bei allen drei Betriebspunkten entsprechend des Wärmeübergangs in den Bereichen vom ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) zunächst stark, dann fortlaufend

im längs angeströmten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) (Bereiche 2 bis 6) und nehmen zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) nochmal deutlich zu. Die quantitativen Unterschiede sind gering. Die Wandtemperaturen liegen bei den drei Betriebspunkten zwischen ungefähr 150 °C und 316 °C .

In Abb. E.21 sind die berechnete mittlere kältemittelseitige Wandtemperatur $\vartheta_{K_m,W,m}$ und die Kältemitteltemperatur ϑ_{K_m} für das Beispiel aus Abb. 3.18 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

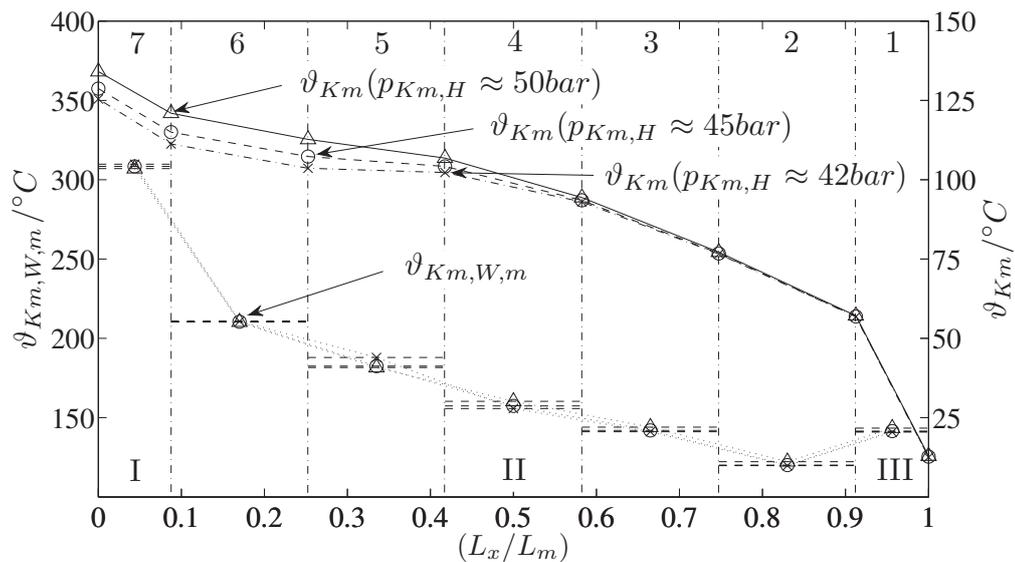


Abbildung E.21: Kältemittelseitige Wandtemperatur $\vartheta_{K_m,W,m}$ und Kältemitteltemperatur ϑ_{K_m} über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{K_m,H}$ als Parameter (Δ ; 50 bar, \circ ; 45 bar, \times ; 42 bar).

Die Kältemitteltemperatur ϑ_{K_m} steigt entsprechend des vom Abgas auf das Kältemittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} vom Einlass im Bereich 1 zunächst stark, dann kontinuierlich über die Bereiche 2 bis 6 und im letzten Bereich 7 wieder etwas stärker. Die Kältemitteltemperatur ϑ_{K_m} nimmt von ungefähr $12,5\text{ °C}$ je nach Druck des Kältemittels bis auf $133,3\text{ °C}$ ($p_{K_m,H} \approx 50\text{ bar}$), $127,9\text{ °C}$ ($p_{K_m,H} \approx 45\text{ bar}$) bzw. $124,7\text{ °C}$ ($p_{K_m,H} \approx 42\text{ bar}$) zu. Das Kältemittel erwärmt sich aufgrund der höheren spezifischen isobaren Wärmekapazitäten c_{p,K_m} in der Nähe des kritischen Punkts beim geringsten Kältemitteldruck weniger stark als beim höchsten Kältemitteldruck.

Die mittleren kältemittelseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{K_m,W,m}$ sinken bei allen

drei Betriebspunkten entsprechend des Wärmeübergangs vom Bereich 1 zum Bereich 2 zunächst, steigen dann fortlaufend über die Bereiche 2 bis 6 und nehmen zum Bereich 7 nochmal deutlich zu. Die quantitativen Unterschiede sind gering. Die Wandtemperaturen liegen bei den drei Betriebspunkten zwischen ungefähr 141°C und 309°C . Die hohen mittleren kältemittelseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{K_m, W, m}$ des letzten Bereichs 7 beeinflussen die Korrekturfaktoren des Kältemittels K_{T, K_m} nicht mehr wesentlich, da die Fluideigenschaften sich ab ungefähr 170°C nicht mehr stark ändern wie in Abb. 2.7 ersichtlich. Die Fluideigenschaften des Kältemittels R134a sind in RefProp 8.0 lediglich bis 180°C hinterlegt, weshalb die Fluideigenschaften ab einer Kältemitteltemperatur von 180°C zur Berechnung der Korrekturfaktoren als näherungsweise als konstant angenommen werden.

In Abb. E.22 sind die Simulationsergebnisse der Reynolds-Zahlen des Abgases Re_{Ab} über den Reynolds-Zahlen des Kältemittels Re_{K_m} aller Kältemittelmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab, q1}$ (I), $B2_{Ab, l}$ (II) und $B3_{Ab, q2}$ (III) abgetragen.

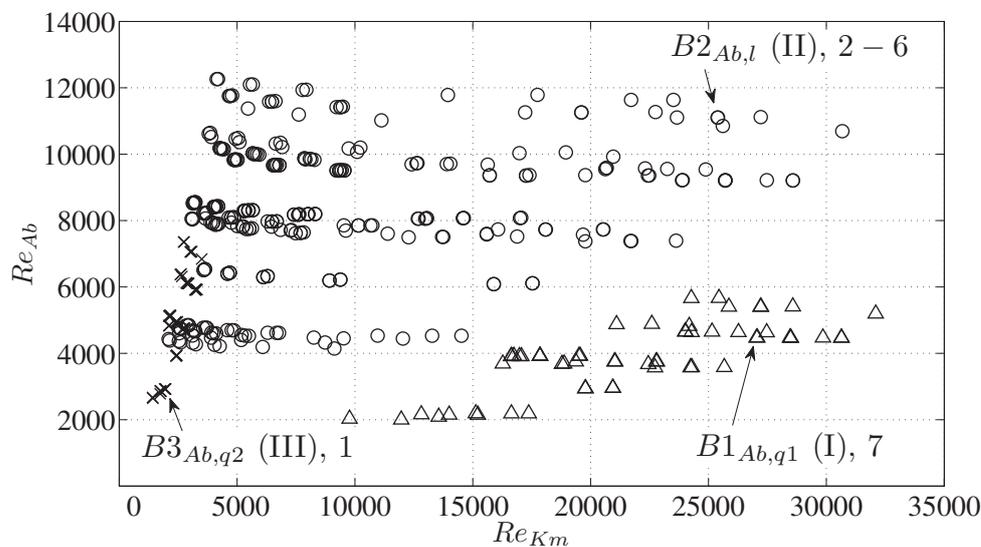


Abbildung E.22: Reynolds-Zahl der Abgasseite Re_{Ab} über Reynolds-Zahl der Kältemittelseite Re_{K_m} (Δ ; Bündel $B1_{Ab, q1}$, o; Bündel $B2_{Ab, l}$, x; Bündel $B3_{Ab, q2}$).

Die Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} sind aufgrund der gleichen Abgas-

eintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ und Abgasmassenströme \dot{M}_{Ab} erwartungsgemäß so groß wie bei den Referenzmessungen in Abb. E.9.

Die Reynolds-Zahlen der Kältemittelseite Re_{Km} sind in der Größenordnung der Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} und sind in der gasförmigen Kältemittelströmung höher als die Reynolds-Zahlen der Abgasseite Re_{Ab} .

In Abb. E.23 sind die berechneten Prandtl-Zahlen des Abgases Pr_{Ab} über den Prandtl-Zahlen des Kältemittels Pr_{Km} aller Kältemittelmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

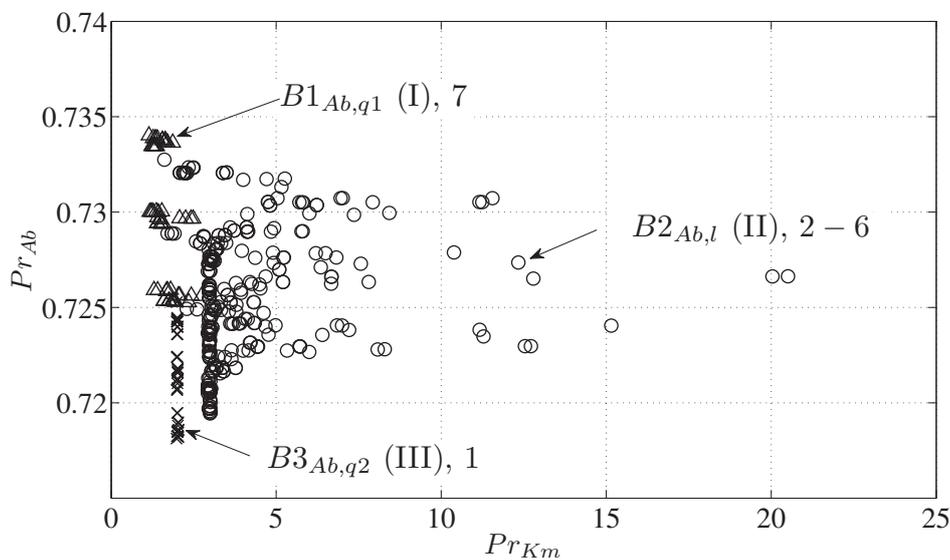


Abbildung E.23: Prandtl-Zahl der Abgasseite Pr_{Ab} über der Prandtl-Zahl der Kältemittelseite Pr_{Km} (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, \circ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \times ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} sind aufgrund der gleichen Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ und Abgasmassenströme \dot{M}_{Ab} erwartungsgemäß so groß wie bei den Referenzmessungen in Abb. E.10 und ändern sich nur geringfügig.

Die Prandtl-Zahlen der Kältemittelseite Pr_{Km} sind deutlich größer als die Prandtl-Zahlen der Abgasseite Pr_{Ab} . Die höchsten Prandtl-Zahlen Pr_{Km} in Abb. E.23 ergeben sich bei hohen spezifischen isobaren Wärmekapazitäten $c_{p,Km}$ nahe der pseudokritischen Temperatur $T_{Km,pk}$.

In Abb. E.24 sind die berechneten Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} aller Kältemittelmessungen für die drei Bereiche der quer und längs angeströmten Abgasbündel $B1_{Ab,q1}$ (I), $B2_{Ab,l}$ (II) und $B3_{Ab,q2}$ (III) abgetragen.

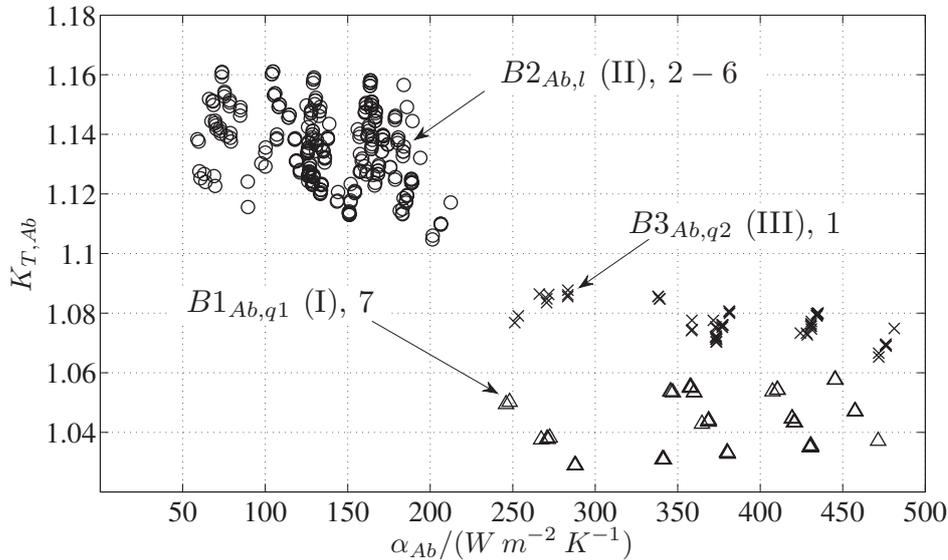


Abbildung E.24: Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} (Δ ; Bündel $B1_{Ab,q1}$, o; Bündel $B2_{Ab,l}$, x; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ sind wie bei den Beispielen aus Abb. E.19 bei allen Kältemittelmessungen entsprechend der Temperaturdifferenzen zwischen mittlerer Abgastemperatur und abgasseitiger Wandtemperatur im ersten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) immer am geringsten, im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) immer etwas größer und im zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) am höchsten. Die abgasseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ liegen bei den Kältemittelmessungen zwischen 3 % und 16 %.

Rechnungsergebnisse: Kältemittel unterkritisch

In Abb. E.25 sind die berechneten Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ für das Beispiel aus Abb. 3.23 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

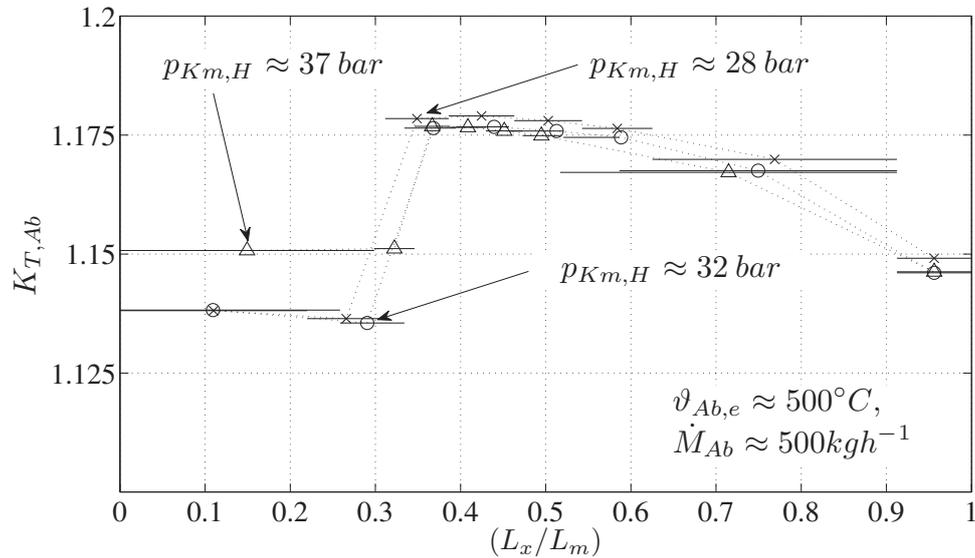


Abbildung E.25: Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) mit dem Kältemitteldruck $p_{K_{m,H}}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 28 bar).

Die gepunkteten Verbindungslinien zwischen den jeweiligen Mittelwerten dienen in obiger und den folgenden Abbildungen der Mittelwerte über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) lediglich der Orientierung bei der Zuordnung der Werte und nicht der Interpolation zwischen den Mittelwerten.

Die Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ werden durch die Temperaturdifferenzen zwischen mittlerer Abgastemperatur und abgasseitiger Wandtemperatur in den jeweiligen Bereichen (vgl. Abb. E.26) bestimmt. Sie sind bei allen drei Betriebspunkten zunächst ungefähr konstant in den Bereichen, in denen das Kältemittel überhitzt wird bzw. in der Sprühströmung verdampft, steigen dann zum Bereich der Verdampfung des Kältemittels und sinken im Anschluss fortlaufend bis zum im dritten Rohrbündel $B_{3_{Ab,q2}}$ (III) wieder. Die Unterschiede der Verläufe bei den verschiedenen Kältemitteldrücken sind gering. Die Korrekturfaktoren der Abgasseite $K_{T,Ab}$ sind dort am höchsten, wo

die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten am höchsten sind (vgl. Abb. 3.23), weil dort die abgasseitigen Wandtemperaturen näher an den Kältemitteltemperaturen liegen, da der abgasseitige Wärmeübergangskoeffizienten den Wärmedurchgangswiderstand bestimmt.

Die abgasseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,Ab}$ liegen bei den dargestellten Betriebspunkten zwischen 12,5 % und 17,5 %.

In Abb. E.26 sind die berechnete Abgastemperatur ϑ_{Ab} und die mittlere abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ für das Beispiel aus Abb. 3.23 über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) abgetragen.

