

# Ein Beitrag zur Beschreibung der Transpirationskühlung an keramischen Verbundwerkstoffen

Bei der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie  
der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

**Dipl.-Ing. Sven Schweikert**

aus Altlußheim

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Herbert Olivier
Tag der mündlichen Prüfung:	20. März 2019

Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt  
Universität Stuttgart  
2019

**Titelbild:**

Infrarot-Thermografie Aufnahme einer transpirationsgekühlten faserkeramischen Probe mit überlagerten Temperaturprofilen und Grenzschichtdicken.

*Für meine Familie.*



## Vorwort

Der Grundstein zu dieser Dissertation wurde während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR) an der Universität Stuttgart gelegt. Die Erarbeitung der Inhalte fand dabei in wesentlichen Teilen in der zweiten Förderperiode des Sonderforschungsverbunds/Transregio 40 (SFB/TRR40) statt. Die behandelten Themen waren darin als Teilprojekt A5 organisiert und finanziert. Die Ausgestaltung und Bearbeitung des Teilprojekts geschah im Rahmen einer Projektpartnerschaft in enger Zusammenarbeit mit dem Institut für Bauweisen und Strukturtechnologie vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Stuttgart (DLR-BK). An der erfolgreichen Durchführung waren eine ganze Reihe Personen beteiligt, denen ich nachfolgend meinen Dank aussprechen möchte.

An erster Stelle möchte ich mich ganz besonders bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf bedanken. In einzigartiger Art und Weise hast Du jede meiner teilweise sehr utopischen Ideen geduldig angehört und durch präzisen fachlichen Rat mein Tun in eine solide Richtung gelenkt. Die dabei eingeräumten Freiheiten weiß ich mit wachsendem Abstand und den ersten Jahren Industriearbeit mehr und mehr zu schätzen. Vielen Dank hierfür!

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Weigand, dem Institutsleiter des ITLR, möchte ich mich für die sehr angenehme Atmosphäre am Institut sowie die Möglichkeit ein Teil davon gewesen sein zu dürfen bedanken. Einen herzlichen Dank möchte ich hier auch Herrn Prof. Dr.-Ing. Herbert Olivier für die Übernahme des Koreferats aussprechen.

---

Die während meiner Zeit am ITLR gegebenen Freiheiten ermöglichten mir das Vertiefen einzelner Aspekte, teilweise weit außerhalb definierter Projektinhalte. In einem solchen Rahmen durfte ich beispielsweise mehrfach im Labor der Arbeitsgruppe zur Diagnostik hochenthalper Strömungen, unter der Leitung von Stefan Löhle, am Institut für Raumfahrtssystem (IRS) gastieren. In vier Messkampagnen gelang dort neben der erfolgreichen Systemidentifikation transpirationsgekühlter C/C Proben auch die Weiterentwicklung des zugrunde liegenden inversen Verfahrens. Dem roten Faden der Dissertation ist geschuldet, dass diese Untersuchungen nicht im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschrieben werden. Die dabei gewonnen Erkenntnisse zählen jedoch zu den absoluten Höhepunkten meiner bisherigen wissenschaftlichen Tätigkeit. Ich wünsche dem Team rund um NISIP alles Gute. Dir Stefan möchte ich an dieser Stelle nochmal ganz besonders danken. Deine grundsätzlich positive Einstellung allem Neuen gegenüber und Deine Freude am Experimentieren sind für mich noch immer inspirierend.

Danken will ich an dieser Stelle auch meinem Projektpartner Markus Selzer und unserer Teilprojektleiterin Hannah Böhrk vom DLR. Es war mir eine große Freude mit Euch zu arbeiten, zu diskutieren und die Häppchen von den Buffets des TRR40 zu futtern. Danke, das war eine tolle Zeit mit Euch.

Den Werkstätten des ITLR ist es zu verdanken, dass meine Versuchsaufbauten auch meine Messkampagnen überlebten und darüber hinaus sogar das taten was sie sollten. Den Herren Eberhard Maier, Dennis Nehring, Jürgen Fauser, Thomas Bertnik und Uli Schwaderer bin ich in diesem Zusammenhang zu großem Dank verpflichtet.

Dank gebührt auch den Studenten, die im Laufe meiner Promotion an unterschiedlichsten Themen mitgearbeitet haben. Durch das gesonderte Literaturverzeichnis *Studentische Arbeiten* habe ich versucht, Euch und Euren Werken gerecht zu werden. Vielen Dank für Euren Beitrag.

In den Jahren am ITLR wurden aus vielen Kollegen sehr enge Freunde. Erlebnisse wurden (und werden) geteilt, Feste gefeiert und Sprüche geklopft. Ihr seid mit das Beste was ich aus meiner Promotion mitnehmen konnte!

Das mit Abstand Beste bist jedoch Du Julia. Unsere Wege haben sich am ITLR das erste Mal gekreuzt, siebeneinhalb Jahre später haben wir eine wundervolle Tochter und werden heiraten. Die Zeit seit meinem Abschied vom Institut bis zur Fertigstellung dieser Dissertation waren mitunter sehr entbehrungsreich. Trotzdem standst Du immer hinter mir und hast mich unvorstellbar unterstützt. Ich werde mich anstrengen, die von Dir investierte Energie nach besten Kräften zurückzugeben. Ich liebe Dich!

Leonberg, September 2019  
Sven Schweikert

# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>ix</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>xv</b>
<b>Kurzfassung</b>	<b>xxi</b>
<b>Abstract</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Transpirationskühlung . . . . .	4
1.2 Zielsetzung und Abgrenzung dieser Arbeit . . . . .	8
<b>2 Theoretischer Hintergrund</b>	<b>9</b>
2.1 Relevante physikalische Grundlagen . . . . .	9
2.1.1 Interne Eigenschaften . . . . .	10
2.1.2 Externe Eigenschaften . . . . .	13
2.1.3 Kopplungseigenschaften . . . . .	18
2.2 Übersicht zum Stand der Technik . . . . .	18
<b>3 Versuchsstände und Messtechnik</b>	<b>25</b>
3.1 Drucktank . . . . .	25
3.1.1 Komponenten und Geometrie . . . . .	26
3.1.2 Instrumentierung . . . . .	28

## Inhaltsverzeichnis

---

3.1.3	Voruntersuchungen am Drucktank . . . . .	28
3.2	Heißgaskanal . . . . .	34
3.2.1	Komponenten und Geometrie . . . . .	34
3.2.2	Instrumentierung . . . . .	37
3.2.3	Untersuchter Parameterbereich . . . . .	39
3.2.4	Verwendete Messverfahren . . . . .	42
3.2.5	Voruntersuchungen am Heißgaskanal . . . . .	50
3.3	Messdatenerfassung . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Material und materialspezifische Eigenschaften</b>	<b>57</b>
4.1	Untersuchte Materialien . . . . .	57
4.1.1	Keramische Verbundmaterialien . . . . .	58
4.1.2	Metallische Kugelschüttungen . . . . .	59
4.1.3	Instrumentierung . . . . .	60
4.2	Materialspezifische Eigenschaften . . . . .	61
4.3	Abgeleitete Zusammenhänge . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Experimente und Modellbildung</b>	<b>73</b>
5.1	Interne Eigenschaften . . . . .	73
5.1.1	Temperaturverlauf . . . . .	74
5.1.2	Volumetrischer Wärmeübergangskoeffizient . . . . .	77
5.2	Externe Eigenschaften . . . . .	87
5.2.1	Lokale Grenzschichtprofile . . . . .	87
5.2.2	Selbstähnlichkeit der Gs-Profile . . . . .	97
5.2.3	Schlierenfotografie . . . . .	104
5.3	Kopplungseigenschaften . . . . .	107
5.3.1	Oberflächentemperaturen . . . . .	107
5.3.2	Lokale Grenzschichtparameter . . . . .	111
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>127</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>131</b>
	<b>Appendix</b>	
<b>A</b>	<b>Ergänzungen zu Versuchsstände, Messtechnik und Probenmaterial</b>	<b>143</b>
<b>B</b>	<b>Ergänzungen zu Experimente und Modellbildung</b>	<b>155</b>
<b>C</b>	<b>Messunsicherheiten</b>	<b>179</b>



## Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellungen aktiver Kühlverfahren . . . . .	3
1.2	Schematische Darstellung der Transpirationskühlung . . . . .	4
1.3	Zeitliche Entwicklung verfügbarer wissenschaftlicher Artikel . . . . .	7
2.1	Schematischer Temperaturverlauf über poröse Wand . . . . .	10
2.2	Schematische Darstellung einer transpirationsgekühlten GS . . . . .	14
3.1	CAD-Darstellung zum Drucktankversuchsaufbau . . . . .	26
3.2	Leistungsmessung und -Kalibrierung des IR-Strahlers am DTV . . . . .	31
3.3	Varianten zur Erzeugung einer zeitlichen Änderung am DTV . . . . .	32
3.4	CAD-Darstellung zum Versuchsaufbau des Heißgaskanals . . . . .	36
3.5	Position und Anzahl der in der Seitenwand verbauten TE am HGK . . . . .	38
3.6	Sondenbasierte Messverfahren am HGK . . . . .	43
3.7	Optische Messverfahren am HGK . . . . .	47
3.8	<i>In situ</i> Kalibrierung der IRT-Daten am HGK . . . . .	49
3.9	Untersuchung zur Symmetrie der Hauptströmung am HGK . . . . .	51
3.10	Wiederholbarkeit der Betriebspunkte am HGK . . . . .	52
3.11	Turbulenzgrad der Strömung am HGK . . . . .	54
4.1	Räumliche und mikroskopische Aufnahme von C/C . . . . .	58
4.2	Mikrofotografieaufnahmen der Sika-B-Kugelschüttungen . . . . .	59
4.3	Einbauposition und -tiefe der intern verbauten TE . . . . .	60
4.4	Joule-Thomson Effekt an C/C . . . . .	67
4.5	IRT-Aufnahme zum JTE an <i>SampleB</i> . . . . .	70

## Abbildungsverzeichnis

---

4.6	Lokale Ausströmverteilung an C/C . . . . .	71
5.1	Ablaufdiagramm zur Bestimmung von $h_v$ . . . . .	78
5.2	Räumliche und zeitliche Temperaturverläufe Sika-B80-Probe . . . . .	79
5.3	Zeitliche Temperaturverläufe Sika-B80-Probe . . . . .	81
5.4	Zeitliche Einflussgrößen Sika-B80-Probe . . . . .	82
5.5	$u$ -Profile für verschiedene $F$ bei Re250k/T100C . . . . .	88
5.6	Entwicklung der $u$ -Profile für verschiedene $F$ bei Re250k/T100C . . . . .	89
5.7	$T$ -Profile für verschiedene $F$ bei Re250k/T100C . . . . .	92
5.8	Entwicklung der $T$ -Profile für verschiedene $F$ bei Re250k/T100C . . . . .	93
5.9	Entwicklung der Mischungszone bei Re250k/T100C für $F = 1.0\%$ . . . . .	94
5.10	Gs-Profile bei unterschiedlichen Versuchsparametern . . . . .	95
5.11	Normierte Strömungsprofile bei Re250k/T100C (1) . . . . .	98
5.12	Normierte Strömungsprofile bei Re250k/T100C (2) . . . . .	99
5.13	Modellannahmen zur Korrektur der Strömungsprofile . . . . .	100
5.14	Korrigierte Strömungsprofile bei Re250k/T100C . . . . .	102
5.15	Korrigierte Strömungsprofile inkl. abgeleiteter Funktionen . . . . .	103
5.16	Gemessene u. rückgerechnete Profile bei Re250k/T100C . . . . .	103
5.17	Prozessierte Schlierenbilder bei Re250k/T100C . . . . .	105
5.18	Schlierendaten und Temperaturprofile . . . . .	106
5.19	Schlierendaten und Gs-Temperaturen . . . . .	107
5.20	Übersicht der IRT-Aufnahmen bis $F \leq 1.0\%$ . . . . .	109
5.21	Liniendiagramme aus IRT-Daten . . . . .	110
5.22	Clouser-Diagramme der Gs-Profile ohne Kühlung . . . . .	114
5.23	Gs-Charakteristik ohne Kühlung . . . . .	116
5.24	Clouser-Diagramme der Gs-Profile mit Kühlung . . . . .	121
5.25	Logarithmisches Gs-Verhalten mit Kühlung . . . . .	123
5.26	Gs-Charakteristik mit Kühlung . . . . .	125
A.1	Thermoelemente zur Leistungsregelung und -messung am DTV . . . . .	143
A.2	Messanordnung zur Leistungsmessung am DTV . . . . .	144
A.3	Fotografien der untersuchten C/C-Proben . . . . .	146
A.4	Fotografien der untersuchten Sika-B-Proben . . . . .	146
A.5	Kombisonde . . . . .	147
A.6	Prinzip der Profilmessdatenaufbearbeitung . . . . .	147
A.7	Strömungsprofile bei Re250k/T100C/ $x = 50$ mm . . . . .	148
A.8	Sondenrechen . . . . .	149
A.9	Bearbeitungsschritte der IRT-Daten . . . . .	150
A.10	Aufbereitung der Schlierenbilder . . . . .	152
A.11	JTE induzierter interner Temperaturverlauf . . . . .	154
B.1	Energiebilanz am DTV . . . . .	155

B.2	Stationäre Temperaturverläufe Sika-B80 . . . . .	160
B.3	Druckverlust an C/C-Probe . . . . .	167
B.4	Gs-Profile bei unterschiedlichen Versuchsparametern . . . . .	169
B.5	Ausgewählte Strömungsprofile für Re250k/T100C . . . . .	171
B.6	Gemessene und korrigierte Strömungsprofile über <i>SampleB180</i> . . . . .	172
B.7	Übersicht der IRT-Aufnahmen bis $1.0\% < F \leq 4.0\%$ . . . . .	173
B.8	Gs-Charakteristik ohne Kühlung . . . . .	174
B.9	Gs-Charakteristik mit Kühlung; Vergleich Modelle . . . . .	177
B.10	Gs-Charakteristik mit Kühlung; Vergleich Wandgesetze . . . . .	177
B.11	Gs-Charakteristik mit Kühlung; Vergleich Referenzdaten . . . . .	178



## Tabellenverzeichnis

3.1	Untersuchter Parameterbereich der Heißgasströmung am HGK . . . . .	39
3.2	Untersuchte Kühlgasraten am HGK . . . . .	40
3.3	Exemplarischer Vergleich zu Brennkammertests . . . . .	41
4.1	Installationstiefen der TE in den porösen Proben . . . . .	61
4.2	Materialspezifische Eigenschaften der betrachteten Proben . . . . .	62
5.1	Zusammenfassung und Vergleich des ermittelten $h_v$ . . . . .	84
5.2	Unterteilung der turbulenten Gs . . . . .	114
5.3	Lokale Gs-Parameter bei Re250k für $F > 0\%$ . . . . .	124
B.1	Exemplarische Werte zur Ähnlichkeitsbetrachtung . . . . .	166
B.2	Lokale Gs-Parameter ohne Kühlung . . . . .	175
B.3	Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re150k/ <i>Sample</i> B180 . . . . .	175
B.4	Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re200k/ <i>Sample</i> B180 . . . . .	176
B.5	Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re250k/ <i>Sample</i> B180 . . . . .	176
C.1	Übersicht zu den Standardmessunsicherheiten . . . . .	181
C.2	Maximalwerte der kombinierten Standardmessunsicherheiten . . . . .	181



## Nomenklatur

In Anlehnung an die international gebräuchliche Nomenklatur, findet in dieser Arbeit überwiegend die englische Schreibweise für Variablen, Konstanten und dimensionslose Kennzahlen Verwendung. Das Dezimaltrennzeichen ist durch ein Punkt gekennzeichnet. Bezeichnungen, die nicht aus dem Deutschen stammen, sind kursiv geschrieben.