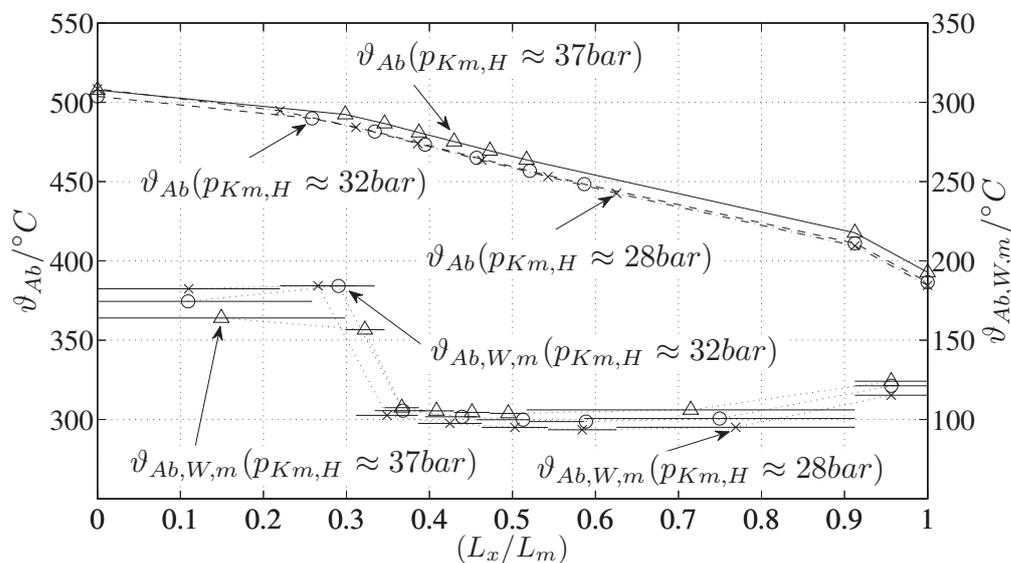


Abbildung E.26: Abgastemperatur ϑ_{Ab} und abgasseitige Wandtemperatur $\vartheta_{Ab,W,m}$ über der normierten Kältemittelrohrlänge (L_x/L_m) bei unterkritischem Kältemitteldruck mit dem Kältemitteldruck $p_{K_{m,H}}$ als Parameter (Δ ; 37 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 28 bar).

Die Abgastemperatur ϑ_{Ab} sinkt entsprechend des vom Abgas auf das Kältemittel übertragenen Wärmestroms \dot{Q} in den Bereichen vom ersten quer angeströmten Rohrbündel $B1_{Ab,q1}$ (I) bis zum dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) von ungefähr 509°C ($p_{K_{m,H}} \approx 37\text{bar}$, $p_{K_{m,H}} \approx 32\text{bar}$) bzw. 504°C ($p_{K_{m,H}} \approx 28\text{bar}$) fortlaufend bis auf 393°C ($p_{K_{m,H}} \approx 37\text{bar}$), 387°C ($p_{K_{m,H}} \approx 32\text{bar}$) bzw. 385°C ($p_{K_{m,H}} \approx 28\text{bar}$) ab.

Die mittleren abgasseitigen Wandtemperaturen $\vartheta_{Ab,W,m}$ sind in den Bereichen

der kältemittelseitigen Überhitzung und Sprühströmung zunächst näherungsweise konstant und fallen zum Verdampfungsbereich des Kältemittels deutlich. Die Wandtemperaturen $\vartheta_{Ab,W,m}$ bleiben während der Verdampfung ungefähr konstant und steigen zum unterkühlten Sieden des Kältemittels in Richtung Kältemittleinlass. Sie sind in den Bereichen der kältemittelseitigen Überhitzung und Sprühströmung beim höchsten Kältemitteldruck ($p_{K_{m,H}} \approx 37$ bar) am geringsten und beim geringsten Kältemitteldruck ($p_{K_{m,H}} \approx 28$ bar) am höchsten. Im Bereich der Verdampfung und des unterkühlten Siedens kehren sich die Verhältnisse um. Die Wandtemperaturen liegen bei den drei Betriebspunkten zwischen ungefähr 94°C und 185°C .

In Abb. E.27 sind die berechneten Verhältnisse der Wärmeübergangskoeffizienten der Sprühströmung zu den unkorrigierten Wärmeübergangskoeffizienten der Überhitzung ($\alpha_{K_{m,zp,S}}/(\alpha_{K_{m,g}}/K_{T,K_{m}})$) über dem Kältemitteldruck p_{s2} abgetragen.

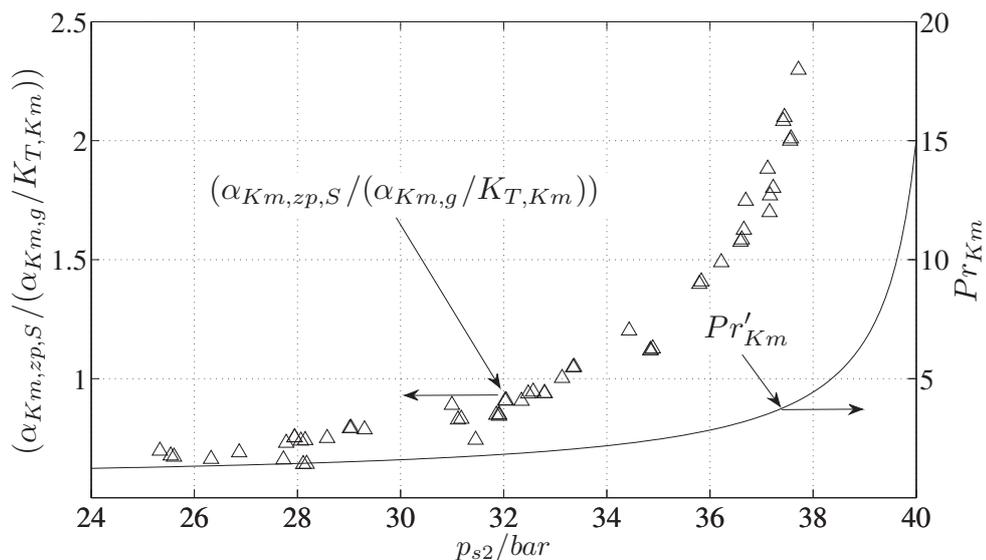


Abbildung E.27: Verhältnisse $(\alpha_{K_{m,zp,S}}/(\alpha_{K_{m,g}}/K_{T,K_{m}}))$ über dem Antriebsdruck p_{s2} .

Die Verhältnisse $(\alpha_{K_{m,zp,S}}/(\alpha_{K_{m,g}}/K_{T,K_{m}}))$ zeigen, dass die Wärmeübergangskoeffizienten der Sprühströmung $\alpha_{K_{m,zp,S}}$ bis zu einem Kältemitteldruck $p_{K_{m,H}}$ von ungefähr 33 bar ohne die kältemittelseitigen Korrekturfaktoren $K_{T,K_{m}}$ immer geringer berechnet werden als die Wärmeübergangskoeffizien-

ten der Überhitzung $\alpha_{Km,g}$ wie es gemäß der Beschreibung aus Abschnitt 2.3.2 zu erwarten ist. Aufgrund des in Abb. E.27 dargestellten deutlichen Anstiegs der Prandtl-Zahl des Kältemittels auf der Taulinie Pr'_{Km} in Richtung des kritischen Drucks werden die Wärmeübergangskoeffizienten der Sprühströmung $\alpha_{Km,zp,S}$ nach Gl. 2.25 ab einem Kältemitteldruck $p_{Km,H}$ von ungefähr 33 bar größer als die Wärmeübergangskoeffizienten der Überhitzung $\alpha_{Km,g}$ berechnet.

In Abb. E.28 sind die Verhältnisse des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Siedens zum Wärmeübergangskoeffizienten des flüssigen Kältemittels ($\alpha_{Km,us}/\alpha_{Km,fl}$) über dem Wärmeübergangskoeffizient des unterkühlten Siedens $\alpha_{Km,us}$ aufgetragen.

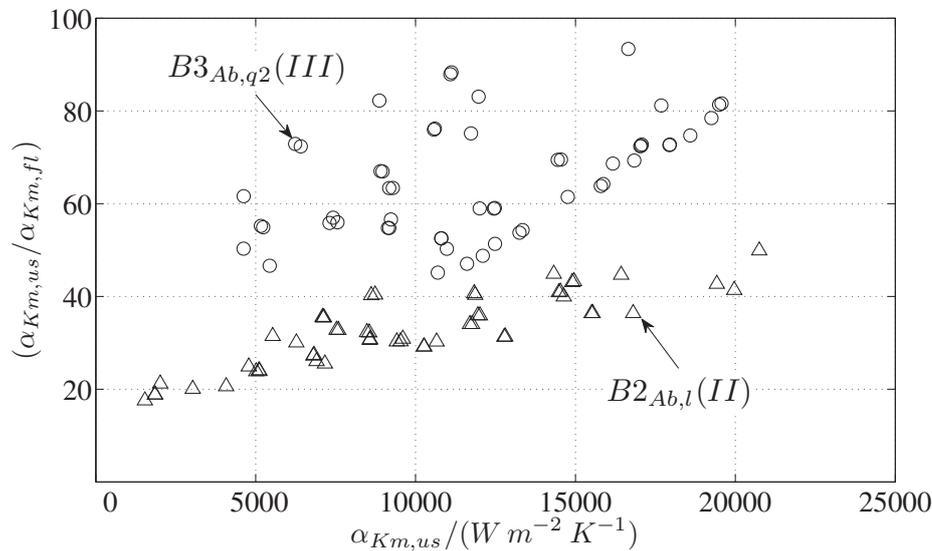


Abbildung E.28: Verhältnis des kältemittelseitigen Wärmeübergangskoeffizienten des unterkühlten Siedens zum Wärmeübergangskoeffizienten des flüssigen Kältemittels ($\alpha_{Km,us}/\alpha_{Km,fl}$) über dem Wärmeübergangskoeffizient des unterkühlten Siedens $\alpha_{Km,us}$ (Δ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, \circ ; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Das Verhältnis ($\alpha_{Km,us}/\alpha_{Km,fl}$) verdeutlicht, dass die Wärmeübergangskoeffizienten der flüssigen Kältemittelströmung $\alpha_{Km,fl}$ durch das unterkühlte Sieden deutlich erhöht werden, d.h. um einen Faktor von ungefähr 18 bis 93. Im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) bzw. am Kältemittleinlass sind die Erhöhungen am stärksten ausgeprägt.

In Abb. E.29 sind Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelflüssigkeit $\alpha_{Km,fl}$ abgetragen.

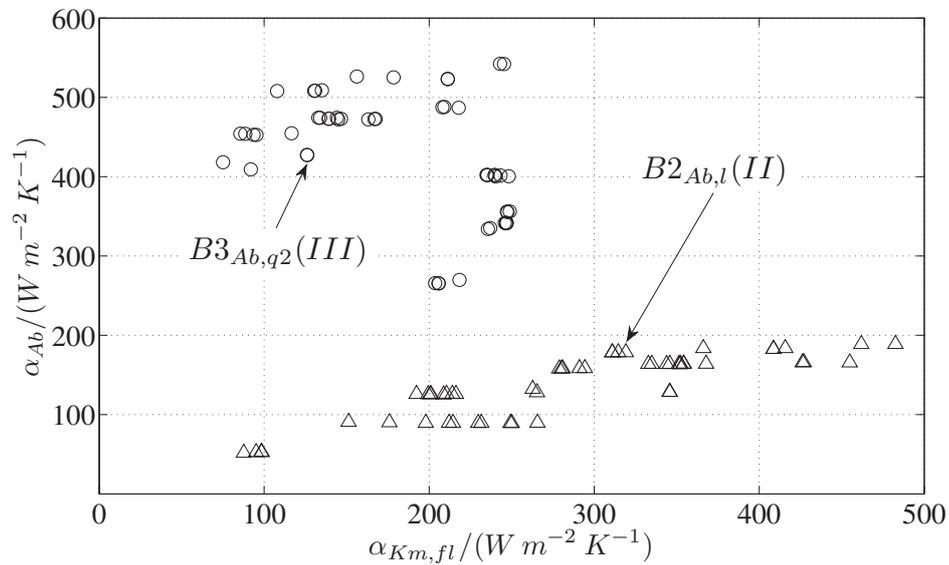


Abbildung E.29: Wärmeübergangskoeffizienten der Abgasseite α_{Ab} über den Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelflüssigkeit $\alpha_{Km,fl}$ (Δ ; Bündel $B2_{Ab,l}$, o; Bündel $B3_{Ab,q2}$).

Die Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelflüssigkeit $\alpha_{Km,fl}$ liegen im dritten Rohrbündel $B3_{Ab,q2}$ (III) immer unter den abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} . Im zweiten Rohrbündel $B2_{Ab,l}$ (II) sind die Wärmeübergangskoeffizienten der Kältemittelflüssigkeit $\alpha_{Km,fl}$ vorwiegend etwas größer als die abgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Ab} . Deutlich sind die Unterschiede jedoch nicht.

E.2 Weitere Ergebnisse der Dampfstrahlverdichtung

Im folgenden Abschnitt werden weitere Ergebnisse der Dampfstrahlverdichtung dargestellt und diskutiert, d.h. Messergebnisse im Auslegungsbetrieb und beim kritischen Gegendruck sowie Rechnungsergebnisse.

E.2.1 Messergebnisse

Zunächst werden weitere Messergebnisse des Dampfstrahlverdichters im Auslegungsbetrieb und dann beim kritischen Gegendruck gezeigt und diskutiert.

Messungen im Auslegungsbetrieb

Abb. E.30 zeigt die Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ einiger ausgewählter Messungen mit verschiedenen Antriebsdrücken p_{s2} von ungefähr 25,5 bar, 27,5 bar und 29,5 bar.

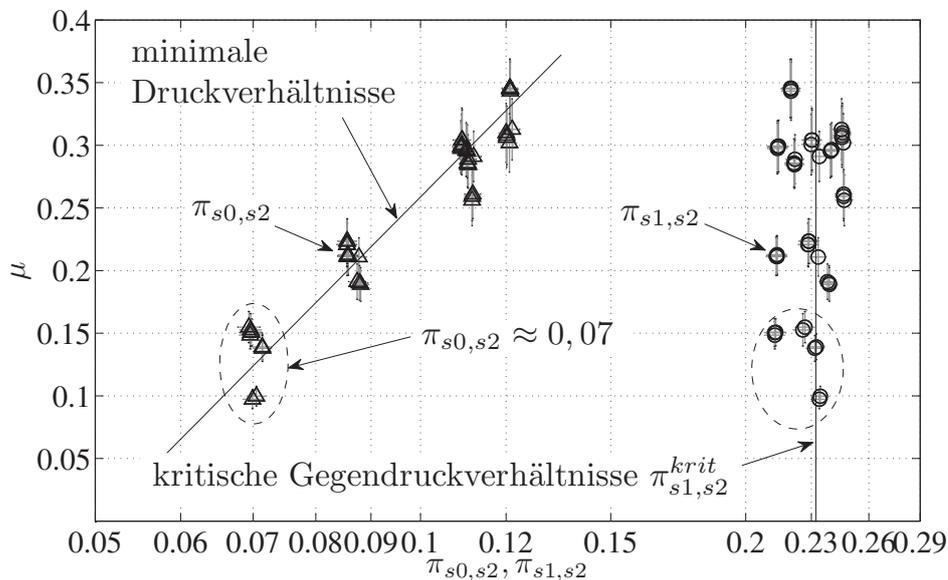


Abbildung E.30: Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ) für drei verschiedene Antriebsdrücke p_{s2} von ungefähr 25,5 bar, 27,5 bar und 29,5 bar.

Der Kondensatorgegendruck p_{s1} wurde bei den jeweils konstant gehaltenen Antriebsdrücken von ungefähr 25,5 bar, 27,5 bar und 29,5 bar solange angehoben, bis sich die Mitführrate μ bei gleichem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ verringerte. Aufgrund der sich vergrößernden Druckdifferenz über das Expansionsventil beim Anheben des Kondensatorgegendrucks p_{s1} stieg jedoch der Massenstrom in den Verdampfer und damit der Verdampferaustrittsdruck p_{s0} in den Experimenten, weshalb das Expansionsventil nachgeregelt bzw. geschlossen werden musste, um das Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ konstant zu halten.

Bei der Betrachtung aller Punktepaare $(\pi_{s0,s2}, \pi_{s1,s2})$ mit $\pi_{s1,s2} > \pi_{s1,s2}^{krit}$, d.h. den Punkten $\pi_{s1,s2}$ rechts von der Linie $\pi_{s1,s2}^{krit} = 0,23$, ist erkennbar, dass sich der jeweils zugehörige Punkt $\pi_{s0,s2}$ (bei gleichem μ zu finden) unterhalb der Geraden des minimalen Druckverhältnisses $\pi_{s0,s2}$ und somit bei vergleichsweise geringerer Mitführrate als bei den Punkten links von der Linie $\pi_{s1,s2}^{krit} = 0,23$ befindet. Diese verringerte Mitführrate beim Überschreiten des kritischen Gegendruckverhältnisses, d.h. $\pi_{s1,s2}^{krit} > 0,23$, ist bei allen vier ausgewählten Verhältnissen von Verdampferaustritts- zu Antriebsdruck $\pi_{s0,s2}$ von ungefähr 0,07, 0,085, 0,11 und 0,12 in Abb. E.30 erkennbar. Die Abnahme der Mitführrate übersteigt in den gezeigten Beispielen jedoch lediglich bei dem Druckverhältnis $\pi_{s0,s2}$ von ungefähr 0,07 die jeweilige Messabweichung. Das kritische Druckverhältnis $\pi_{s1,s2}^{krit}$ ist unabhängig vom Antriebsdruck p_{s2} in allen Messungen im Rahmen der Messabweichung immer 0,23.

In Abb. E.31 ist die Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

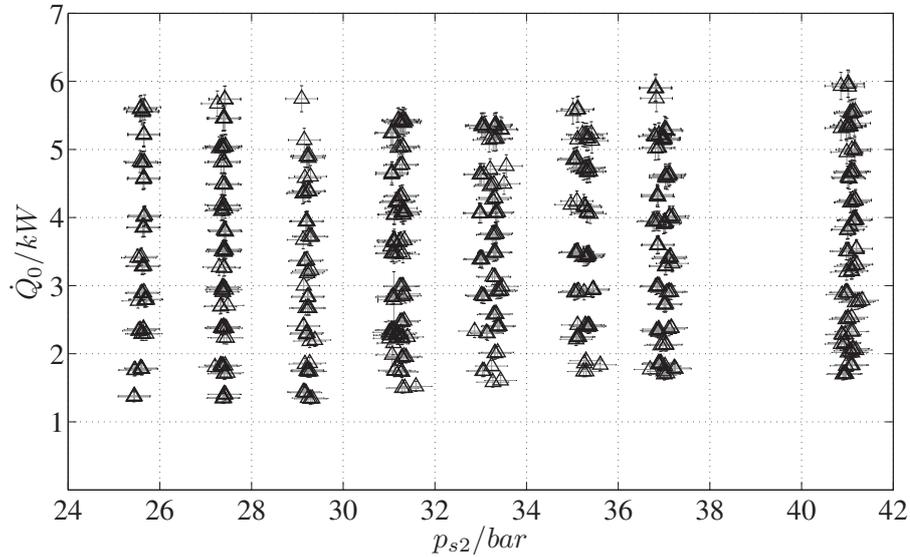


Abbildung E.31: Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Bei jedem eingeregelt Antriebsdruck p_{s2} wurden erzeugte Kälteleistungen \dot{Q}_0 zwischen ungefähr 1,5 kW und 6 kW gemessen.

In Abb. E.32 ist die Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Kondensatordruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

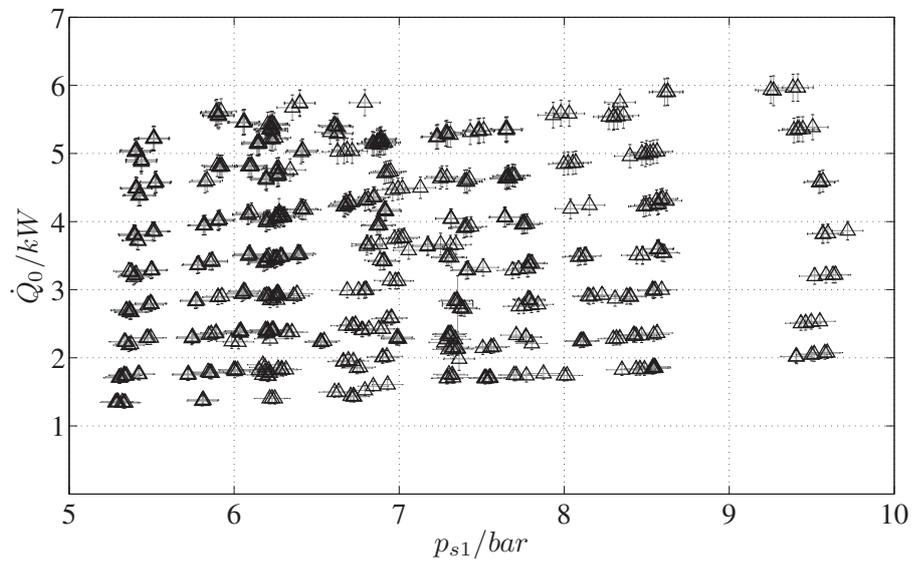


Abbildung E.32: Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Kondensatordruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Auch bei jedem eingeregelter Kondensatordruck p_{s1} wurden erzeugte Kälteleistungen \dot{Q}_0 zwischen ungefähr 1,5 kW und 6 kW gemessen.

In Abb. E.33 ist die Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

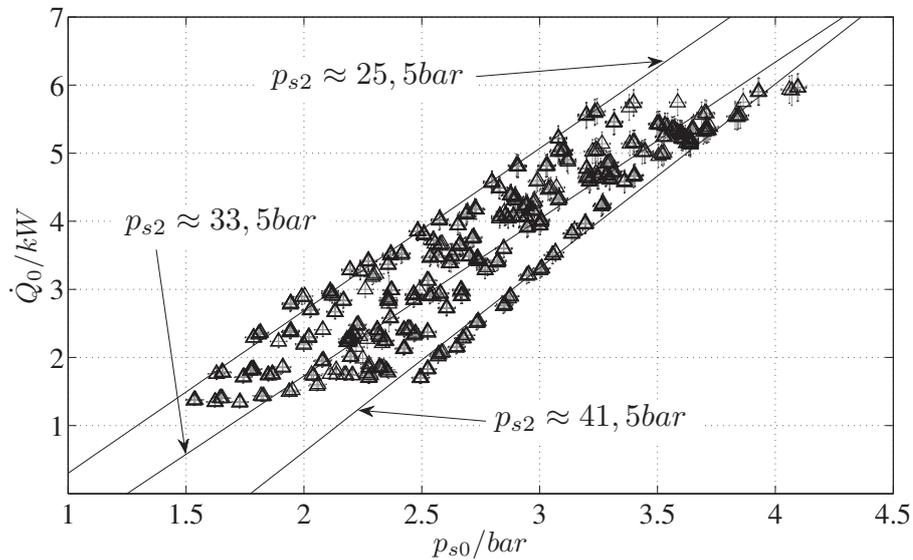


Abbildung E.33: Kälteleistung \dot{Q}_0 über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Die hohen Kälteleistungen \dot{Q}_0 von bis zu 6 kW wurden bei vergleichsweise hohem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} zwischen ungefähr 3,4 bar und 4,1 bar und die geringen Kälteleistungen bis zu 1,5 kW bei geringerem Verdampferaustrittsdruck zwischen ungefähr 1,5 bar und 2,5 bar erzielt.

An den Geraden konstanten Antriebsdrucks, die beispielhaft für die Antriebsdrücke 25,5 bar, 33,5 bar und 41,5 bar in Abb. E.33 aufgetragen sind, wird deutlich, dass bei einer konstanten Kälteleistung \dot{Q}_0 der geringste Verdampferaustrittsdruck p_{s0} beim geringsten Antriebsdruck p_{s2} und der größte Verdampferaustrittsdruck beim größten Antriebsdruck erzielt wurde.

In Abb. E.34 ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

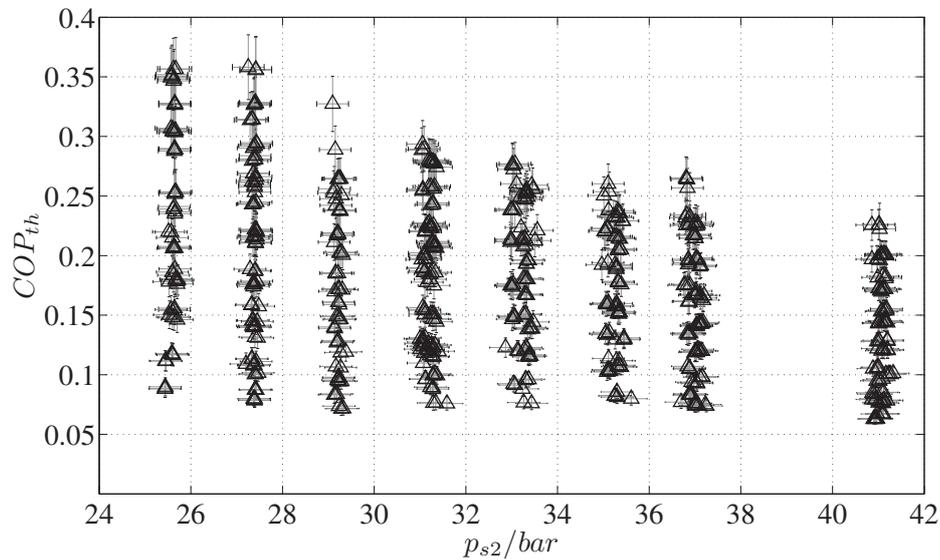


Abbildung E.34: Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} liegt in den Experimenten zwischen ungefähr 0,05 und 0,35. Das bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} maximal erzielte thermische Wärmeverhältnis COP_{th} nimmt in Abb. E.34 mit steigendem Antriebsdruck ab, weil die Antriebswärmeströme mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} und gleichbleibenden erzeugten Kälteleistungen (vgl. Abb. E.31) zunehmen.

In Abb. E.35 ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

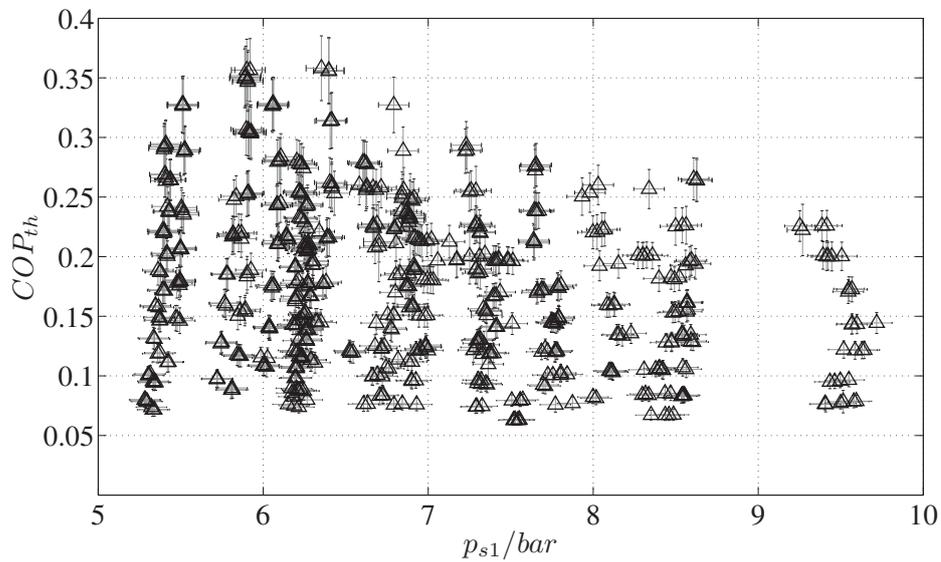


Abbildung E.35: Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Das bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} maximal erzielte thermische Wärmeverhältnis COP_{th} nimmt in Abb. E.35 ebenfalls beinahe durchgängig bei steigendem Kondensatorgegendruck p_{s1} ab.

In Abb. E.36 ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

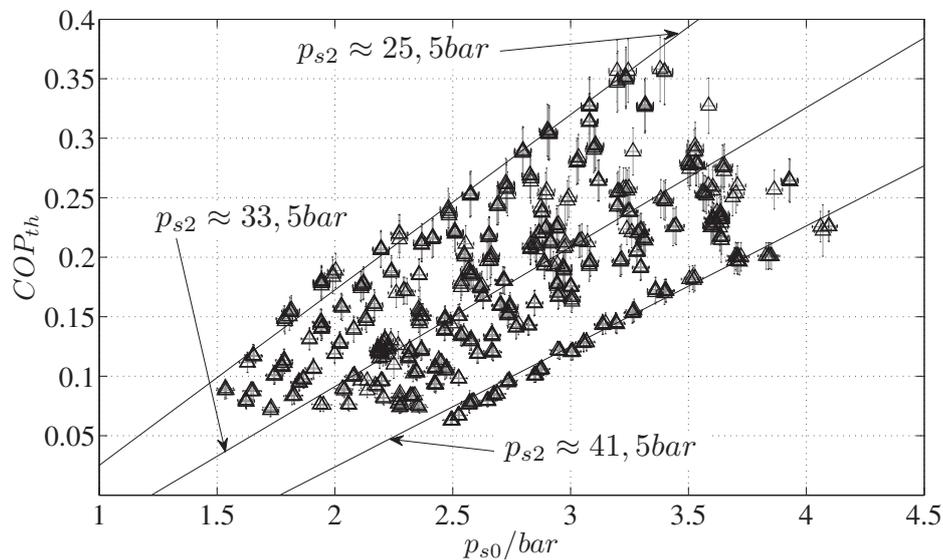


Abbildung E.36: Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Das höchste thermische Wärmeverhältnis COP_{th} von 0,35 ergibt sich bei einem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von ungefähr 3,3 bar. Das geringste thermische Wärmeverhältnis COP_{th} von 0,05 wurde bei Verdampferaustrittsdrücken p_{s0} zwischen ungefähr 1,5 bar und 2,5 bar erreicht.

An den Geraden konstanten Antriebsdrucks, die beispielhaft für die Antriebsdrücke 25,5 bar, 33,5 bar und 41,5 bar in Abb. E.36 aufgetragen sind, wird deutlich, dass bei einem konstanten Wärmeverhältnis COP_{th} der geringste Verdampferaustrittsdruck p_{s0} zum geringsten Antriebsdruck p_{s2} und der größte Verdampferaustrittsdruck zum größten Antriebsdruck gehört.

In Abb. E.37 ist der hydraulische COP_h über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

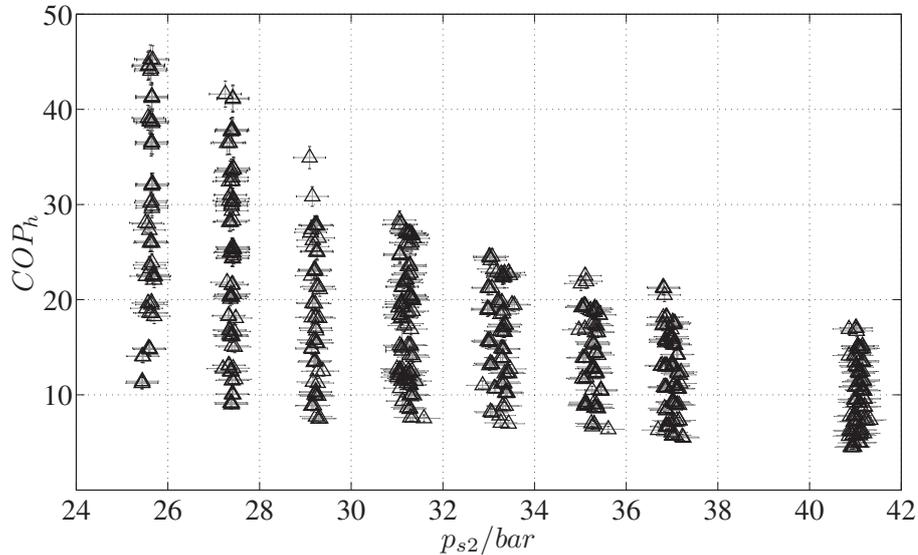


Abbildung E.37: Hydraulischer COP_h über dem Antriebsdruck p_{s2} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Der hydraulische COP_h liegt in den Experimenten zwischen ungefähr 5 und 45. Der bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} maximal und minimal erzielte hydraulische COP_h nimmt in Abb. E.37 mit steigendem Antriebsdruck ab, weil die Antriebsmassenströme mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} und gleichbleibenden erzeugten Kälteleistungen (vgl. Abb. E.31) zunehmen.

Der geringste hydraulische COP_h von 5 wird dementsprechend beim höchsten Antriebsdruck p_{s2} von 41,5 bar und der höchste hydraulische COP_h von 45 beim geringsten Antriebsdruck von 25,5 bar erreicht.

In Abb. E.38 ist der hydraulische COP_h über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

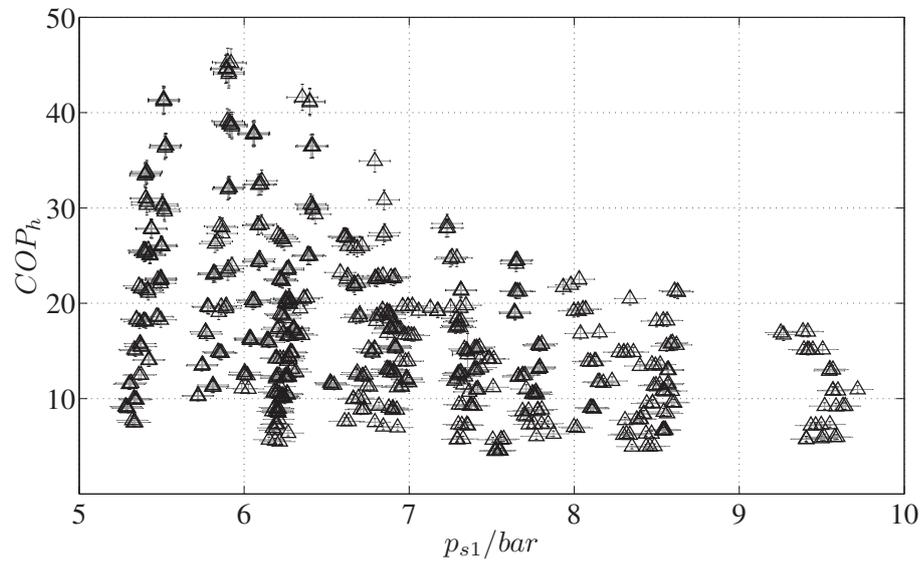


Abbildung E.38: Hydraulischer COP_h über dem Kondensatorgegendruck p_{s1} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Der bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} maximal erzielte hydraulische COP_h nimmt in Abb. E.38 beinahe durchgängig bei steigendem Kondensatorgegendruck p_{s1} ab.