### Lateinische Zeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
<i>A</i>	Fläche	$\text{m}^2$
<i>a</i>	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
"	van der Waals-Konstante	$\text{J m}^3 \text{mol}^{-2}$
<i>b</i>	"	$\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$
<i>b<sub>f</sub></i>	Ausblaseparameter der Impulsübertragung	-
<i>b<sub>h</sub></i>	Ausblaseparameter der Wärmeübertragung	-
"	Breite	m
<i>C</i>	dimensionslose Konstante der Grenzschicht	-
<i>c<sub>1</sub></i>	1. Planck'sche Strahlungskonstante ( $5.955 \cdot 10^{-17}$ )	$\text{W m}^2$
<i>c<sub>2</sub></i>	2. Planck'sche Strahlungskonstante ( $1.439 \cdot 10^{-2}$ )	m K
<i>c<sub>f</sub></i>	(Haft-)Reibungsbeiwert	-
<i>c<sub>p</sub></i>	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
<i>D</i>	Parameter in Funktion $G(\Lambda; D)$ nach [27]	-
<i>d</i>	Durchmesser	m
<i>d<sub>h</sub></i>	hydraulischer Durchmesser	m
<i>F</i>	Ausblase-/Kühlgasrate, Massenstromverhältnis	-

## Nomenklatur

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$F_1$	Blendfunktion	-
$f$	Fokus, Brennpunkt	m
$G(\Lambda; D)$	Funktion nach [27]	-
$h$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
$i, j$	Laufvariablen der Gitterpunkte bei Diskretisierung	-
$K_D$	Permeabilitätskoeffizient nach Darcy	$\text{m}^2$
$K_F$	Permeabilitätskoeffizient nach Forchheimer	m
$k$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
$L$	charakteristische Länge	m
"	Dicke der porösen Probe	m
$l$	Länge	m
$M$	spezifische Ausstrahlung	$\text{W m}^{-2}$
$M_\lambda$	spektral spezifische Ausstrahlung	$\text{W m}^{-3}$
$m$	Masse	kg
$\dot{m}$	Massenstrom	$\text{kg s}^{-1}$
$n, m$	Anzahl der Gitterpunkte bei Diskretisierung	-
$P$	Leistung	W
$p$	Druck	Pa
$Q$	Wärme	J
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$\dot{q}$	flächenspezifischer Wärmestrom	$\text{W m}^{-2}$
$R$	spezifische Gaskonstante	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
$R_{\text{th}}$	thermischer Widerstand	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
$r$	Rückgewinnungs/ <i>Recovery</i> -Faktor	-
$S$	spezifische Oberfläche	$\text{m}^{-1}$
$T$	Temperatur	K
$T_\tau$	Reibungstemperatur	$\text{m s}^{-1}$
$Tu$	isotroper Turbulenzgrad	-
$t$	Zeit	s
$u, v, w$	Geschwindigkeitskomponenten im kartesischen KOS	$\text{m s}^{-1}$
$u_\tau$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$V$	intrinsische (Poren-)Geschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
"	Volumen	$\text{m}^3$
$V'$	offenes Volumen	$\text{m}^3$
$v$	Leerrohr-, Darcy-Geschwindigkeit	$\text{m s}^{-1}$
$x, y, z$	Koordinaten im kartesischen KOS	m
$R$	Kalibrierkoeffizienten nach Martiny et al. [65]	$\text{W m}^{-2}$
$B$	"	K
$F$	"	-



### Griechische Zeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$\alpha$	Absorptionsgrad	-
"	dimensionsloser Geschwindigkeitsgradient	-
$\beta$	isobarer Ausdehnungskoeffizient	$K^{-1}$
$\delta_{99}$	Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke	m
$\delta_{T01}$	Temperaturgrenzschichtdicke	m
$\delta_{Mz}$	Mischungszonendicke	m
$\epsilon$	Porosität	-
"	Emissionsgrad	-
"	Stromlinienablenkung	-
$\kappa$	Isentropenexponent	-
"	Karman-Konstante der Impulsübertragung	-
$\kappa_{\Theta}$	Karman-Konstante der Wärmeübertragung	-
$\Lambda$	Argument in Funktion $G(\Lambda; D)$ nach [27]	-
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\mu$	dynamische Viskosität	Pa·s
$\mu_{JT}$	adiabater Drossel-, Joule-Thomson-Koeffizient	$K Pa^{-1}$
$\rho$	Dichte	$kg m^{-3}$
"	Reflexionsgrad	-
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante	$(5.670 \cdot 10^{-8}) W m^{-2} K^{-4}$
"	Schließungskoeffizient nach [109]	-
$\tau$	Schubspannung	Pa
"	Transmissionsgrad	-
$\nu$	kinematische Viskosität	$m^2 s^{-1}$
$\Xi$	Funktion nach [109]	-
$\xi$	Druckverlustbeiwert	-

### Hoch- und tiefgestellte Zeichen

Zeichen	Bedeutung
$\langle \dots \rangle$	gemittelte Größe
$\langle \dots \rangle'$	Schwankungsgröße
$\langle \dots \rangle^+$	dimensionslose Größe der Gs
$\langle \dots \rangle_{\infty}$	bezogen auf Strömung außerhalb der Gs
$\langle \dots \rangle_0$	" Referenz

## Nomenklatur

---

Zeichen	Bedeutung
$\langle \dots \rangle_a$	bezogen auf Rand der viskosen Unterschicht
$\langle \dots \rangle_{amb}$	" Umgebung ( <i>ambient</i> )
$\langle \dots \rangle_{aw}$	" adiabate Wand
$\langle \dots \rangle_{bulk}$	" Massenstrommittelung, Masse ( <i>bulk</i> )
$\langle \dots \rangle_c$	Kühlgasströmung ( <i>coolant</i> )
$\langle \dots \rangle_c$	Mittellinie ( <i>centerline</i> )
$\langle \dots \rangle_{cs}$	Kaltgasseite ( <i>coolant side</i> )
$\langle \dots \rangle_{dyn}$	dynamische Größe
$\langle \dots \rangle_{eff}$	effektiven Fluid-/Solidanteil, effektive Größe
$\langle \dots \rangle_f$	Fluidanteil
$\langle \dots \rangle_g$	Heißgasströmung
$\langle \dots \rangle_{ges}$	Gesamtmenge
$\langle \dots \rangle_{hs}$	Heißgasseite ( <i>heated side</i> )
$\langle \dots \rangle_{int}$	innere Oberfläche, intern
$\langle \dots \rangle_{kor}$	korrigierten Wert
$\langle \dots \rangle_{krit}$	kritische Größe
$\langle \dots \rangle_\lambda$	Wellenlänge
$\langle \dots \rangle_{lat}$	laterale, seitliche Richtung
$\langle \dots \rangle_{loss}$	Verlust, Verlustwärmestrom ( <i>loss</i> )
$\langle \dots \rangle_{max}$	Maximum
$\langle \dots \rangle_{min}$	Minimum
$\langle \dots \rangle_{nc}$	natürliche Konvektion ( <i>natural convection</i> )
$\langle \dots \rangle_{net}$	eingetragener Wärmestrom ( <i>net</i> )
$\langle \dots \rangle_{nw}$	nahe der Wand ( <i>near wall</i> )
$\langle \dots \rangle_{plen}$	Kühlgasplenum
$\langle \dots \rangle_p$	Pore im porösen Medium
$\langle \dots \rangle_{rad}$	Wärmestrahlung ( <i>radiation</i> )
$\langle \dots \rangle_{ref}$	Referenz
$\langle \dots \rangle_s$	Schwarzen Körper
"	gespeicherte, sensible Wärme
"	Solidanteil
$\langle \dots \rangle_{stat}$	statische Größe
$\langle \dots \rangle_{Str}$	keramischen Flächenstrahler
$\langle \dots \rangle_t$	turbulente Größe
$\langle \dots \rangle_v$	Volumen, volumetrisch
$\langle \dots \rangle_w$	Wand