In Abb. E.39 ist der hydraulische COP_h über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters abgetragen.

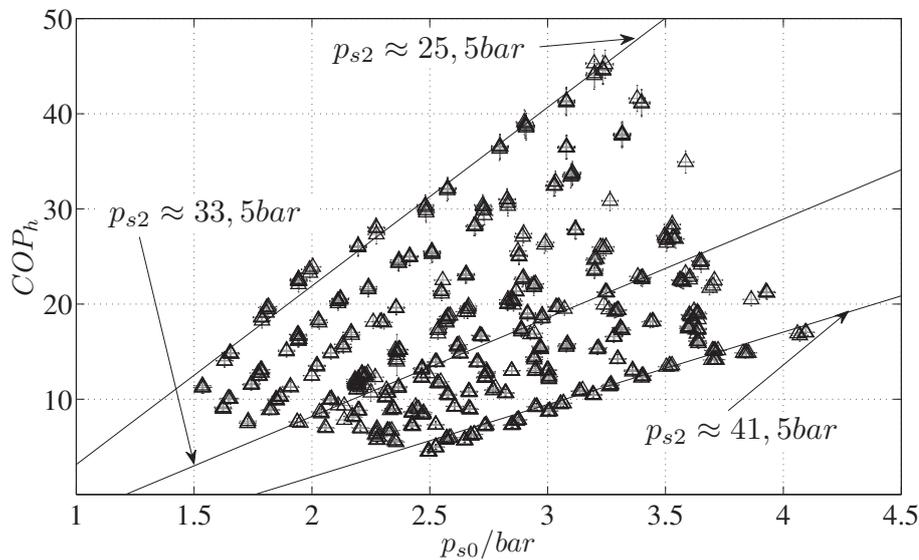


Abbildung E.39: Hydraulischer COP_h über dem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} im Auslegungsbetrieb des Dampfstrahlverdichters.

Der höchste hydraulische COP_h von 45 wurde wie beim thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} bei einem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von ungefähr 3,3 bar erreicht. Der geringste hydraulische COP_h von 5 wurde bei einem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von ungefähr 2,5 bar erreicht.

An den Geraden konstanten Antriebsdrucks, die beispielhaft für die Antriebsdrücke 25,5 bar, 33,5 bar und 41,5 bar in Abb. E.36 aufgetragen sind, wird deutlich, dass der hydraulische COP_h bei einem gegebenen Verdampferaustrittsdruck p_{s0} beim geringsten Antriebsdruck p_{s2} immer größer als beim höchsten Antriebsdruck ist.

Messungen beim kritischen Gegendruck

In Abb. E.40 sind Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ und $\pi_{s1,s2}$ im kritischen Betrieb abgetragen.

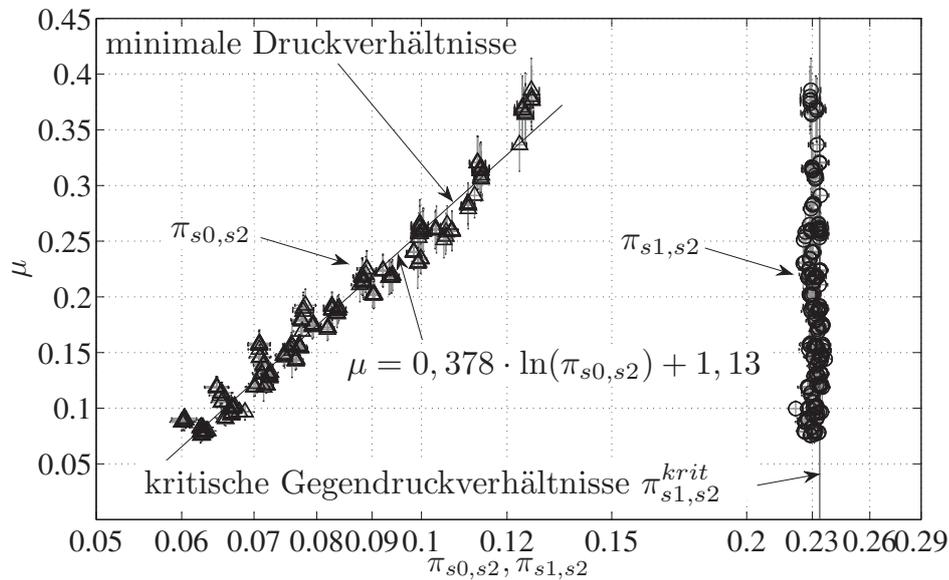


Abbildung E.40: Mitführrate μ über den logarithmierten Druckverhältnissen $\pi_{s0,s2}$ (Symbol Δ) und $\pi_{s1,s2}$ (Symbol \circ) im kritischen Betrieb.

Die Mitführrate μ lässt sich im Betrieb beim kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} gut durch die in Abb. E.40 gezeigte Geradengleichung ($\mu = 0,378 \cdot \ln(\pi_{s0,s2}) + 1,13$) abbilden. Das kritische Gegendruckverhältnis $\pi_{s1,s2}$ ist im Rahmen der Messabweichung ein konstanter Wert von ungefähr 0,23.

In Abb. E.41 sind die Kälteleistung \dot{Q}_0 und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über der Mitführrate μ im kritischen Betrieb abgetragen.

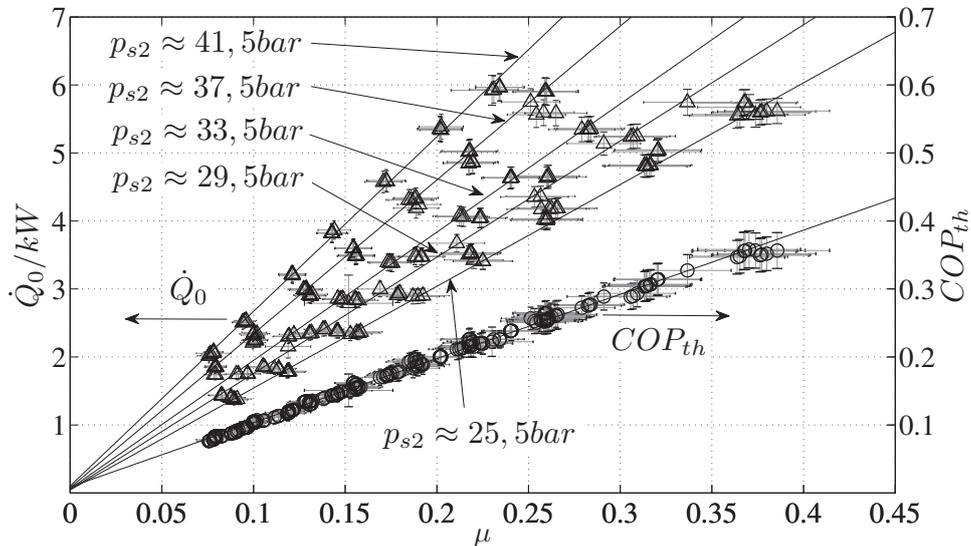


Abbildung E.41: Kälteleistung \dot{Q}_0 (Symbol Δ) und das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} (Symbol \circ) über der Mitführrate μ im kritischen Betrieb.

Der Zusammenhang zwischen der Kälteleistung \dot{Q}_0 und der Mitführrate μ lässt sich im Betrieb beim kritischen Kondensatordruck p_{s1}^{krit} in Abhängigkeit vom Antriebsdruck p_{s2} durch die in Abb. E.41 gezeigten Geradengleichungen gut abbilden.

Zwischen dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} und der Mitführrate besteht unabhängig vom Antriebsdruck p_{s2} ein annähernd linearer Zusammenhang.

In Tab. E.1 sind die Geradengleichungen der Kälteleistung \dot{Q}_0 in Abhängigkeit von der Mitführrate μ mit dem Antriebsdruck p_{s2} als Parameter aller Messreihen beim kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} aufgelistet.

Tabelle E.1: Geradengleichungen der Kälteleistung \dot{Q}_0 als Funktion der Mitführrate μ .

	Geradengleichungen $\dot{Q}_0 = f(\mu)$
$p_{s2} \approx 41,5$ bar	$\dot{Q} = 25,665 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 37,5$ bar	$\dot{Q} = 22,618 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 35,5$ bar	$\dot{Q} = 21,565 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 33,5$ bar	$\dot{Q} = 18,862 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 31,5$ bar	$\dot{Q} = 16,835 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 29,5$ bar	$\dot{Q} = 17,093 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 27,5$ bar	$\dot{Q} = 15,352 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 25,5$ bar	$\dot{Q} = 14,963 \cdot \mu$

Die Steigung der Geraden nimmt zu höheren Antriebsdrücken zu. Aus den Geradengleichungen aus Tab. E.1 lässt sich eine Geradengleichung für die Steigung (Steigungsgleichung: $m = 0,7065 \cdot p_{s2} - 4,169$) in Abhängigkeit vom Druck p_{s2} aufstellen, mit denen sich die Geraden aus Abb. 4.12 abbilden lassen.

In Abb. E.42 ist der hydraulische COP_h über der Mitführrate μ im kritischen Betrieb abgetragen.

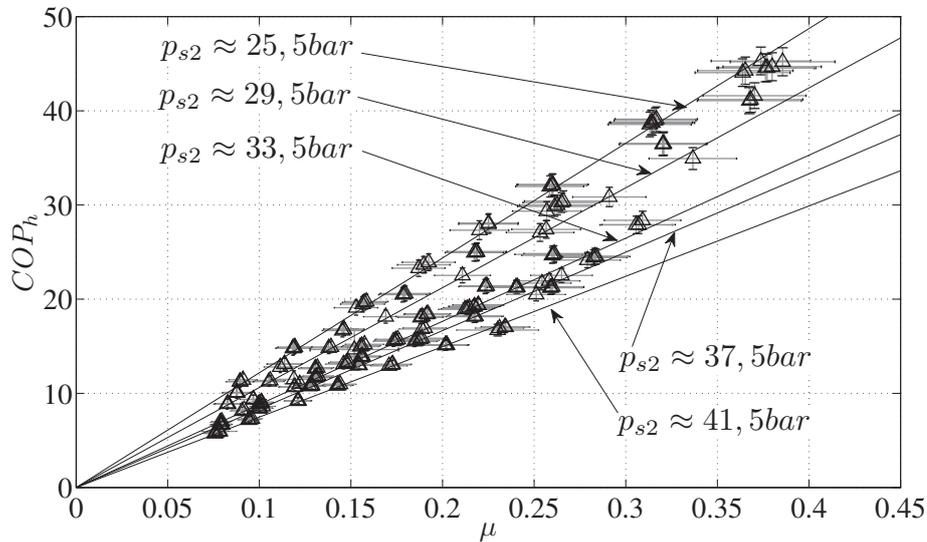


Abbildung E.42: Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) über der Mitführrate μ im kritischen Betrieb.

Der Zusammenhang zwischen dem hydraulischen COP_h und der Mitführrate μ lässt sich im Betrieb beim kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} in Abhängigkeit vom Antriebsdruck p_{s2} gut durch die in Abb. E.42 gezeigten Geradengleichungen abbilden. Die Steigung der Geraden nimmt mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} ab.

In Tab. E.2 sind die Geradengleichungen des hydraulischen COP_h in Abhängigkeit von der Mitführtrate μ mit dem Antriebsdruck p_{s2} als Parameter aller Messreihen beim kritischen Kondensatorgegendruck p_{s1}^{krit} aufgelistet.

Tabelle E.2: Geradengleichungen des hydraulischen COP_h als Funktion der Mitführtrate μ .

	Geradengleichungen $COP_h = f(\mu)$
$p_{s2} \approx 41,5 \text{ bar}$	$COP_h = 74,732 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 37,5 \text{ bar}$	$COP_h = 83,264 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 35,5 \text{ bar}$	$COP_h = 87,789 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 33,5 \text{ bar}$	$COP_h = 88,225 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 31,5 \text{ bar}$	$COP_h = 94,458 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 29,5 \text{ bar}$	$COP_h = 106,074 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 27,5 \text{ bar}$	$COP_h = 113,676 \cdot \mu$
$p_{s2} \approx 25,5 \text{ bar}$	$COP_h = 121,831 \cdot \mu$

Die Steigung der Geraden nimmt zu höheren Antriebsdrücken ab. Aus den Geradengleichungen aus Tab. E.2 lässt sich eine Geradengleichung für die Steigung (Steigungsgleichung: $m = 0,127 \cdot p_{s2}^2 - 11,4 \cdot p_{s2} + 330$) in Abhängigkeit vom Druck p_{s2} aufstellen, mit denen sich die Geraden aus Abb. 4.12 abbilden lassen.

In Abb. E.43 sind der hydraulische COP_h und der Temperaturhub ΔT_{Hub} über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} im kritischen Betrieb abgetragen.

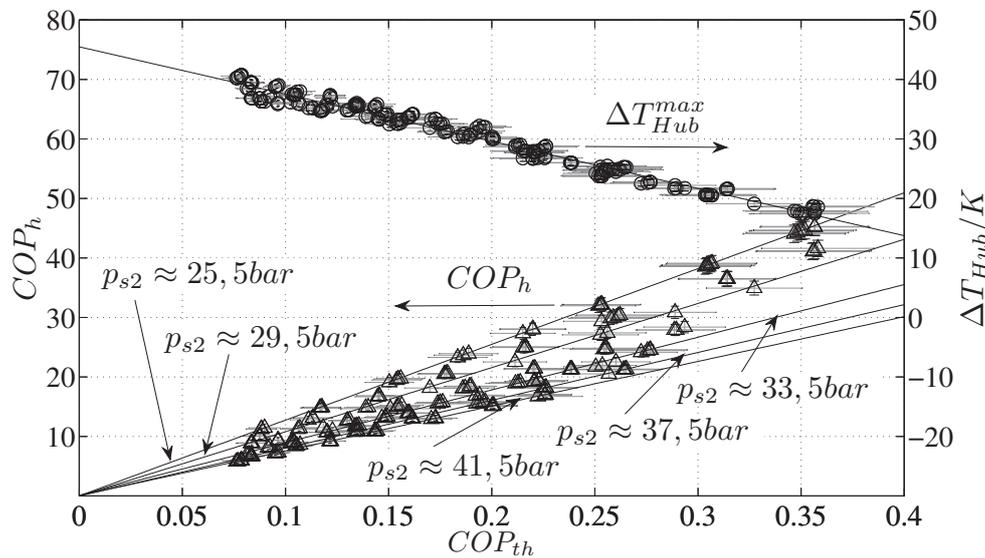


Abbildung E.43: Hydraulischer COP_h (Symbol Δ) und der Temperaturhub ΔT_{Hub} (Symbol \circ) über dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} im kritischen Betrieb.

Der Zusammenhang zwischen dem hydraulischen COP_h und dem thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} lässt sich im Betrieb beim kritischen Kondensatordruck p_{s1}^{krit} in Abhängigkeit vom Antriebsdruck p_{s2} durch die in Abb. E.43 gezeigten Geradengleichungen gut abbilden. Der Unterschied in den Steigungen der Geraden nimmt mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} ab.

Der erzielte Temperaturhub ist im Betrieb beim kritischen Kondensatordruck p_{s1}^{krit} maximal und unabhängig vom Antriebsdruck p_{s2} bei einem gegebenen thermischen Wärmeverhältnis COP_{th} immer annähernd gleich groß.

Messungen der Variation der antriebsseitigen Überhitzung

In Abb. E.44 ist der Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 abgetragen.

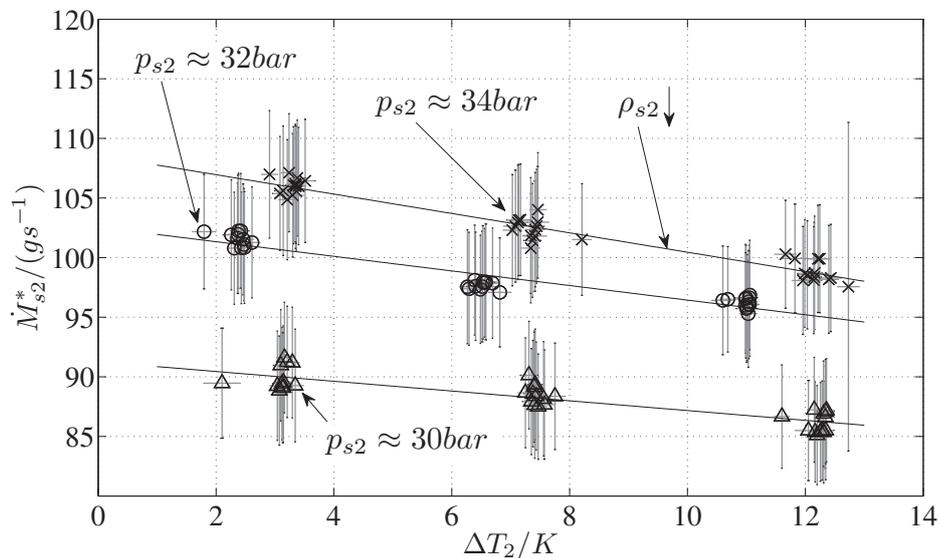


Abbildung E.44: Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).

Der kritische Antriebsmassenstrom \dot{M}_{s2}^* variiert bei der Variation aus Abb. 4.13 im Bereich von ungefähr 85 g/s bis 107 g/s. Der kritische Antriebsmassenstrom verhält sich gemäß Gl. 4.3 direkt proportional zum antriebsseitigen Ruhedruck p_{s2} und umgekehrt proportional zur Wurzel der antriebsseitigen Ruhetemperatur T_{s2} . Durch eine Erhöhung der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 und damit einhergehend der antriebsseitigen Ruhetemperatur T_{s2} bei konstantem Ruhedruck p_{s2} und einer damit einhergehenden Verringerung der antriebsseitigen Dichte ρ_{s2} muss der kritische Antriebsmassenstrom bei allen drei Antriebsdrücken p_{s2} von ungefähr 30 bar, 32 bar und 34 bar sinken, wie in Abb. E.44 auch experimentell deutlich wird. Die Verringerung übersteigt jedoch nicht die jeweiligen Messabweichungen.

In Abb. E.45 ist der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 abgetragen.

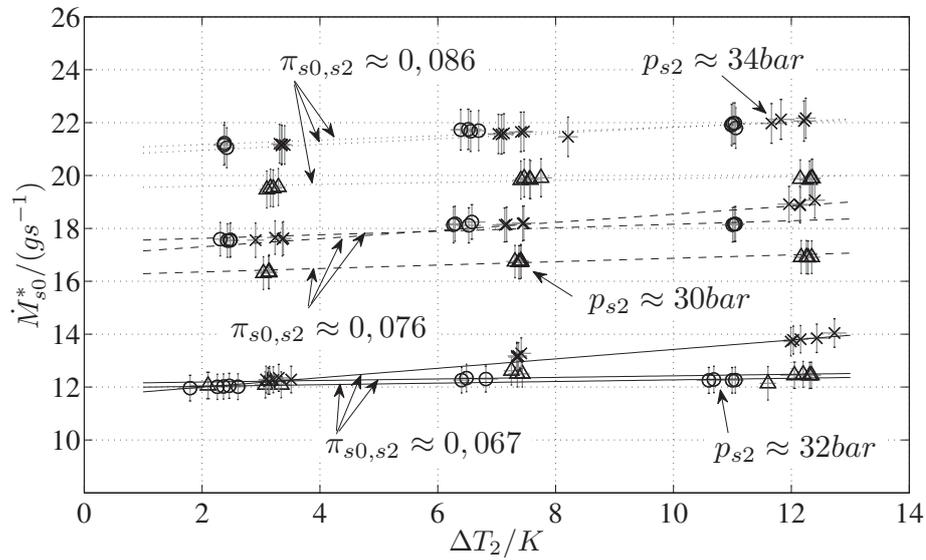


Abbildung E.45: Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30 bar, o; 32 bar, x; 34 bar).

Der Saugmassenstrom \dot{M}_{s0}^* steigt bei der Variation der antriebsseitigen Überhitzung aus Abb. 4.13 in einigen Untergruppen in Abb. E.45 geringfügig an und bleibt in anderen Untergruppe annähernd konstant. Der Anstieg ist nie größer als die jeweilige Messabweichung.

In Abb. E.46 ist das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 abgetragen.

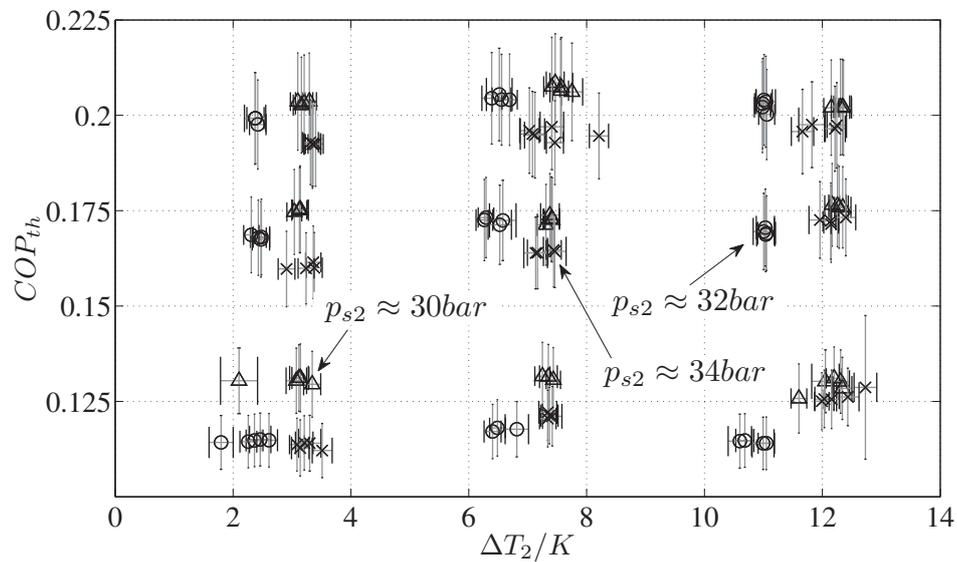


Abbildung E.46: Thermische Wärmeverhältnis COP_{th} über der antriebsseitigen Überhitzung ΔT_2 für die Variation aus Abb. 4.13 (Parameter p_{s2} : Δ ; 30bar, \circ ; 32 bar, \times ; 34 bar).

Das thermische Wärmeverhältnis COP_{th} bleibt für die Variation aus Abb. 4.13 in guter Näherung konstant, wie in Abb. E.46 zu sehen ist. Es verschlechtert sich also nicht mit zunehmender antriebsseitiger Überhitzung ΔT_2 .

E.2.2 Rechnungsergebnisse

In Abb. E.47 ist die berechnete Temperatur ϑ der Antriebs- und Saugströmung für das Beispiel aus Abb. 4.15 über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L) abgetragen.

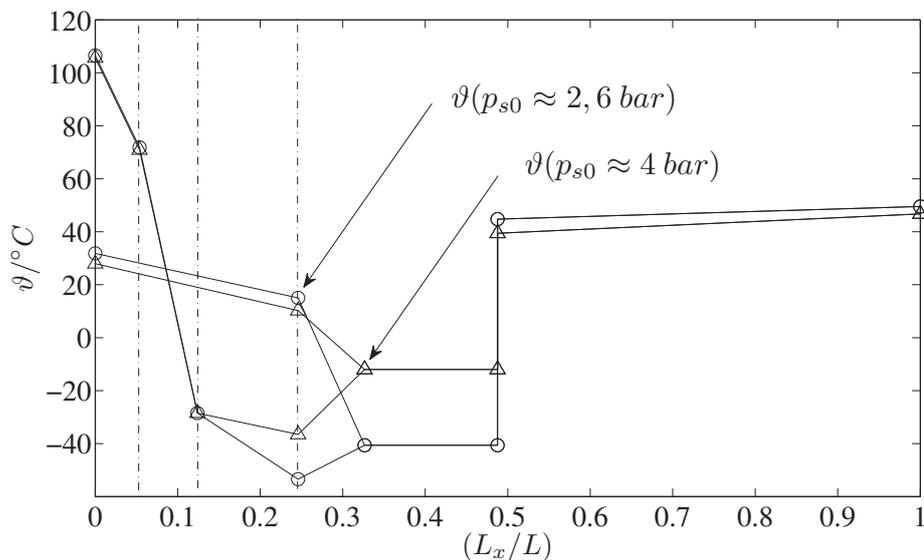


Abbildung E.47: Temperatur ϑ für das Beispiel aus Abb. 4.15 über der normierten Dampfstrahlverdichterlänge (L_x/L) (Parameter p_{s0} : Δ ; 4 bar, o; 2,6 bar).

Die Temperaturen ϑ der Antriebsströme sinken bei der Entspannung vom Ruhezustand bis zum Lavaldüsenaustritt von ungefähr 107°C bis auf -28°C . Beim höheren Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 4 bar nehmen die Temperaturen bei der Nachexpansion bis zum Querschnitt x weiter bis auf -37°C und beim geringeren Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 2,6 bar bis auf -53°C ab. Die Temperaturen ϑ der Saugströme sinken bei der Entspannung bis zum kritischen Druck von ungefähr 28°C bzw. 32°C auf 10°C bzw. 15°C . Die Temperatur der Mischung liegt beim höheren Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 4 bar aufgrund der höheren Mitführrate μ bei -12°C , während sie beim geringeren Verdampferaustrittsdruck p_{s0} von 2,6 bar bei -41°C liegt. Die Temperaturen nach dem senkrechten Verdichtungsstoß liegen bei jeweils 39°C und 44°C und die Kondensatoraustrittstemperaturen bei 47°C und 50°C .

In Abb. E.48 sind die kritische Temperatur des Antriebsstroms ϑ_2^* , die Temperatur am Lavaldüsenaustritt ϑ_{a2} und die Temperatur vor der Mischung ϑ_{x2} über der Antriebstemperatur ϑ_{s2} abgetragen.

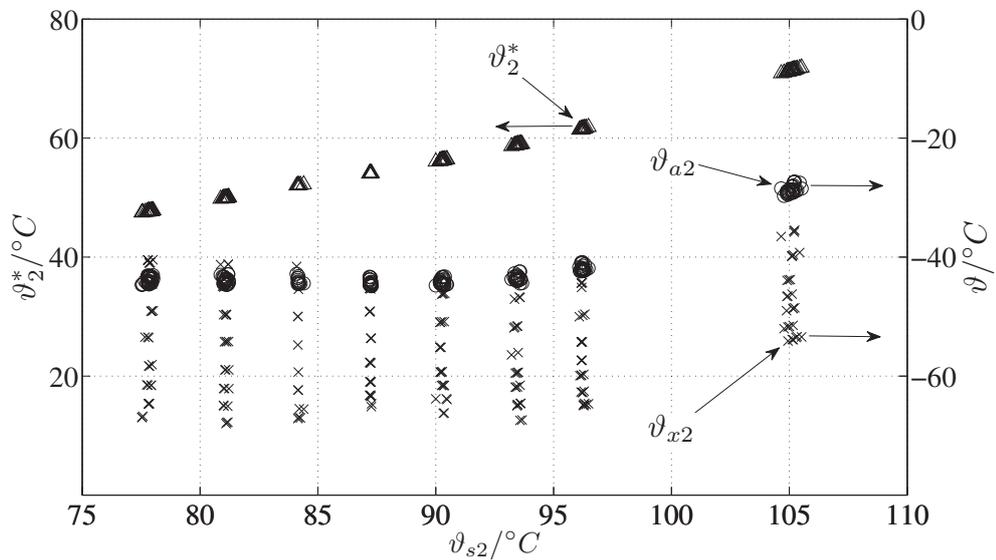


Abbildung E.48: Kritische Temperatur des Antriebsstroms ϑ_2^* (Symbol Δ), Temperatur am Lavaldüsenaustritt ϑ_{a2} (Symbol o) und Temperatur vor der Mischung ϑ_{x2} (Symbol x) über der Antriebstemperatur ϑ_{s2} .

Die kritische Temperatur des Antriebsstroms ϑ_2^* liegt laut den Simulationsrechnungen zwischen 47°C und 72°C und steigt in grober Näherung linear mit steigender Antriebstemperatur ϑ_{s2} ähnlich wie die Drücke aus Abb. 4.16.

Die Temperatur des Antriebsstroms am Lavaldüsenaustritt ϑ_{a2} bewegt sich zwischen -23°C und -45°C und nimmt zunächst mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} und damit steigender Antriebstemperatur ϑ_{s2} von 90°C ab und dann stark zu. Die berechneten Temperaturverhältnisse (T_{a2}/T_{s2}) ändern sich also wie die Druckverhältnisse aus Abb. 4.16 für das vorliegende Flächenverhältnis der Lavaldüse (A_{min}/A_{a2}) von 0,2567 im untersuchten Antriebsdruckbereich entsprechend der sich für die unterschiedlichen Ruhezustände des Realgases ändernden Isentropenexponenten, Kompressibilitätszahlen und deren Ableitungen.

Die Temperatur vor der Mischung ϑ_{x2} liegt je nach Entspannung des Antriebsstroms zwischen -35°C und -68°C .

In Abb. E.49 sind die Verhältnisse vom Druck nach und vor dem senkrechten Verdichtungsstoß (p_{Mn}/p_M) und am Diffusoraustritt und nach dem senkrechten Verdichtungsstoß (p_{s1}/p_{Mn}) über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} abgetragen.

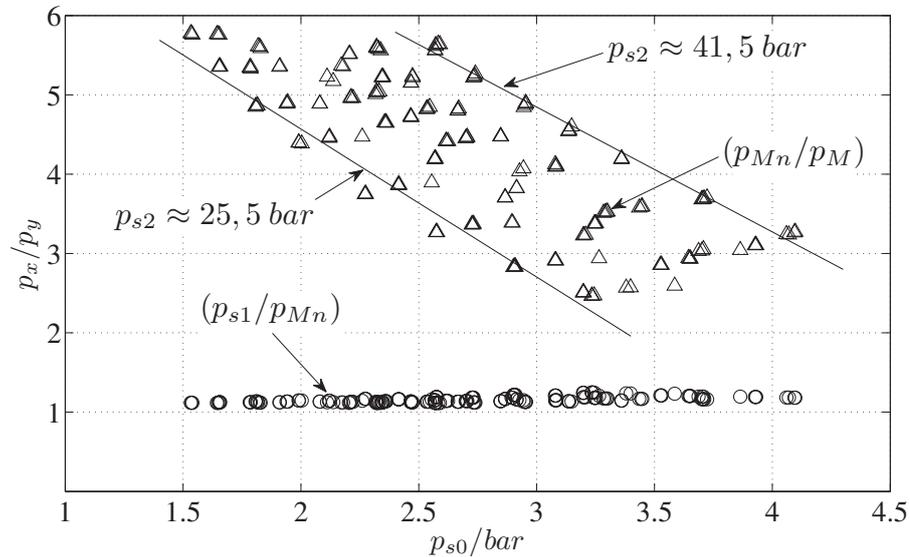


Abbildung E.49: Druckverhältnisse (p_{Mn}/p_M) (Symbol Δ) und (p_{s1}/p_{Mn}) (Symbol \circ) über dem experimentell ermittelten Verdampferaustrittsdruck p_{s0} .

Das Druckverhältnis (p_{Mn}/p_M) bewegt sich für jede Gruppe des Antriebsdrucks p_{s2} zwischen 2,5 und 5,7 und sinkt mit steigendem Verdampferaustrittsdruck p_{s0} .

Das Druckverhältnis (p_{s1}/p_{Mn}) variiert zwischen 1,1 und 1,25 um ungefähr 10 %.

In Abb. E.50 sind die Temperatur der Mischung ϑ_M und die Temperatur nach dem senkrechten Verdichtungsstoß ϑ_{Mn} über der kritischen Temperatur des Saugstroms ϑ_0^* abgetragen.

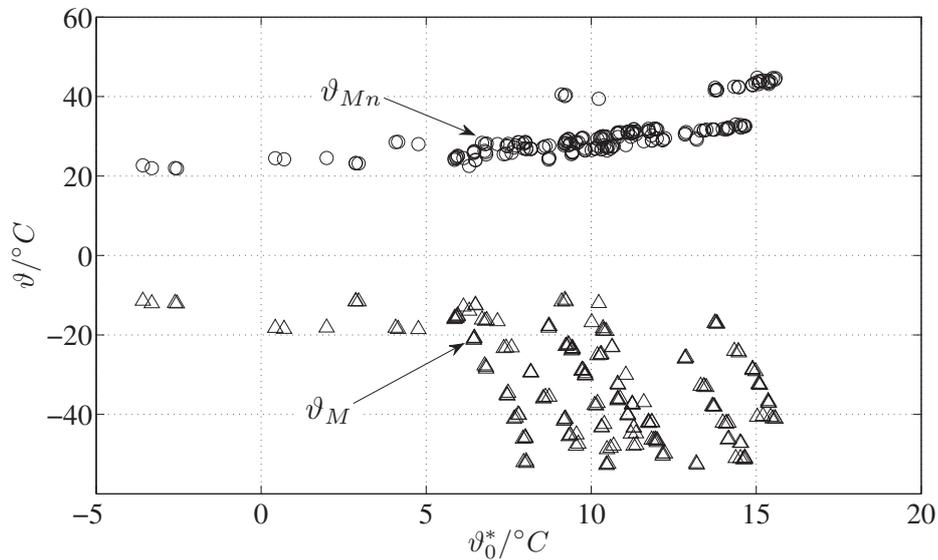


Abbildung E.50: Temperatur der Mischung ϑ_M (Symbol Δ) und Temperatur nach dem senkrechten Verdichtungsstoß ϑ_{Mn} (Symbol \circ) über der kritischen Temperatur des Saugstroms ϑ_0^* .