---

## Dimensionslose Kennzahlen

Zeichen	Bedeutung	Definition
Bi	Biot-Zahl	$Bi = h L / k_s$
M	Mach-Zahl	$M = u / \sqrt{\kappa R T}$
Nu	Nusselt-Zahl	$Nu = h L / k_f$
Pr	Prandtl-Zahl	$Pr = \mu c_p / k$
$Pr_t$	turbulente Prandtl-Zahl	$Pr_t = \nu_t / \alpha_t$
Re	Reynolds-Zahl	$Re = u L / \nu$
St	Stanton-Zahl	$St = h / \rho_\infty c_{p,\infty} u_\infty$

## Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
AB	Anfangsbedingung
C/C	<i>carbon/carbon</i>
CAD	<i>computer-aided design</i>
CaF <sub>2</sub>	Calciumfluorid
CFD	<i>computational fluid dynamics</i>
CMC	<i>ceramic matrix composite</i>
Cs	<i>coolant side</i>
CTA	<i>constant temperature anemometry</i>
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DGL	Differentialgleichung
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DLR-BK	DLR Institut für Bauweisen und Strukturtechnologie
DTV	Drucktankversuch
FEM	Finite-Elemente-Methode
GS	Grenzschicht
HG	Heißgas
HGK	Heißgaskanal
HK	Hinterkante
Hs	<i>heated side</i>
IR	Infrarot
IRT	Infrarot-Thermografie
ITLR	Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt
JTE	Joule-Thomson-Effekt
KF	Kühlfluid

## Nomenklatur

---

Abkürzung	Bedeutung
KOS	Koordinatensystem
KV	Kontrollvolumen
LED	<i>light-emitting diode</i>
LTE	<i>local thermal equilibrium</i>
LTNE	<i>local thermal non-equilibrium</i>
RB	Randbedingung
SFB	Sonderforschungsbereich
SST	<i>shear stress transport</i>
TE	Thermoelement
TPS	<i>transient plane source</i>
VK	Vorderkante

---

## Kurzfassung

Wiederverwertbare Raumtransportsysteme gelten als potentieller Schlüssel, die Kosten für den Zugang zum Weltraum zu senken. Die Realisierung derartiger Transportsysteme wird dabei eng mit der Nutzbarkeit effizienter Thermalschutzsysteme verbunden. Die sogenannte Transpirationskühlung wird in diesem Bezug als besonders interessante Technik zum Schutz thermisch hochbelasteter Komponenten betrachtet. Der erfolgreiche Einsatz dieser aktiven Kühlmethode korreliert hierbei stark mit der Verfügbarkeit geeigneter Materialien. In diesem Zusammenhang gelten keramische Verbundwerkstoffe, sogenannte CMC-Materialien (*ceramic matrix composite*), als prädestiniert für den Einsatz in der Luft- und Raumfahrt. Gleichwohl die positiven Eigenschaften der Transpirationskühlung bereits seit den 1950er Jahren bekannt sind, bestehen noch Lücken hinsichtlich der theoretischen Beschreibung dieser Kühltechnik in Kombination mit modernen CMC-Werkstoffen. An diesem Punkt möchte die vorliegende Arbeit ansetzen, um anhand experimenteller Untersuchungen gültige Ansätze zur Charakterisierung des Zusammenspiels aus CMC-Material und Transpirationskühlung zu finden.

Mit dieser Zielsetzung wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Versuchsstände am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt (ITLR) ausgelegt, errichtet und in Betrieb genommen. Als keramisches Verbundmaterial dienten verschiedenartige Wandstrukturen aus C/C (*carbon/carbon*). Innerhalb der CMC-Werkstoffklasse kann C/C als eine Art Referenzmaterial angesehen werden, welches die typischen Eigenschaften keramischer Verbundmaterialien aufweist. Zur Beobachtung und Vermessung der auftretenden thermophysikalischen Transportvorgänge, wurde eine Kombination aus Punkt- und Feldmessverfahren qualifiziert sowie eingesetzt. Mithilfe dieser Konfiguration wurde die Transpirationskühlung eines Einstoffsystems betrachtet (Luft sowohl als Heißgasströmung im Unterschall als auch gasförmiges Kühlmedium). Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse wurden dazu verwendet, bereits bekannte Ansätze auf ihrer Anwendbarkeit in Bezug auf die

Transpirationskühlung an C/C zu validieren und gegebenenfalls zur Erfüllung dieser Aufgabe weiterzuentwickeln.

Vor diesem Hintergrund wurden als Untersuchungsschwerpunkte dieser Arbeit der materialinterne Wärmeübergang sowie die Beeinflussung der Grenzschicht bei der Transpirationskühlung von planaren C/C-Wandsegmenten gewählt. Hinsichtlich der Charakterisierung des internen Wärmeübergangs wurde ein Verfahren entwickelt, um den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten von C/C zu bestimmen. Für die untersuchten Betriebspunkte konnte dadurch das lokale thermische Gleichgewicht (LTE, *local thermal equilibrium*) zwischen Kühlfluid und Festkörper innerhalb der C/C-Wandsegmente festgestellt werden. Zur Beschreibung der Grenzschichtbeeinflussung durch die Transpirationskühlung wurden die Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschichten unter Variation von Kühlfluidinjektion, Heißgasbedingungen sowie C/C-Material vermessen. Basierend auf diesen Messdaten konnte die Selbstähnlichkeit transpirationsgekühlter Grenzschichten herausgearbeitet werden. Für diesen Datensatz wurden nachfolgend mit Hilfe eines iterativen Abgleiches gültiger logarithmischer Wandgesetze und der gemessenen Grenzschichtprofile die zugrundeliegenden Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen ermittelt. Anhand der Analyse der daraus resultierenden Grenzschichtkennzahlen konnte die Unabhängigkeit vom verwendeten Wandmaterial auf die Grenzschichtbeeinflussung durch die Transpirationskühlung gezeigt werden. Basierend auf dieser Erkenntnis gelang es, die beobachteten Wechselwirkungen zwischen Material und Kühlung durch bereits etablierte Modelle angemessen zu beschreiben.

## Abstract

Reusable space transport systems are a driving factor to reduce the costs of access to space. Their realization is closely linked to the availability of high efficient thermal protection systems. In this context, transpiration cooling is considered as a potential key technology to protect components from very high thermal loads. However, the successful application of this active cooling technique is depending on the availability of suitable materials. Here, ceramic matrix composites (CMC) are promising materials, especially with respect to aerospace applications. Although the superior performance of transpiration cooling is known since the 1950<sup>th</sup>, the theoretical characterization of this cooling technique in combination with CMC is still incomplete. To overcome this lack in knowledge resembles the primary motivation of this thesis. By means of experimental data, valid approaches were searched to describe transpiration cooling effects for CMC material.

Based on this objective, two experimental test facilities were designed, assembled and put into operation at the Institute of Aerospace Thermodynamics (ITLR). Several wall structures made from C/C (carbon/carbon) were selected as CMC specimens. Within CMC, C/C is an established reference material, comprising the significant properties of this material class. To observe and measure the occurring thermo-physical transport phenomena, a combination of 1D and 2D measuring systems was configured and applied. Based on this arrangement, transpiration cooling was studied for a unitary system (air as subsonic hot gas flow as well as gaseous coolant). The experimental data were used to verify, and where necessary, to improve known approaches with respect to transpiration cooling using C/C wall structures.

Within this framework, the foci of the thesis were set on the inner heat transfer characteristics for C/C as well as the interaction of coolant and hot gas boundary layer for flat walls of this material, exposed to transpiration cooling. With respect to the material's internal heat transfer, a method was developed to derive the

## Abstract

---

volumetric heat transfer coefficient of  $C/C$ . On this basis, local thermal equilibrium (LTE) was found for the investigated operation conditions. For the examination of the boundary layer manipulation by transpiration cooling, resulting velocity and temperature profiles were measured for different coolant mass flows, hot gas conditions as well as  $C/C$  wall structures. By means of these experimental data, a self-similar behavior was observed for transpired boundary layers. In addition, local friction coefficients and Stanton numbers were determined by a fitting procedure, applying suitable logarithmic laws to these data. A further analysis of the resulting boundary layer values revealed material independent characteristics for transpired boundary layers. Through these results, it was possible to extend the use of otherwise well-established model approaches for the application on transpiration cooling using  $C/C$  wall material.



*»If one can figure out how to effectively reuse rockets just like airplanes, the cost of access to space will be reduced by as much as a factor of a hundred. A fully reusable vehicle has never been done before. That really is the fundamental breakthrough needed to revolutionize access to space.«*

–Elon Musk<sup>1</sup>, 2015 [74]

Mit dieser Hypothese als eine Art Leitsatz, sorgt SPACEX seit der Gründung im Jahr 2002 für Aufsehen in der internationalen Raumfahrtbranche [9]. Neben einigen Fehlschlägen schafft es das private Unternehmen mit spektakulären Erfolgen in der Öffentlichkeit sichtbar zu werden. Diesbezüglich zählen die wiederholten Versorgungsflüge zur Internationalen Raumstation durch die wiedereintrittsfähige *Dragon*-Kapsel und die regelmäßige Wiederverwendung der Hauptstufe der *Falcon 9* Trägerrakete zu den bislang bemerkenswertesten Leistungen. Das Bestreben die Komponenten des Transportsystems wiederzuverwenden, wird durch das kontrollierte Rückführen zentraler Systemelemente konsequent vorangetrieben.

Elon Musk's Idee weiter folgend, muss für den größtmöglichen Nutzen zusätzlich sichergestellt sein, dass die rückgeführten Komponenten auch funktionsfähig bleiben. Im Vergleich zu bisherigen Raumtransportsystemen, welche meist nur für eine Mission ausgelegt sind, müssen wiederverwendbare Systeme dadurch zusätzliche Vorgaben erfüllen. An den Antrieb, als zentrales Element einer Trägerrakete, stellen sich im Bezug auf die Wiederverwendbarkeit sogar erheblich gesteigerte Anforderungen [107]. Unabhängig davon ob ein flüssigkeits- oder feststoffgetriebener Motor bzw. eine Kombination aus beiden zum Erreichen der Fluchtgeschwindigkeit verwendet wird, ist die Brenn- und damit auch die Betriebsdauer eines chemischen

---

<sup>1</sup>Gründer und Geschäftsführer des US-amerikanischen Raumfahrtunternehmens SPACEX

## 1 Einleitung

---

Raketentriebwerks auf wenige Minuten begrenzt. Betrachtet man jedoch die in dieser Zeit gewandelte Energie, werden mit modernen Antrieben Leistungen im Gigawattbereich erreicht<sup>2</sup>. Dies entspricht einer Energiefreisetzung, wie sie in etwa auch im Reaktor eines Atomkraftwerkes auftritt, allerdings bei wesentlich kleinerem Bauraum und deutlich geringerem Gewicht der Maschine [37]. Solch enorme Leistungsdichten bedeuten für die Struktur des Antriebssystems eine extrem hohe thermische Belastung<sup>3</sup>. Um diese Lasten abzufangen und damit den kontrollierten Betrieb gewährleisten zu können, müssen die thermisch belasteten Strukturteile massiv gekühlt oder deren lokaler Abbrand toleriert werden.

Möchte man das Triebwerk vollständig wiederverwenden, kommen für diese Aufgabe nur solche Konzepte in Frage, welche die mechanische Integrität des Raketentriebwerks auch bei mehrmaligem Betrieb gewährleisten können. Die Auswahl beschränkt sich dabei auf die aktiv gekühlten, flüssigkeitsgetriebenen Antriebe, da bei Feststoffmotoren häufig der Abbrand von Strukturteilen toleriert werden muss [98]. Bei Flüssigkeitsantrieben stellt das Thermalmanagement dabei eine entscheidende Schlüsseltechnologie dar [45, 98]. Die extremen Wärmelasten während des Betriebs bedingen mitunter sogar die Kombination unterschiedlicher Kühlverfahren. Beim *Vulcain 2* Motor, der Hauptstufe des europäischen Trägersystems *Ariane 5*, wird bspw. zum Schutz besonders stark belasteter Bereiche die Regenerativ- mit der Filmkühlung überlagert [37]. Beide Kühlverfahren sind aktive Konzepte, d.h. zum Abtransport der Wärmelast wird ein zusätzlicher Energieaufwand in Form von technischer Arbeit aufgebracht. In Abb. 1.1 sind diese beiden Verfahren zusammen mit weiteren, im Bereich der chemischen Antriebe relevanten, aktiven Kühlverfahren schematisch dargestellt.

Bei der Regenerativkühlung wird durch Kühlkanäle innerhalb der Wand ein Fluid gepumpt und dadurch Wärme von der umliegenden Struktur durch Konvektion abgeführt (s. Abb. 1.1 (a)). Als Kühlfluid dient hier in der Regel der Treibstoff der Rakete, welcher nach der Kühlungsaufgabe bspw. der eigentlichen Verbrennung zugeführt werden kann. Die abgeführte Wärme bleibt dem Antriebssystem so unmittelbar erhalten. In Bereichen besonders hoher thermischer Belastung kommt das Kühlpotenzial der Regenerativkühlung jedoch an seine Leistungsgrenzen [37]. In diesem Bezug gelten insbesondere große Wandtemperaturgradienten als limitierende Eigenschaft dieser Kühlmethode [45].

Bei der Filmkühlung wird Kühlfluid durch eine oder mehrere diskrete Öffnungen der thermisch belasteten Wandstruktur zugeführt (s. Abb. 1.1 (b)<sup>4</sup>). Die Injektion des kälteren Fluids erzeugt einen Film, der die energiereiche Heißgasströmung

---

<sup>2</sup>Leistung des *Vulcain 2* Triebwerks liegt auf Meereshöhe bei etwa 3 GW [37]

<sup>3</sup>Thermische Lasten im Düsenhals des *Vulcain 2* im Betrieb bei über  $80 \text{ MW/m}^2$  [53]

<sup>4</sup>Die Zuführung des Kühlfluids ist in Abb. 1.1 (b) exemplarisch unter einem Winkel dargestellt. Winkel und Geometrie der Öffnung(en) können unterschiedliche Werte sowie Formen annehmen und je nach Anwendung mitunter deutlich variieren [31].

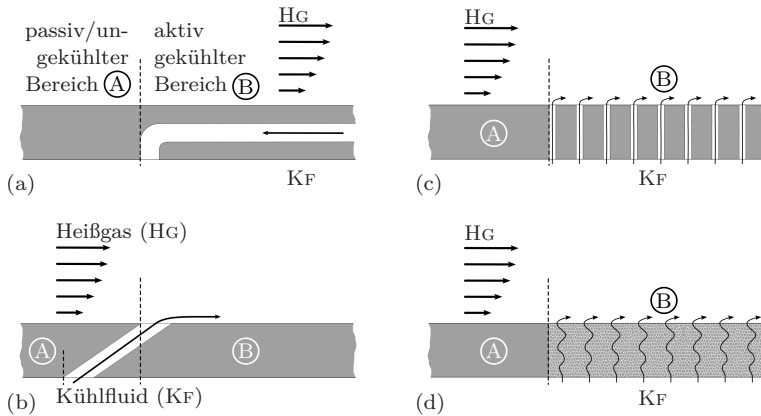


Abbildung 1.1: Schematische Darstellungen aktiver Kühlverfahren: (a) Regenerativ-, (b) Film-, (c) Effusions-, (d) Transpirationsschmelzung

von der Wand separiert. Die Kühlung entfaltet so ihre Wirkung über der schützenden Wand. Neben dem eigentlichen Wärmeeintrag kann dadurch auch der Temperaturgradient im Wandmaterial erheblich verringert werden. Als Kühlfeld dient in der Regel auch hier der Treibstoff des Antriebs. Die von der Kühlung aufgenommene Energie bleibt bei dieser Methode dem Prozess ebenfalls erhalten. Der eingesetzte Treibstoff steht dem eigentlichen Verbrennungsprozess jedoch nicht vollumfänglich zur Verfügung. Im Vergleich zur Regenerativkühlung kann dessen Energiepotenzial somit nicht optimal ausgeschöpft werden. Der Einsatz von Filmkühlung, bzw. die Injektion von Treibstoff als Kühlmethode im Allgemeinen, reduziert somit direkt die Effektivität des Triebwerks.