Die Temperatur der Mischung ϑ_M variiert in Abb. E.50 zwischen -53°C und -11°C für kritische Temperaturen des Saugmassenstroms ϑ_0^* von -4°C bis 16°C .

Die Temperatur nach dem senkrechten Verdichtungsstoß ϑ_{Mn} liegt zwischen 20°C und 44°C .

In Abb. E.51 sind die Mach-Zahlen am Lavaldüsenaustritt Ma_{a2} , vor der Mischung Ma_{x2} sowie vor und nach dem Verdichtungsstoß Ma_M und Ma_{Mn} über dem Antriebsdruck p_{s2} abgetragen.

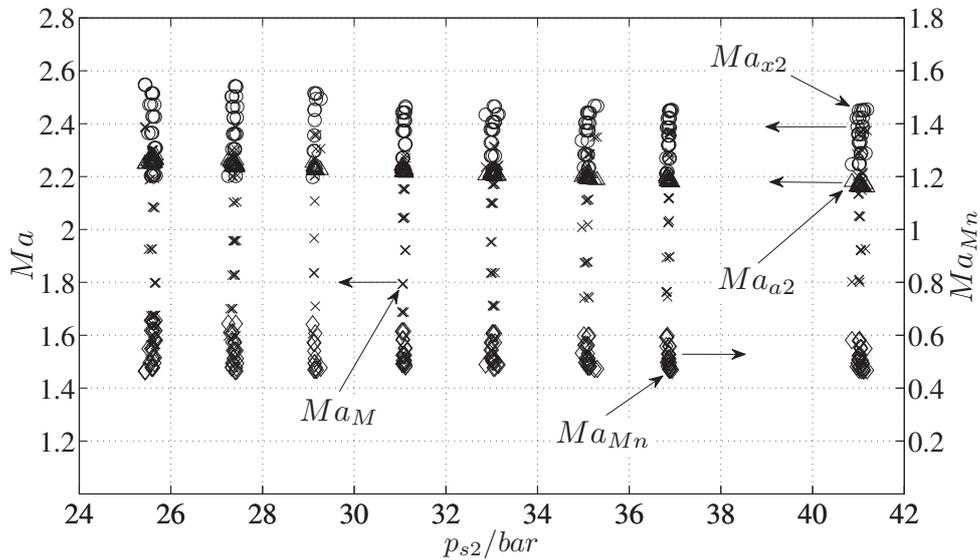


Abbildung E.51: Mach-Zahlen am Lavaldüsenaustritt Ma_{a2} (Symbol Δ), vor der Mischung Ma_{x2} (Symbol \circ) sowie vor und nach dem Verdichtungsstoß Ma_M (Symbol \times) und Ma_{Mn} (Symbol \diamond) über dem Antriebsdruck p_{s2} .

Die Mach-Zahlen am Lavaldüsenaustritt Ma_{a2} liegen in Abb. E.51 zwischen 2,16 und 2,28 nehmen mit steigendem Antriebsdruck p_{s2} ab. Die Mach-Zahlen vor der Mischung Ma_{x2} variieren je nach Entspannung des Antriebsstroms bei gegebenem Antriebsdruck p_{s2} zwischen 2,2 und 2,55 und die Mach-Zahlen vor dem Verdichtungsstoß Ma_M zwischen 1,56 und 2,39. Die Mach-Zahlen nach dem Verdichtungsstoß Ma_{Mn} liegen zwischen 0,46 und 0,66.

E.3 Weitere Ergebnisse der Koppelung

In Abb. E.52 ist der bei den Experimenten mit dem Dampfstrahlverdichter im elektrischen Heizer auf das Kältemittel übertragene Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 über dem Antriebsdruck p_{s2} im kritischen Betrieb abgetragen.

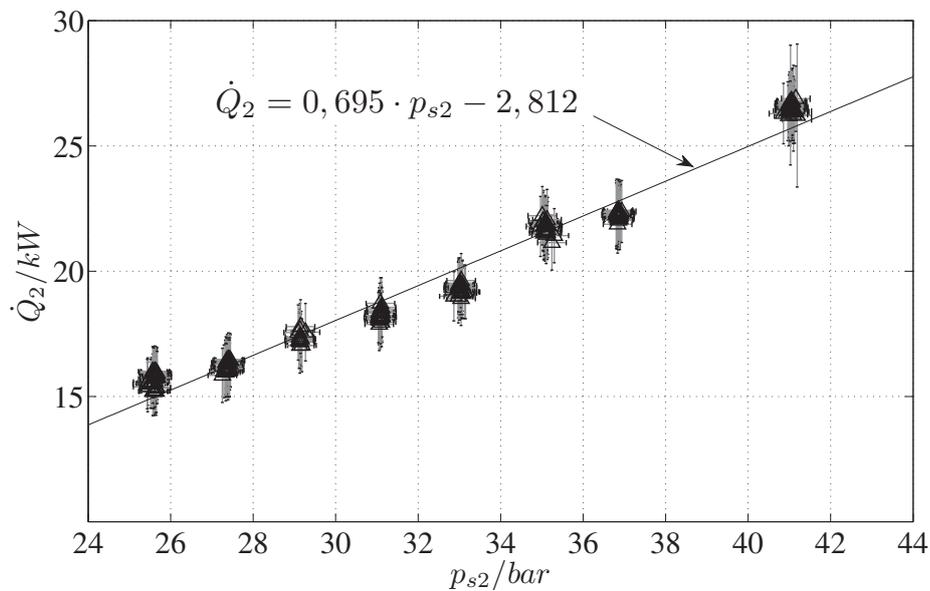


Abbildung E.52: Wärmestrom \dot{Q} über dem Kältemittelantriebsdruck p_{s2} im kritischen Betrieb.

Der experimentell ermittelte übertragene Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 liegt im kritischen Betrieb zwischen ungefähr 26,5 kW und 16 kW für Antriebsdrücke p_{s2} von ungefähr 41,5 bar und 25,5 bar. Der Antriebswärmestrom wird mittels der in Abb. E.52 gezeigten Gerade (Geradengleichung: $\dot{Q}_2 = 0,695 \cdot p_{s2} - 2,812$) genähert.

In Abb. E.53 ist der bei den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp experimentell ermittelte vom Abgas auf das Kältemittel übertragene Wärmestrom \dot{Q} über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ abgetragen.

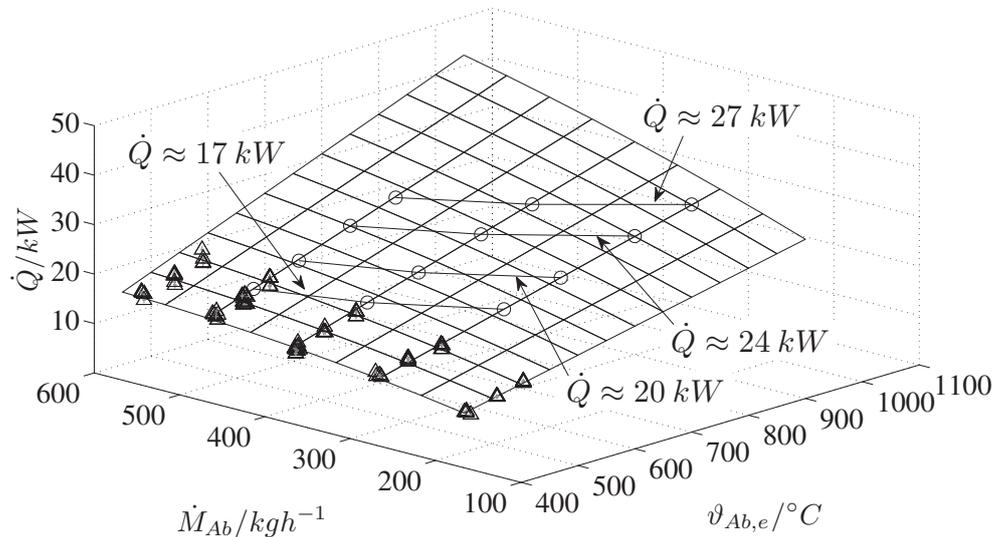


Abbildung E.53: Übertragene Wärmestrom \dot{Q}_2 über dem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} und der Abgaseintrittstemperatur $\vartheta_{Ab,e}$ (Δ ; Messwerte, o ; extrapolierte Werte).

Der für den in Kapitel 4 untersuchten Dampfstrahlverdichter benötigte Antriebswärmestrom \dot{Q}_2 liegt für die eingestellten Antriebsdrücke von 25,5 bar bis 41,5 bar zwischen ungefähr 16 kW und 26,5 kW, wie in Abb. E.52 ersichtlich ist. Die bei den Experimenten mit dem Abgaswärmeübertragerprototyp aus Kapitel 3 vom Abgas auf das Kältemittel übertragenen Wärmeströme \dot{Q} liegen für Abgasmassenströme \dot{M}_{Ab} von 200 kg/h bis 600 kg/h und Abgaseintrittstemperaturen von 450 °C bis 550 °C lediglich zwischen 7,5 kW und 20,5 kW, wie in Abb. E.53 gezeigt ist (Symbol Δ). Daher müssen die experimentellen Messergebnisse des Abgaswärmeübertragerprototyps in Abb. E.51 größtenteils zu den vom Dampfstrahlverdichter benötigten Antriebswärmeströmen extrapoliert werden.

Der übertragene Wärmestrom \dot{Q} wird durch die in Abb. E.53 dargestellte Ebene genähert (Ebenengleichung: $\dot{Q} = 0,0141 \cdot \vartheta_{Ab,e} + 0,0152 \cdot \dot{M}_{Ab} +$

$5,32 \cdot 10^{-5} \cdot \vartheta_{Ab,e} \cdot \dot{M}_{Ab} - 2,77 \cdot 10^{-5} \cdot \dot{M}_{Ab}^2 - 5,1735$). Mittels der Ebene lassen sich für einen gegebenen Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} die Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ bestimmen, die nötig sind, um Wärmeströme von 27 kW ($p_{s2} = 43$ bar), 24 kW ($p_{s2} = 38$ bar), 20 kW ($p_{s2} = 33$ bar) und 17 kW ($p_{s2} = 28$ bar) vom Abgas auf das Kältemittel zu übertragen, wie in Abb. E.53 gezeigt ist (Symbol o). Es wird deutlich, dass bei einem Abgasmassenstrom \dot{M}_{Ab} von 300 kg/h und 400 kg/h alle Abgaseintrittstemperaturen und bei 500 kg/h nur noch drei Abgaseintrittstemperaturen für die benötigten Wärmeströme extrapoliert werden müssen.

In Tab. E.3 sind die sich ergebenden Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ für die genannten Wärmeströme \dot{Q} von 27 kW ($p_{s2} = 43$ bar), 24 kW ($p_{s2} = 38$ bar), 20 kW ($p_{s2} = 33$ bar) und 17 kW ($p_{s2} = 28$ bar) bei Abgasmassenströmen von 300 kg/h, 400 kg/h und 500 kg/h aufgelistet.

Tabelle E.3: notwendige Abgaseintrittstemperaturen.

	$\dot{M}_{Ab} = 300$ kg/h	$\dot{M}_{Ab} = 400$ kg/h	$\dot{M}_{Ab} = 500$ kg/h
$\dot{Q} \approx 27$ kW	1000 °C	870 °C	780 °C
$\dot{Q} \approx 24$ kW	900 °C	780 °C	700 °C
$\dot{Q} \approx 20$ kW	770 °C	670 °C	610 °C
$\dot{Q} \approx 17$ kW	670 °C	580 °C	530 °C

Die notwendigen Abgaseintrittstemperaturen $\vartheta_{Ab,e}$ zur Übertragung der jeweiligen Wärmeströme liegen also zwischen ungefähr 1000 °C und 530 °C.

Die Temperaturen des Abgases von Ottomotoren liegen hinter dem Katalysator im oberen Lastbereich des Motorbetriebsfelds, in dem auch der Bedarf zur weiteren Kühlung der Ladeluft besteht, in dieser Größenordnung (Kadunic, Zegenhagen, und Scherer, 2014; Kadunic und Zegenhagen, 2013a,b), so dass die vom Dampfstrahlverdichter benötigten Antriebswärmeströme \dot{Q}_2 mit dem untersuchten Abgaswärmeübertragerprototyp übertragen werden könnten. Die in den Abschnitten 3.4.4 und 3.4.5 diskutierte mögliche Steigerung des übertragenen Wärmestroms durch die Erhöhung des kältemittelseitigen Wärmeübergangs ist dabei nicht berücksichtigt. Dadurch könnten die nötigen Abgastemperaturen noch gesenkt werden.

Literaturverzeichnis

- ANSI/ AHRI Standard 560, 2000. *2000 Standard for Absorption Water Chilling and Water Heating Packages*. Air-Conditioning, Heating and Refrigeration Institute.
- N. Al-Khalidy. 1998. An experimental study of an ejector cycle refrigeration machine operating on R113. *International Journal of Refrigeration*, 21(8): 617–625.
- K. Al-Qdah, S. Alsaqoor und A. Al-Jarrah. 2011. Design and Fabrication of Auto Air Conditioner Generator Utilizing Exhaust Waste Energy from a Diesel Engine. *International Journal of Thermal and Environmental Engineering*, 3:87–93.
- P. Albring, 1997. *Lehrbuch der Kältetechnik*. C.F. Müller Verlag, Heidelberg.
- G.K. Alexis. 2004. Estimation of ejector's main cross sections in steam-ejector refrigeration system. *Applied Thermal Engineering*, 24:2657–2663.
- G.K. Alexis und E.K. Karayiannis. 2005. A solar ejector cooling system using refrigerant R134a in the Athens area. *Renewable Energy*, 30:1457–1469.
- Y. Allouche, C. Bouden und S. Varga. 2013. A CFD analysis of the flow structure inside a steam ejector to identify the suitable experimental operating conditions for a solar-driven refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 39:186–195.
- N.H. Aly, A. Karameldin und M.M. Shamloul. 1999. Modelling and simulation of steam jet ejectors. *Desalination*, 123:1–8.
- S. Aphornratana, S. Chungpaibulpatana und P. Srihirin. 2001. Experimental investigation of an ejector refrigerator: Effect of mixing chamber geometry

- on system performance. *International Journal of Energy Research*, 25:397–411.
- Handbook Equipment ASHREA, 1983. *Steam-jet Refrigeration Equipment*. American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers, Atlanta, GA, USA.
- H.S. Aybar und N. Beithou. 1999. Passive core injection system with steam driven jet pump for next generation nuclear reactors. *Annals of Nuclear Energy*, 26(9):769–781.
- I.S. Badylkes. 1956. Probleme bei der Anwendung von Dampfstrahlkompressoren bei Kompressionskältemaschinen. *Cholodilnaja Technika*, 1.
- H.D. Baehr, 1973. *Thermodynamik*. Springer, 3. Auflage.
- H.D. Baehr und K. Stephan, 2004. *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Berlin Heidelberg New York.
- S. Bari und S. N. Hossain. 2013. Waste heat recovery from a diesel engine using shell and tube heat exchanger. *Applied Thermal Engineering*, 61:355–363.
- Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun, P. Desevaux und Y. Mercadier. 2005. Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26:56–70.
- Y. Bartosiewicz, Z. Aidoun und Y. Mercadier. 2006. Numerical assessment of ejector operation for refrigeration applications based on CFD. *Applied Thermal Engineering*, 26:604–612.
- N. Beithou und H.S. Aybar. 2000. A mathematical model for steam-driven jet pump. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(10):1609–1619.
- S.S. Bertsch, E.A. Groll und S.V. Garimella. 2008. Refrigerant flow boiling heat transfer in parallel microchannels as a function of local vapor quality. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51:4775–4787.
- S.S. Bertsch, E.A. Groll und S.V. Garimella. 2009. A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52:2110–2118.