Ohne den umfangreichen Einsatz aktiver Kühlverfahren können die hohen thermischen Lasten zur Zerstörung des Raketenmotors führen. Eine übermäßige Kühlung resultiert jedoch in einer geringeren Effektivität des Antriebs. Die Auslegung eines effektiven Thermalmanagements stellt somit eine klassische Optimierungsaufgabe zwischen Leistung und Kühlung dar.

Dies sind Überlegungen, die weit über die Ziele dieser Arbeit hinausgehen, aber in Bezug auf die Gesamtkonzeption des Antriebs aufzeigen, wie wichtig es ist die zugrunde liegenden thermophysikalischen Vorgänge bestmöglich zu verstehen. Nur wenn alle relevanten Mechanismen verstanden und beschreibbar sind, kann in der Auslegung gezielt nach einer optimalen Konfiguration gesucht werden. Dies gilt insbesondere, wenn für zukünftige Antriebe noch höhere thermische Lasten abgefangen oder vollständig wiederverwendbare Triebwerke ausgelegt

# 1 Einleitung

werden müssen. Die Realisierung dieser Aufgaben wird in der Literatur eng mit der erfolgreichen Einführung alternativer Kühlkonzepte verbunden [63, 79]. Eine diesbezüglich sehr interessante Methode und wesentlicher Gegenstand dieser Arbeit ist die sogenannte Transpirationskühlung.

## 1.1 Transpirationskühlung

Bei der Transpirationskühlung wird das Kühlfluid über ein poröses Wandmaterial in die Grenzschicht (Gs) der Heißgasströmung eingebracht (s. Abb. 1.2). Gleichzeitig wird durch Wärmeleitung Energie in die Tiefe der Wand transportiert. Beim Durchströmen nimmt das Fluid von der Struktur absorbierte Wärme auf und transportiert diese zurück in Richtung des Heißgases. Innerhalb der porösen Wand entsteht so ein gegenläufiger Energieaustausch zwischen Konduktion und Konvektion. Zusätzlich erzeugt die Injektion des Kühlmediums in die Heißgasströmung eine schützende Zone kälteren Fluids unmittelbar oberhalb der Wand. Dieser zweite Kühleffekt ist in seinem Wirkprinzip vergleichbar mit der Filmkühlung. Bei der Transpirationskühlung besteht diese Zone allerdings nicht aus reinem Kühlfluid, sondern aus einem Gemisch aus Heißgas und Kühlmedium. Es bildet sich eine Art Mischungszone (MZ) aus. Die Wirkung dieser Zone bleibt abgeschwächt bis in den Nachlauf des aktiv gekühlten Wandsegments erhalten.

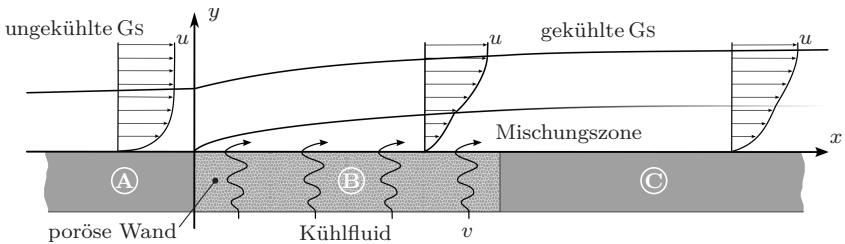


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Transpirationskühlung: (A) Bereich vor gekühltem Wandsegment, (B) transpirationsgekühlter Bereich, (C) gekühlter Bereich im Nachlauf

Universell gültige Begriffsdefinitionen der Kühlverfahren mit Injektion lassen sich aus den in der Literatur verwendeten Beschreibungen nicht eindeutig herausarbeiten. Kühlverfahren, die nach dem aufgeführten Prinzip der Transpirationskühlung arbeiten, werden bspw. auch als Schwitz- oder Effusionskühlung bezeichnet (z.B. in [24, 32, 90, 106]). Die Effusionskühlung (s. Abb. 1.1 (c)) wird wiederum teilweise als eine Unterart der Filmkühlung verstanden, bei welcher der Kühlfilm über

mehrere Öffnungen kontinuierlich erneuert wird (z.B. in [65, 70]). Die einzelnen Kühlmethode lediglich anhand der Zuführungsart des Kühlfluids (einzelne Öffnung, mehrere Öffnungen oder poröses Material) abzugrenzen greift ebenfalls zu kurz, da sämtliche hier aufgeführten Varianten, z.B. in Goldstein [31], im Rahmen von Filmkühlungsuntersuchungen diskutiert werden. Da scheinbar auf keine eindeutige Abgrenzung der einzelnen Kühlverfahren zurück gegriffen werden kann, sind im Folgenden die in dieser Arbeit verwendeten Definitionen<sup>5</sup> aufgeführt:

**Transpirationskühlung** - Einbringung des Kühlmediums erfolgt über eine poröse Wand. Kontinuierliche Zuführung des injizierten Kühlmittels in die Heißgasgrenzschicht. Oberhalb der zu kühlenden Wand entsteht eine Mischungszone aus Heißgas und Kühlfluid (s. Abb. 1.1 (d) u. Abb. 1.2).

**Effusionskühlung** - Wirkprinzip der Kühlung oberhalb der Wand analog zur Transpirationskühlung (Mischungszone). Die Zuführung des Kühlmittels erfolgt über regelmäßige Öffnungen, deren Abstand zueinander den gegenseitigen Austausch des Kühlmediums ausschließt (s. Abb. 1.1 (c)).

**Filmkühlung** - Die Injektion erzeugt einen reinen Kühlmittelfilm oberhalb der Wand. Die Art der Kühlfluidzuführung (diskr. Öffnung, poröse Wand, etc.) spielt keine Rolle. Der Film kann stromab durch weitere Zuführungen erneuert werden.

Neben der Art der Zuführung, die nach der hier verwendeten Definition die Effusions- von der Transpirationskühlung unterscheidet, stellt das Gemischverhältnis des Kühlfluids oberhalb der gekühlten Wand ein zweites wesentliches Unterscheidungsmerkmal dar. Wird ausreichend Fluid injiziert um einen reinen Film aus Kühlmittel zu erzeugen, liegt Filmkühlung vor und die Art der Zuführung spielt lediglich noch eine untergeordnete Rolle. Bei der Benennung der Kühlmethode sollte somit neben der Art der Einbringung auch eine Aussage zum Verhältnis von Kühlmittel- zu Heißgasströmung angegeben werden. Beschreibbar wird dieses durch die Einführung der sogenannten Ausblaserate

$$F = \frac{\rho_c v}{\rho_g u}, \quad (1.1)$$

dem spezifischen Massenstromverhältnis zwischen Kühlfluid- und Heißgasströmung. Die Dichte bezieht sich hier mit  $\rho_c$  auf das Kühlmedium und  $\rho_g$  auf das Heißgas. Die jeweiligen Geschwindigkeiten sind in der Ausblaserate mit  $v$  und  $u$  enthalten (s. Abb. 1.2). Liegt Transpirations- bzw. Effusionskühlung vor, ist die injizierte Kühlfluidmenge hinreichend klein, um die Gs der Heißgasströmung nicht von der

---

<sup>5</sup> Die getroffenen begrifflichen Abgrenzungen haben keinen Anspruch auf Allgemeingültigkeit und sind lediglich ein Versuch, die unterschiedlichen Kühlmethode mit Fluidinjektion für die Verwendung innerhalb dieser Arbeit klarer voneinander zu unterscheiden.

## 1 Einleitung

---

Wand zu separieren. In der Folge durchmischt sich das eingebrachte Kühlfluid mit der Heißgasströmung. Übersteigt die Ausblaserate eine gewisse Grenze, verdrängt das Kühlmedium die Heißgasströmung von der Wand. Dieser Effekt wird in der Literatur als *blow off* bezeichnet. Für höhere Ausblaseraten bildet sich an der Wand somit ein reiner Kühlfluidfilm aus. Nach den eingeführten Definitionen geht die Transpirationskühlung bei dieser Betriebsart in die Filmkühlung über.

Die verwendete Begriffsbestimmung impliziert, dass im Vergleich zur Filmkühlung bei der Transpirations- bzw. Effusionskühlung eine geringere Kühlmittelmenge verwendet wird. Ein Sachverhalt, der in guter Übereinstimmung mit durchgeführten Untersuchungen zu dieser Kühlmethode steht. Eckert und Livingood [19] beschrieben bspw. bereits in den 1950er Jahren die überlegenen Eigenschaften der Transpirations- im Vergleich zur Regenerativ- oder Filmkühlung. In der vergleichenden Studie wurde herausgearbeitet, dass mit der Transpirationskühlung gleichwertige Kühlleistungen bereits bei deutlich geringerem Kühlmiteleinsatz erreicht werden können. Als wesentliche Ursache der großen Kühlwirkung wird die Kombination aus wandinternen und -externen Kühleffekten identifiziert. Durch das parallele Wirken beider Mechanismen wird das Potenzial des verwendeten Kühlmediums bei der Transpirationskühlung effektiver als bei der Regenerativ- oder der Filmkühlung ausgeschöpft.

Motiviert durch die potenziell sehr große Kühlleistung der Transpirationskühlung wurden in dieser Zeit zahlreiche Untersuchungen zu dieser Methode durchgeführt (z.B. in [19, 73, 87, 96]). Unzureichende Materialeigenschaften und hohe Herstellungskosten traten damals jedoch als limitierende Faktoren in Bezug auf mögliche Anwendungen auf [45, 63, 100]. Ein Aspekt der sicherlich dazu beitrug, dass insbesondere in den 1980er Jahren das Interesse an der Transpirationskühlung deutlich nachließ. Ab Mitte der 1990er Jahre standen mit der Entwicklung keramischer Verbundmaterialien, sogenannter *ceramic matrix composite* (CMC), neue Werkstoffe zur Verfügung, die sich für den Einsatz im hohen Temperaturbereich besonders gut eignen. Im Vergleich zu den bis dato verfügbaren porösen Materialien, die zur Transpirationskühlung in Erwägung gezogen wurden, weisen CMC-Strukturen einige sehr positive Materialeigenschaften auf. Besonders die geringe Dichte, die hohe Temperaturbeständigkeit und die vergleichsweise geringe thermische Expansion machen diese keramischen Werkstoffe prädestiniert für den Einsatz in der Luft- und Raumfahrt [28, 52]. Die Möglichkeit CMC-Strukturen auch porös und damit fluiddurchlässig zu fertigen, macht dieses Material zu einem potenziellen Grundwerkstoff für transpirationsgekühlte Anwendungen.

Diese Entwicklung lässt sich anhand der Veröffentlichung wissenschaftlicher Arbeiten zu diesem Thema abbilden. In Abb. 1.3 ist der Versuch unternommen, diesen Sachverhalt graphisch wiederzugeben. Aufgetragen sind hier die prozentualen Anteile veröffentlichter Artikel von 1950 bis 2014. Die jeweilige Anzahl ergibt sich aus

den gefundenen Artikeln in der Literaturlatenbank GOOGLE SCHOLAR. Hierbei ergaben sich für die Suche nach Transpirationskühlung, bei der die Schlüsselwörter *aerospace*, *cooling* und *transpiration-/effusion-cooling* verwendet wurden, ca. 2450 gefundene Beiträge. Die Abfrage nach CMC-Material, mit den Begrifflichkeiten *aerospace*, *cooling* und *ceramic matrix composite*, belief sich auf ca. 1750 Treffer. Um für diese Betrachtung auch eine Kontrollgruppe zu berücksichtigen, wurde zusätzlich nach Arbeiten mit *aerospace* und *cooling* als alleinige Schlüsselwörter gesucht. Die prozentualen Anteile an der jeweiligen Gesamtmenge sind in Abb. 1.3 in regelmäßigen Abständen alle fünf Jahre dargestellt.

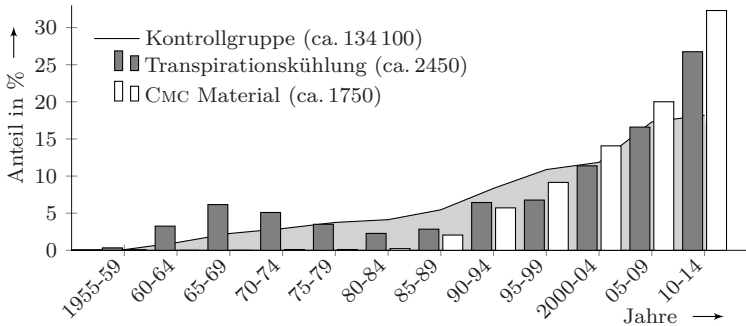


Abbildung 1.3: Verfügbare wissenschaftliche Artikel mit den Suchbegriffen:  
 Transp.kühl. - *aerospace*, *cooling*, *transpiration-/effusion-cooling*;  
 CMC-Material - *aerospace*, *cooling*, *ceramic matrix composite*;  
 Kontrollgruppe - *aerospace*, *cooling*

Der zuvor beschriebene Einbruch bzgl. des Interesses an der Transpirationskühlung während der 1980er Jahre, ist in der Kontrollgruppe im Diagramm in Abb. 1.3 nicht zu finden. Ein Indiz, dass die skizzierte Parallele zwischen Verfügbarkeit von CMC-Materialien und gesteigertem Interesse an der Transpirationskühlung durchaus gezogen werden kann.

Die positiven Eigenschaften der Transpirationskühlung sind bekannt und geeignete Materialien stehen mit den CMC-Werkstoffen zur Verfügung. Die Einführung dieser Kühlmethode in Kombination mit den neuen keramischen Werkstoffen war somit der logische nächste Schritt auch im Bereich der flüssiggetriebenen Raketenantriebe. Seit Ende der 1990er Jahre arbeitet u.a. das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) an dieser Aufgabe [36, 90]. Die generelle Applikationsmöglichkeit wurde hierbei bereits in den DLR-internen Projekten HDR (HochDruckverbrennung für Raketenantriebe), KSK (Keramische Schub-

Kammer) oder zuletzt KERBEROS (KERamische Bauweisen von Experimentellen Raketenantrieben für OberStufen) demonstriert [41, 90].

### 1.2 Zielsetzung und Abgrenzung dieser Arbeit

Zurzeit noch lückenhaft gestaltet sich die theoretische Beschreibung der thermophysikalischen Prozesse der Transpirationskühlung, insbesondere in Kombination mit modernen CMC-Materialien. Die Verfügbarkeit validierter Verfahren zur Beschreibung der relevanten physikalischen Mechanismen ist jedoch eine notwendige Voraussetzung zur Auslegung und Optimierung transpirationsgekühlter Systeme.