- C. Bouvy. 2011. Kälte aus Wärme: Adsorptionstechnik für die Klimatisierung im Automobil. *Automobiltechnische Zeitschrift (ATZ)*, 5:236–241.
- H.H. Braess und U. Seiffert, Hrsg., 2012. *Handbuch Kraftfahrzeugtechnik*. Vieweg.
- H.E.G. Bravo, R.D. Rodriguez, H.J. Gutierrez, R.B. Brown, R.R. Aguila und H.T. Pena. 2012. State of art of simple and hybrid jet compression refrigeration systems and the working fluid influence. *International Journal of Refrigeration*, 35:386–396.
- D. Butrymowicz, J. Karwacki, M. Trela und T. Ochrymiuk. 2008. Investigation and modelling of ejector for air-conditioning system. *Archives of Thermodynamics*, 29:37–40.
- D. Butrymowicz, K. Smierciew und J. Karwacki. 2009. Experimental investigation and modeling of ejection refrigeration systems. *3rd IIR Conference on Thermophysical Properties and Transfer Processes of Refrigerants, Boulder CO*.
- J.M. Cardemil und S. Colle. 2012. A general model for evaluation of vapor ejectors performance for application in refrigeration. *Energy Conversion and Management*, 64:79–86.
- P. Chaiwongsa und S. Wongwises. 2008. Experimental Study on R134a refrigeration system using a two-phase ejector as an expansion device. *Applied Thermal Engineering*, 28:467–477.
- J.C. Chen. 1966. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial and Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5:322–329.
- X. Chen, S. Omer, M. Worall und S. Riffat. 2013. Recent developments in ejector refrigeration technologies. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 19:629–651.
- Y.M. Chen und C.Y. Sun. 1997. Experimental Study of the Performance Characteristics of a Steam-Ejector Refrigeration System. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15:384–394.

- X. Cheng und T. Schulenberg, 2001. *Heat Transfer at Supercritical Pressures: Literature Review and Application to an HPLWR*. Forschungszentrum Karlsruhe.
- S.K. Chou, P.R. Yang und C. Yap. 2001. Maximum mass flow ratio due to secondary flow choking in an ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 24(6):486 – 499.
- W.L. Chow und A.L. Addy. 1964a. Interaction between primary and secondary streams of supersonic ejector systems and their performance characteristics. *AIAA Journal*, 2:686–695.
- W.L. Chow und A.L. Addy. 1964b. On the Starting Characteristics of Supersonic Ejector Systems. *Journal of Basic Engineering*, 64:861–868.
- A. Christiansen und M.R. Krogsgaard. 1963. Steamjet cooling plan for air conditioning of ships. *Journal of Refrigeration*, 17:56–59.
- K. Chunnanond und S. Aphornratana. 2004a. An experimental investigation of a steam ejector refrigerator: the analysis of the pressure profile along the ejector. *Applied Thermal Engineering*, 24:311–322.
- K. Chunnanond und S. Aphornratana. 2004b. Ejectors: applications in refrigeration technology. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 8:129–155.
- K. Cizungu. 2001. Comparison of vapour jet refrigeration system with environment friendly working fluids. *Applied Thermal Engineering*, 21:585–598.
- A. Clausse und R.T. Lahey Jr. 1990. The Influence of Flow Development on Subcooled Boiling. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 17:545–554.
- A.L.H. Costa und E.M. Queiroz. 2008. Design optimization of shell-and-tube heat exchangers. *Applied Thermal Engineering*, 28:1798–1805.
- S. Daneshmand, C. Aghanajafi und A. Bahrami. 2009. Analytical and Experimental Methods of Design for Supersonic Two-Stage Ejectors. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 50:201–204.

- J. Darabi, M. Salehi, M.H. Saeedi und M.M. Ohadi. 1998. Review of available correlations for prediction of flow boiling heat transfer in smooth and augmented tubes. *ASHRAE Transaction*, 101:225–235.
- Jian-Qiang Deng, Pei-Xue Jiang, Tao Lu und Wei Lu. 2007. Particular characteristics of transcritical CO₂ refrigeration cycle with an ejector. *Applied Thermal Engineering*, 27:381–388.
- H. Döhler, 2006. *Informationsgewinn durch Messung: Grundlagen und Anwendungen der Signalanalyse*. Expert Verlag.
- DIN123092. Gasbefeuerte Absorptions- und Adsorptionsklimageräte und/ oder Wärmepumpengeräte mit einer Nennwärmebelastung nicht über 70kW.
- DIN28430. Meßregeln für Dampfstrahlvakuumpumpen und Dampfstrahlkompressoren.
- O. Dingel, T. Semper, V. Ambrosius und J. Seebode. 2013. Waste heat recovery: What are the alternatives to the thermoelectric generator? *Thermoelectrics Goes Automotive II*.
- F.W. Dittus und L.M.K. Boelter. 1930. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *University of California Publications in Engineering*, 2: 443–461.
- A. Domingues, H. Santos und M. Costa. 2013. Analysis of vehicle exhaust waste heat recovery potential using a Rankine cycle. *Energy*, 49:71–85.
- E. Doyle, L. DiNanno und S. Kramer. 1979. Installation of a Diesel Organic Rankine Compound Engine in a Class-8 Truck for a Single Vehicle Test. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 790646*.
- I.W. Eames. 2002. A new prescription for the design of supersonic jet-pumps: the constant rate of momentum change method. *Applied Thermal Engineering*, 22:121–131.
- I.W. Eames, S. Aphornratana und H. Haider. 1995. A theoretical and experimental study of a small-scale steam jet refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, 18:378–386.

- W. Eichlseder, R. Marzy, J. Hager und M. Raup. Optimierung des Wärmemanagements von Kraftfahrzeugen mit Hilfe von Simulationswerkzeugen. *Wärmemanagement des Kraftfahrzeugs: Entwicklungsmethoden und Bauteile der Kfz- und Nfz-Wärmetechnik*. N. Deußen, 1998.
- H. El-Dessouky, H. Ettouney, I. Alatiqi und G. Al-Nuwaibit. 2002. Evaluation of steam jet ejectors. *Chemical Engineering and Processing*, 41:551–561.
- S. Elbel. 2011. Historical and present developments of ejector refrigeration systems with emphasis on transcritical carbon dioxide air-conditioning applications. *International Journal of Refrigeration*, 34:1545–1561.
- S. Elbel und P. Hrnjak. 2008a. Experimental validation of a prototype ejector designed to reduce throttling losses encountered in transcritical R744 system operation. *International Journal of Refrigeration*, 31:411–422.
- S. Elbel und P. Hrnjak. 2008b. Ejector Refrigeration: An Overview of Historical and Present Developments with an Emphasis on Air-Conditioning Applications. *International Refrigeration and Air Conditioning Conference*.
- T. Endo, S. Kawajiri, Y. Kojima und K. Takahashi. 2007. Study on Maximizing Exergy in Automotive Engines. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 010257*, S. 347–356.
- J. Fabri und R. Siestrunk. 1958. Supersonic air ejectors. *Advanced Applied Mechanics*, 61:1–34.
- G. Flügel. 1935. Berechnung von Strahlapparaten. *VDI-Forschungsheft*, 395: 1–21.
- R. Freymann, W. Strobl und A. Obieglo. 2008. Der Turbosteamer: Ein System zur Kraft-Wärme-Kopplung im Automobil. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 05:401–412.
- R. Freymann, J. Ringler, M. Seifert und H. Tillmann. 2012. Der Turbosteamer der zweiten Generation. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 02:114–119.
- H. Friedrich, M. Schier, C. Häfele und T. Weiler. 2010. Strom aus Abgasen: Fahrzeuggerechte Entwicklung thermoelektrischer Generatoren. *Automobiltechnische Zeitschrift (ATZ)*, 05:292–299.

- J. García del Valle, J.M.S. Jabardo, F.C. Ruiz und J.S.J. Alonso. 2012. A one dimensional model for the determination of an ejector entrainment ratio. *International Journal of Refrigeration*, 35:772–784.
- N.H. Gay. Refrigerating system, 1931.
- M. Genger, T. Kuthada, N. Widdecke und J. Wiedemann. Untersuchungen zum Thermomanagement an Kraftfahrzeugen mit Hilfe von Simulation und Experiment. *Wärmemanagement des Kraftfahrzeugs IV: Entwicklungsmethoden, Konzepte und Innovationen des Wärmemanagements im Kraftfahrzeug*. E. Steinmetz, 2005.
- H. Gentner, 1995. *Vergleichende Untersuchung von mechanisch, elektrisch und thermisch angetriebenen Kälteanlagen zur Fahrzeugklimatisierung*. VDI-Forschungsberichte Reihe 19 Nr. 82.
- H. Gevatter, 2006. *Handbuch der Mess- und Automatisierungstechnik in der Produktion*. G. Ulrich.
- V. Gnielinski. 1975a. Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung. *Forschung im Ingenieurwesen*, 41:145–150.
- V. Gnielinski. 1975b. Neue Gleichungen für den Wärme- und den Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen. *Forschung im Ingenieurwesen*, 41:8–16.
- V. Gnielinski. 1978. Gleichungen zur Berechnung des Wärmeübergangs in querdurchströmten einzelnen Rohrreihen und Rohrbündeln. *Forschung im Ingenieurwesen* 44, 1:15–25.
- V. Gnielinski. 1995. Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. *Forschung im Ingenieurwesen*, 61 (9):240–248.
- W.B. Gosney, 1982. *Principle of refrigeration*. Cambridge University Press.
- G. Grazzini, A. Milazzo und S. Piazzini. 2011. Prediction of condensation in steam ejector for a refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 34:1641–1648.

- R. Gregorig, 1973. *Wärmeaustausch und Wärmetauscher - Grundlagen der chemischen Technik*. Sauerländer.
- D.C. Groeneveld und G.G.J. Delorme. 1976. Prediction of thermal non-equilibrium in the post-dryout regime. *Nuclear Engineering and Design*, 36:17–26.
- W.G. Gröll, 1967, *Zum konvektiven Wärmeaustausch zäher Öle bei turbulenter Strömung mit stark nicht isothermem Geschwindigkeitsprofil*. Dissertation, TH Wien.
- C. Guhr, 2011, *Verbesserung von Effizienz und Dynamik eines hubraumkleinen turboaufgeladenen 3-Zylinder-DI-Ottomotors durch Abgasrückführung und ein neues Ladeluftkühlkonzept*. Dissertation, TU Dresden.
- J. Hager, T. Gumpoldsberger und R. Reitbauer. Einsatz transienter thermischer Simulationen von Nutzfahrzeugen zur Erhöhung von deren Wirtschaftlichkeit. *Wärmemanagement des Kraftfahrzeugs III: Entwicklungsmethoden und Innovationen der Kfz- und Nfz-Wärmetechnik*. E. Steinmetz, 2002.
- W.B. Hall. 1971. Heat transfer near the critical point. *Advanced Heat Transfer*, 7:1–86.
- H.T. Hammer, T. Messing und H. Schunck. 1951. Dampfstrahl-Vakuumkühlungen für Kristallisierapparate. *Chemie Ingenieur Technik*, 23: 513–516.
- S. He, Y. Li und R. Z. Wang. 2009. Progress of mathematical modeling on ejectors. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 13:1760–1780.
- A. Hemidi, F. Henry, S. Leclaire, J.M. Seynhaeve und Y. Bartosiewicz. 2009a. CFD analysis of a supersonic air ejector. Part I: Experimental validation of single-phase and two-phase operation. *Applied Thermal Engineering*, 29: 1523–1531.
- A. Hemidi, F. Henry, S. Leclaire, J.M. Seynhaeve und Y. Bartosiewicz. 2009b. CFD analysis of a supersonic air ejector. Part II: Relation between global operation and local flow features. *Applied Thermal Engineering*, 29:2990–2998.

- J.I. Hernández, R. Best, R.J. Dorantes und C.A. Estrada. 2005. Study of a Solar Booster Assisted Ejector Refrigeration System with R134a. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127:53–59.
- H. Herwig und A. Moschallski, 2006. *Wärmeübertragung: Physikalische Grundlagen, Illustrierende Beispiele, Übungsaufgaben mit Musterlösungen*. Vieweg Teubner.
- S.N. Hossain und S. Bari. 2011. Effect of different working fluids on shell and tube heat exchanger to recover heat from exhaust of an automotive diesel engine. *World Renewable Energy Congress, Sweden*.
- D.T. Hountalas und G.C. Mavropoulos. Potential for Improving HD Diesel Truck Engine Fuel Consumption Using Exhaust Heat Recovery Techniques. *New Trends in Technologies: Devices, Computer, Communication and Industrial Systems*. M. Joo, 2010.
- C.T. Hsu, 1984. *Investigation of an ejector heat pump by analytical methods*. Oak Ridge National Laboratory.
- B.J. Huang und J.M. Chang. 1999. Empirical correlation for ejector design. *International Journal of Refrigeration*, 22:379–388.
- B.J. Huang, J.M. Chang, C.P. Wang und V.A. Petrenko. 1999. A 1-D analysis of ejector performance. *International Journal of Refrigeration*, 22:354–364.
- B.J. Huang, S.S. Hu und S.H. Lee. 2006. Development of an ejector cooling system with thermal pumping effect. *International Journal of Refrigeration*, 29(3):476–484.
- W. Hufschmidt und E. Burck. 1968. Der Einfluß temperaturabhängiger Stoffwerte auf den Wärmeübergang bei turbulenter Strömung von Flüssigkeiten in Rohren bei hohen Wärmestromdichten und Prandtl-Zahlen. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11:1041–1048.
- N. Ishizaka, K. Rokushima, Y. Takano, A. Thuya, T. Nakamura und H. Sato. 2009. Ejektor-Kreislauf der nächsten Generation für Klimaanlage. *Automobiltechnische Zeitschrift (ATZ)*, 11:835–839.

- W.W. Jakolev. 1960. Örtlicher und mittlerer Wärmeübergang bei turbulenter Rohrströmung nichtsiedenden Wassers und hohen Wärmebelastungen. *Kernenergie* 3, 10/11:1098–1099.
- D. Jänsch, 2013. *Thermoelectrics Goes Automotive II*. Expert Verlag.
- S. Jiangzhou, R.Z. Wang, Y.Z. Lu, Y.Z. Xu und J.Y. Wu. 2005. Experimental study on locomotive driver cabin adsorption air conditioning prototype machine. *Energy Conversion and Management*, 46:1655–1665.
- S. Kadunic und T. Zegenhagen. 2013a. Heat2Cool II: Abwärmenutzung zur Ladeluftkühlung. *FVV Informationstagung Motoren Leipzig*, Heft R562.
- S. Kadunic und T. Zegenhagen, 2013b. *Heat2Cool II - Abgaswärmenutzung zur Ladeluftkühlung (Abschlussbericht über das Vorhaben AIF-Nr. 163563 N/2)*. Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen Otto von Guericke e.V.
- S. Kadunic, T. Zegenhagen und F. Scherer. 2014. Ladeluftkühlung mittels Abgasenergienutzung zur Wirkungsgradsteigerung von Ottomotoren. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 1:80–87.
- S. Kakac, 1987. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. R.K. Sha, W. Aung.
- Deutscher Kalibrierdienst, 2003. *Richtlinie DKD-R 5-1: Kalibrierung von Widerstandsthermometern*. Deutscher Kalibrierdienst Akkreditierungsstelle (DKD).
- S. Kandlikar. 1990. A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes. *Journal of Heat Transfer*, 112:219–228.
- S. Kandlikar und S. Garimella, 2006. *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*. Elsevier Ltd.
- S.G. Kandlikar. 1998. Heat Transfer Characteristics in Partial Boiling, Fully Developed Boiling, and Significant Void Flow Regions of Subcooled Flow Boiling. *Journal of Heat Transfer*, 120:395–401.

- S.G. Kandlikar. 2002. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26:389–407.
- S.G. Kandlikar, M. Shoji und V.K. Dhir, Hrsg., 1999. *Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation*. Taylor and Francis.
- J.H. Keenan und E.P. Neumann. 1942. A simple air ejector. *Journal of Applied Mechanics*, 64:75–81.
- J.H. Keenan, E.P. Neumann und L. Lustwerk. 1950. An investigation of ejector design by analysis and experiment. *Journal of Applied Mechanics*, 72:299–309.
- A. Khalil, M. Fatouh und E. Elgendy. 2011. Ejector design and theoretical study of R134a ejector refrigeration cycle. *International Journal of Refrigeration*, 34:1684–1698.
- V.N. Kirillov und Y.S. Malyugin. 1963. Heat transfer during the flow of a gas in a pipe at high temperature differences. *High Temperature*, 2:227–231.
- J. Köhler, W. Tegethoff, D. Westphalen und M. Sonnekalb. 1997. Absorption refrigeration system for mobile applications utilizing exhaust gases. *Heat and Mass Transfer*, 32:333–340.
- D.A. Kouremenos und X.K. Kakatsios. 1985. The three isentropic exponents of dry steam. *Forschung im Ingenieurwesen*, 51:117–122.
- E. Kramer und U. Kamps, 2007. *Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik*. Springer.
- E.F. Kranakis. 1982. The French connection: Giffard’s injector and the nature of heat. *Technology and Culture*, 23:3–38.
- E.A. Krasnoshchekov und V.S. Protopopov. 1959. Heat exchange in the supercritical region during the flow of carbon dioxide and water. *Teploenergetika*, 6:26–30.
- M.R. Krogsgaard. 1962. Air conditioning on the m.t. Esso Denmark. *Journal of Refrigeration*, 5:72.

- D. Kuhlenschmidt, 1971. *Absorption refrigeration system with multiple generator stages*. US patent no. 3717007.
- R. Kühn und J. Kitte. Influence of an Optimized Thermoelectric Generator on the Back Pressure of the Subsequent Exhaust Gas System of a Vehicle. *Thermoelectrics Goes Automotive II*. Jänsch, D., 2013.
- C. Kunik, 2012, *CFD-Simulationen turbulenter konvektiver Strömungen bei überkritischen Drücken*. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT).
- S.S. Kutateladse und V.M. Borishanskii, 1966. *A concise Encyclopedia of Heat Transfer*. Pergamon Press.
- M. Leblanc. Steam Ejector Apparatus, 1923.
- S.C. Lee und S.G. Bankhoff. 1998. A Comparison of Predictive Models for the Onset of Significant Void at Low Pressures in Forced-Convection Subcooled Boiling. *KSME International Journal*, 12:504–513.
- C.J. Leising, G.P. Purohit, S.P. DeGrey und J.G. Finegold. 1978. Waste Heat Recovery in Truck Engines. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 780686*.
- D. Li und E. A. Groll. 2005. Transcritical CO₂ refrigeration cycle with ejector-expansion device. *International Journal of Refrigeration*, 28:766–773.
- J. Liebl, S. Neugebauer, A. Eder, M. Linde, B. Mazar und W. Stütz. 2009. Der thermoelektrische Generator von BMW macht Abwärme nutzbar. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 70:272–282.
- C. Lin, Y. Li, W. Cai, J. Yan und Y. Hu. 2013. Experimental investigation of the adjustable ejector in a multi-evaporator refrigeration system. *Applied Thermal Engineering*, 61:2–10.
- R. Lutz, P. Geskes, E. Pantow und J. Eitel. 2012. Nutzung der Abgasenergie von Nutzfahrzeugen mit dem Rankine-Prozess. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 10:769–772.

- M.F. Löwenberg, 2007, *Wärmeübergang von Wasser in vertikalen Rohrströmungen bei überkritischem Druck*. Dissertation, TU Stuttgart.
- X. Ma, W. Zhang, S.A. Omer und S.B. Riffat. 2010. Experimental investigation of a novel steam ejector refrigerator suitable for solar energy applications. *Applied Thermal Engineering*, 30:1320–1325.
- A.A. Manzela, S.M. Hanriot, L.C. Gómez und J.R. Sodr . 2010. Using engine exhaust gas as energy source for an absorption refrigeration system. *Applied Energy*, 8:1141–1148.
- J. Marek, K. Maubach und K. Rehme. 1973. Heat transfer and pressure drop performance of rod bundles arranged in square arrays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16:2215–2228.
- G. Mark oczy, 1970, *Konvektive Wärmeübergang in l ngs angeströmten Rohr- und Stabb ndeln*. Dissertation, TU München.
- S. Mavridou, G.C. Mavropoulos, D. Bouris, D.T. Hountalas und G. Bergeles. 2010. Comparative Design Study of a Diesel Exhaust Gas Heat Exchanger for Truck Applications with Conventional and State of the Art Heat Transfer Enhancements. *Applied Thermal Engineering*, 30:935–947.
- G. Merziger und T. Wirth, Hrsg., 2002. *Repetitorium der höheren Mathematik*. Binomi Verlag.
- T. Messing. 1961. Sea water conversion by freezing. *Annexe 1961/3 au Bulletin de l'Institut International du Froid*, 3:345–357.
- V.H. Morcos. 1988. Performance of shell-and-dimpled-tube heat exchangers for waste heat recovery. *Heat Recovery Systems and CHP*, 8:299–308.
- J.T. Munday und D.F. Bagster. 1977. A new ejector theory applied to steam jet refrigeration. *Industrial Engineering Chemistry Process Design and Development*, 16:442–449.
- E. Nahdi, J.C. Champoussin, G. Hostache und J. Charon. 1993. Optimal geometric parameters of a cooling ejector-compressor. *International Journal of Refrigeration*, 16:67–72.

- K. Neunteufl, M. Stevenson, H. Hülser und H. Theissl. 2012. Abwärmenutzung steigert Kraftstoffeffizienz. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 12:944–950.
- W. Nitsche, 2010. *Gasdynamik I*. TU Berlin, Institut für Luft- und Raumfahrt, Fachgebiet Aerodynamik.
- P. Noeres. 2006. Thermische Kälteerzeugung mit Dampfstrahlkälteanlagen: Konzepte und Erfahrungen. *KI Luft- und Kältetechnik*, 11:478–483.
- W. Nußelt. 1932. Die Strömung von Gasen durch Blenden. *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens*, 3:11–20.
- M. Ouzzane und Z. Aidoun. 2003. Model development and numerical procedure for detailed ejector analysis and design. *Applied Thermal Engineering*, 23: 2337–2351.
- V. Pandiyarajan, M.C. Pandian, E. Malan, R. Velraj und R.V. Seeniraj. 2011. Experimental investigation on heat recovery from diesel engine exhaust using finned shell and tube heat exchanger and thermal storage system. *Applied Energy*, 88:77–87.
- R.H. Parsons, 1944. *The steam turbine and other inventions of Sir Charles Parsons*. Longmans Green and Company, London.
- P.S. Patel und E.F. Doyle. 1976. Compounding the truck diesel engine with an organic Rankine-cycle system. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 760343*.
- H.C. Perkins und P. Worsoe-Schmidt. 1965. Turbulent Heat and Momentum Transfer for Gases in a Circular Tube at Wall to Bulk Temperature Ratios to Seven. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 8, 7:1011–1031.
- B. Pesch, 2003. *Grundlagen der Metrologie: Bestimmung der Messunsicherheit nach GUM*. Books On Demand GmbH, Norstedt.
- K. Pianthong, W. Seehanam, M. Behnia, T. Sriveerakul und S. Aphornratana. 2007. Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique. *Energy Conversion and Management*, 48:2556–2564.

- I.L. Piro und R.B. Duffey. 2005. Experimental heat transfer in supercritical water flowing inside channels (survey). *Nuclear Engineering and Design*, 235:2407–2430.
- I.L. Piro, H.F. Khartabil und R.B. Duffey. 2004. Heat transfer to supercritical fluids flowing in channels: empirical correlations (survey). *Nuclear Engineering and Design*, 230:69–91.
- C. Pollerberg, H.A.A. Hamza und C. Dötsch. 2008. Experimental study on the performance of a solar driven steam jet ejector chiller. *Energy Conversion and Management*, 49:3318–3325.
- C. Pollerberg, H.A.A. Hamza und C. Dötsch. 2009. Solar driven steam jet ejector chiller. *Applied Thermal Engineering*, 29:1245–1252.
- R.B. Power, 1993. *Steam jet ejectors for the process industries*. McGraw-Hill, New York, NY, USA.
- K. Presser, 1967, *Wärmeübergang und Druckverlust an Reaktorbrennelementen in Form längs durchströmter Rundstabbündel*. Dissertation, TU Aachen.
- K. Presser. 1971. Stoffübergang und Druckverlust an parallel angeströmten Stabbündeln in einem grossen Bereich von Reynolds-Zahlen und Teilungsverhältnissen. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14:1235–1259.
- H. Pucher. Grundlagen der Aufladetechnik, Unterlage zur Vorlesung Motorprozesstechnik II an der TU Berlin, Fak. V. 2008.
- M.R. Rahamathullah, K. Palani, T. Aridass, P. Venkatakrishnan, Sathiamourthy und S. Palani. 2013. A Review On Historical And Present Developments In Ejector Systems. *International Journal of Engineering Research and Applications (IJERA)*, 3:10–34.
- K. Rehme. 1987. Convective heat transfer over rod bundles. *Handbook of single phase convective heat transfer*.
- G. Restuccia, A. Freni, S. Vasta, A. Sapienza und F. Costa. 2009. An innovative prototype of adsorption chiller for mobile air conditioning. *Heat Powered Cycles Conference HPC2009*.

- S. B. Riffat, G. Gan und S. Smith. 1996. Computational fluid dynamics applied to ejector heat pumps. *Applied Thermal Engineering*, 16:291–297.
- S. Risse und H. Zellbeck. 2013. Motornahe Abgasenergieerückgewinnung bei einem Ottomotor. *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, 01:78–85.
- D. Rist, 1996. *Dynamik realer Gase - Grundlagen, Berechnungen und Daten für Thermogasdynamik, Strömungsmechanik und Gastechnik*. Springer Verlag.
- E.D. Rogdakis und G.K. Alexis. 2000a. Investigation of ejector design at optimum operating condition. *Energy Conversion and Management*, 41: 1841–1849.
- E.D. Rogdakis und G.K. Alexis. 2000b. Design and parametric investigation of an ejector in an air-conditioning system. *Applied Thermal Engineering*, 20:213–226.
- K. Rohde-Brandenburger. 2013. Was bringen 100kg Gewichtsreduzierung im Verbrauch? *Automobiltechnische Zeitschrift (ATZ)*, 07-08:584–591.
- E. Rusly, L. Aye, W.W.S. Charters und A. Ooi. 2005. CFD analysis of ejector in a combined ejector cooling system. *International Journal of Refrigeration*, 28:1092–1101.
- P. Saha und N. Zuber. 1974. Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling. *Proceedings of the Fifth International Heat Transfer Conference*.
- T. Sankarlal und A. Mani. 2006. Experimental studies on an ammonia ejector refrigeration system. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33(2):224–230.
- T. Sankarlal und A. Mani. 2007. Experimental investigations on ejector refrigeration system with ammonia. *Renewable Energy*, 32(8):1403–1413.
- D. Schlenz, G. Seider und R. Mager. Simulation des sommerlichen Fahrzeugklimas durch Koppelung von Teilkreisläufen. *Wärmemanagement des Kraftfahrzeugs: Entwicklungsmethoden und Bauteile der Kfz- und Nfz-Wärmetechnik*. N. Deußen, 1998.

- D. Scott, Z. Aidoun und M. Ouzzane. 2011. An experimental investigation of an ejector for validating numerical simulations. *International Journal of Refrigeration*, 34:1717–1723.
- A. Selvaraju und A. Mani. 2004. Analysis of a vapour ejector refrigeration system with environment friendly refrigerants. *International Journal of Thermal Sciences*, 43:915–921.
- A. Selvaraju und A. Mani. 2006. Experimental investigation on R134a vapour ejector refrigeration system. *International Journal of Refrigeration*, 29:1160–1166.
- E.N. Sieder und G.E. Tate. 1936. Heat transfer and pressure drop in liquids in tubes. *Industrial and Engineering Chemistry* 28, 12:1429–35.
- T. Sriveerakul, S. Aphornratana und K. Chunnanond. 2007a. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 1. Validation of the CFD results. *International Journal of Thermal Sciences*, 46: 812–822.
- T. Sriveerakul, S. Aphornratana und K. Chunnanond. 2007b. Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 2. Flow Structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries. *International Journal of Thermal Sciences*, 46:823–833.
- K. Stephan, 1988. *Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden*. U. Grigull.
- W. F. Stoecker, 1958. *Steam-jet refrigeration*. McGraw Hill.
- D.W. Sun. 1999. Comparative study of the performance of an ejector refrigeration cycle operating with various refrigerants. *Energy Conversion and Management*, 40:873–884.
- D.W. Sun und I.W. Eames. 1996. Performance characteristics of HCFC-123 ejector refrigeration cycles. *International Journal of Energy Research*, 20: 871–885.

- Q. Sun, R. Yang und H. Zhao. 2003. Predictive study of the incipient point of net vapor generation of low-flow subcooled boiling. *Nuclear Engineering and Design*, 225:249–256.
- S. Sun, Y. Lu und C. Yan. 1993. Optimization in calculation of shell-tube heat exchanger. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 20:675–685.
- H.L. Talom und A. Beyene. 2009. Heat recovery from automotive engine. *Applied Thermal Engineering*, 29:439–444.
- Z. Tamainot-Telto, S.J. Metcalf und R.E. Critoph. 2009. Novel compact sorption generators for car air conditioning. *International Journal of Refrigeration*, 32:727–733.
- H. Teng und G. Regner. 2009. Improving Fuel Economy for HD Diesel Engines with WHR Rankine Cycle Driven by EGR Cooler Heat Rejection. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 2009-01-2913*.
- H. Teng, G. Regner und C. Cowland. 2007. Waste Heat Recovery of Heavy-Duty Diesel Engines by Organic Rankine Cycle Part I: Hybrid Energy System of Diesel and Rankine Engines. *Society of Automotive Engineers (SAE) Technical Paper 2007-01-0537*, 01:1–11.
- R. Tillner-Roth und H.D. Baehr. 1994. 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. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 23:657–729.
- E. Truckenbrodt, 1968. *Strömungsmechanik - Grundlagen und technische Anwendungen*.
- T. Utomo, M. Ji, P. Kim, H. Jeong und H. Chung. CFD Analysis on the Influence of Converging Duct Angle on the Steam Ejector Performance. *International Conference on Engineering Optimization*. 2008.
- S. Varga, A.C. Oliveira und B. Diaconu. 2009. Numerical assessment of steam ejector efficiencies using CFD. *International Journal of Refrigeration*, 32:1–9.

- VDI, 2005. *Wärmeatlas and VDI*. Verein deutscher Ingenieure VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC).
- L. Váhl, 1966. *Dampfstrahlkältemaschinen, Handbuch der Kältetechnik*. Springer.
- P. von Böckh und T. Wetzel, 2011. *Wärmeübertragung - Grundlagen und Praxis*. Springer.
- T. Wang, Y. Zhang, Z. Peng und G. Shu. 2011. A review of researches on thermal exhaust heat recovery with Rankine cycle. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(6):2862 – 2871.
- T. Wang, Y. Zhang, J. Zhang, G. Shu und Z. Peng. 2013. Analysis of recoverable exhaust energy from a light-duty gasoline engine. *Applied Thermal Engineering*, 53:414–419.
- S. Watanawanavet, 2005, *Optimization of a high-efficiency jet ejector by computational fluid dynamics software*. Dissertation, Texas University.
- J. Wiegand. 1940. Bemessung von Dampfstrahl-Verdichtern. *VDI-Forschungsheft*, 401:1–24.
- D. Wittenberg. 1952. The use of brine in vacuum refrigeration and evaporation. *The industrial chemist*, 28:535–537.
- M. Worall, 2001, *An investigation of a jet-pump thermal (ice) storage system powered by low grade heat*. Dissertation, University of Nottingham.
- X.X. Xu, G.M. Chen, L.M. Tang und Z.J. Zhu. 2012. Experimental investigation on performance of transcritical CO₂ heat pump system with ejector under optimum high-side pressure. *Energy*, 44:870–877.
- R.L. Yadav und A.W. Patwardhan. 2008. Design aspects of ejectors: Effects of suction chamber geometry. *Chemical Engineering Science*, 63:3886–3897.
- F. Yang, X. Yuan und G. Lin. 2003. Waste heat recovery using heat pipe heat exchanger for heating automobile using exhaust gas. *Applied Thermal Engineering*, 23:367–372.

- R. Yapici und H.K. Ersoy. 2005. Performance characteristics of the ejector refrigeration system based on the constant area ejector flow model. *Energy Conversion and Management*, 46:3117–3135.
- R. Yapici, H.K. Ersoy, A. Aktoprakoglu, H.S. Halkaci und O. Yigit. 2008. Experimental determination of the optimum performance of ejector refrigeration system depending on ejector area ratio. *International Journal of Refrigeration*, 31:1183–1189.
- M. Yari. 2009. Performance analysis and optimization of a new two-stage ejector-expansion transcritical CO₂ refrigeration cycle. *International Journal of Thermal Sciences*, 48:1997–2005.
- J. Yu und Z. Du. 2010. Theoretical study of a transcritical ejector refrigeration cycle with refrigerant R143a. *Renewable Energy*, 35(9):2034–2039. ISSN 0960-1481.
- T. Zegenhagen, C. Fleßner, S. Kadunic, F. Ramsperger, H. Pucher und F. Ziegler. 2009. Heat2Cool: Cooling of Charged Inlet Air with Exhaust Heat for Internal Combustion Engines. *Heat Powered Cycles Conference, Berlin*.
- L.Z. Zhang. 2000. Design and testing of an automobile waste heat adsorption cooling system. *Applied Thermal Engineering*, 20:103–114.
- Y. Zhu und Y. Li. 2009. Novel ejector model for performance evaluation on both dry and wet vapors ejectors. *International Journal of Refrigeration*, 32:21–31.
- Y. Zhu, W. Cai, C. Wen und Y. Li. 2007. Shock circle model for ejector performance evaluation. *Energy Conversion and Management*, 48(9):2533–2541.
- Y. Zhu, W. Cai, C. Wen und Y. Li. 2008. Simplified ejector model for control and optimization. *Energy Conversion and Management*, 49:1424–1432.
- Y. Zhu, W. Cai, C. Wen und Y. Li. 2009. Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors. *Applied Thermal Engineering*, 29:898–905.

K. Zinner, 1980. *Aufladung von Verbrennungsmotoren: Grundlagen, Berechnung, Ausführung*. Springer Verlag.