An diesem Punkt möchte die vorliegende Arbeit ansetzen. Durch gezielte experimentelle Untersuchungen zur Transpirationskühlung an CMC-Strukturen soll das Verständnis dieser Kühlmethode erweitert und durch vereinfachte Modellansätze beschreibbar gemacht werden. Aufbauend auf der Dissertation von Langener [60], sollen bereits etablierte Modelle durch weitere Untersuchungen ergänzt und validiert, sowie durch Studien zur Heißgas-/Kühlfluidinteraktion erweitert werden. Die betrachteten Heißgasbedingungen werden auf vergleichsweise moderate Werte beschränkt, um einen hohen Detailgrad der Messdaten zu erreichen. Auf eine chemische Reaktion wird verzichtet und die Temperaturen der Heißgasströmung auf wenige hundert Grad begrenzt. Zudem wird lediglich ein Einstoffsystem aus jeweils gasförmiger Luftströmung untersucht. Der gewählte Ansatz soll sicher stellen, dass die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse beobachtet und detailliert vermessen werden können. Neben der Entwicklung eigener Modelle, sollen die erarbeiteten Daten als Referenz für die Validierung höherwertiger Berechnungsverfahren, wie bspw. gekoppelter numerischer Fluid-/Strukturlöser, dienen.

Mit diesem Ziel wird zunächst auf den theoretischen Hintergrund eingegangen, bevor die experimentellen und messtechnischen Aufbauten vorgestellt werden. Im Anschluss findet die Beschreibung der untersuchten Materialien sowie deren Eigenschaften statt. In der Folge unterteilt sich die Diskussion der Ergebnisse in drei Unterpunkte. Im ersten Teil stehen die wandinternen Eigenschaften der Transpirationskühlung im Fokus. Der zweite Unterpunkt beschreibt die Interaktion von Heiß- und Kühlgasströmung. Im dritten Teil wird schließlich die Kopplung der ersten beiden Betrachtungsweisen diskutiert. Den Abschluss bilden eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf potenzielle Folgeuntersuchungen.



## Theoretischer Hintergrund

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen eingeführt, welche zur Beschreibung der Wirkzusammenhänge bei der Transpirationskühlung benötigt werden. Diese bilden die Basis, um im weiteren Verlauf dieser Arbeit experimentelle Daten zu interpretieren und schließlich beschreibende Modellansätze zu entwickeln. Im letzten Teil des Kapitels wird eine Übersicht zum Stand der Technik gegeben. Darin werden einige relevante Arbeiten zur Charakterisierung der Kühlmethode zusammengefasst und die in den nachfolgenden Kapiteln diskutierten Untersuchungen in Kontext zu bekannten Literaturzusammenhänge gesetzt.

### 2.1 Relevante physikalische Grundlagen

Die Beschreibung der Transpirationskühlung erfolgt im Rahmen dieser Arbeit anhand einer Aufteilung nach internen und externen Eigenschaften. Sämtliche Mechanismen, die innerhalb der porösen Wand stattfinden, werden dabei als interne Eigenschaften verstanden. Die Interaktion zwischen Heißgas- und Kühlfluid oberhalb der Wandstruktur wird dementsprechend den externen Eigenschaften zugeschrieben. Als Grenze zwischen den beiden Wirkungsbereichen der Kühlmethode wird die zur Heißgasströmung gerichtete Seite der porösen Wand betrachtet. Die Eigenschaften des jeweiligen Bereichs sind dabei voneinander abhängig. Durch die Aufteilung nach internen und externen Mechanismen können diese jedoch nahezu losgelöst voneinander betrachtet und durch entsprechende Randbedingungen gegenseitig berücksichtigt werden. Die Charakteristiken der hierfür passenden Bedingungen werden als Kopplungseigenschaften bezeichnet.

## 2 Theoretischer Hintergrund

### 2.1.1 Interne Eigenschaften

Wie zuvor beschrieben, werden unter den internen Eigenschaften alle thermodynamischen Transportvorgänge innerhalb der porösen Wandstruktur zusammengefasst. Im Wesentlichen wird dadurch die thermische Situation des porösen Materials charakterisiert sowie dessen Widerstand bei aktiver Kühlfluiddurchströmung beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit werden die beiden Charakteristiken durch die Temperaturverläufe und den Druckverlust über die Dicke der porösen Wand abgebildet. In Kap. 4.2 und Kap. 5.1 werden diese messtechnisch erfassbaren Merkmale eingehend diskutiert, um die internen Eigenschaften von  $C/C$ , dem primär untersuchten porösen Material, zu bestimmen.

#### Wandinterner Temperaturverlauf

Grundlegend kann bei der Transpirationsskühlung die thermische Situation innerhalb der porösen Wand durch Wärmeleitung entlang des Materials und Konvektion aufgrund der Kühlfluidströmung beschrieben werden. Zur Charakterisierung der Kühlmethode müssen somit die jeweiligen Temperaturen des Kühlmediums (Fluid, Index f) und des Festkörpermaterials (Solid, Index s) berücksichtigt werden.

In Abb. 2.1 ist diese Situation für eine Raumrichtung schematisch dargestellt. Die Skizze veranschaulicht den Temperaturverlauf bzw. die Temperaturverläufe von der Heißgasströmung ( $T_\infty = T_g$ ) über die Grenzschicht ( $\delta_{T01}$ , Dicke Temperaturgrenzschicht), durch die poröse Wand ( $T_f(y)$  u.  $T_s(y)$ ) entlang der Wandstärke  $L$  zum Kühlfluidreservoir ( $T_c$ ). Zusätzlich ist in der Darstellung die Strömung des

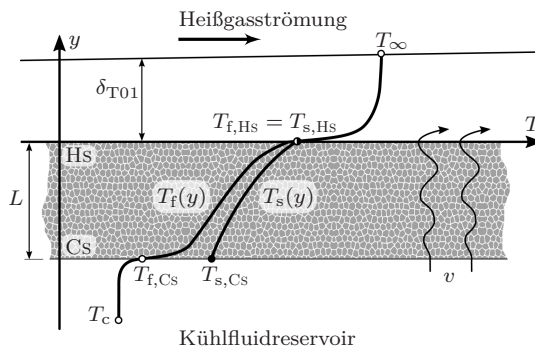


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des lokalen Temperaturverlaufs von der Heißgasströmung über die poröse Wand zum Kühlfluidreservoir

Kühlmediums durch die sogenannte Darcy-Geschwindigkeit  $v$  angedeutet. Dieser charakteristische Parameter zur Beschreibung durchströmter poröser Materialien entspricht einer massenstromgemittelten Geschwindigkeit ( $v = \dot{m}_c/(\rho A)$ ), welche auf die gesamte durchströmte Fläche  $A$  bezogen ist und dadurch teilweise auch als Leerrohrgeschwindigkeit bezeichnet wird [76].

Abbildung 2.1 veranschaulicht damit das eigentliche Wärmeaustauschproblem, bei dem sich zwischen der maximalen ( $T_\infty$ ) und minimalen ( $T_c$ ) Systemtemperatur charakteristische Wandtemperaturen ausbilden. Reduziert man diese Betrachtung auf die internen Mechanismen, wird der Fokus auf die Temperaturverläufe zwischen Heißgas- und Kühlfluidseite (Hs u. Cs) gelegt. Das zu Grunde liegende Gleichungssystem kann dadurch anhand der gekoppelten Energiegleichungen

$$\epsilon \rho_f c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial t} + \epsilon \rho_f c_{p,f} V \frac{\partial T_f}{\partial y} = \epsilon k_f \frac{\partial^2 T_f}{\partial y^2} + h_v (T_s - T_f) \quad (2.1)$$

für den Fluid- und

$$(1 - \epsilon) \rho_s c_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1 - \epsilon) k_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} + h_v (T_f - T_s) \quad (2.2)$$

den Solidanteil formuliert werden [76]. Die Transporteigenschaften über die Systemgrenzen sind hier durch geeignete Randbedingungen zu berücksichtigen.

Der gewählte Ansatz formuliert das Wärmeaustauschproblem dabei auf integrale bzw. makroskopische Weise. Der Bezug zur porösen Wandstruktur, als Grundvoraussetzung der Transpirationskühlung, wird über die Porosität  $\epsilon$  hergestellt. Dieser Materialparameter beschreibt das Verhältnis von Hohlraumvolumen zum Gesamtvolumen ( $\epsilon = V'/V_{\text{ges}}$ ). Die jeweiligen Transportmechanismen werden somit nicht lokal aufgelöst, sondern über das Volumen gemittelt berücksichtigt. Die Porosität dient schließlich zur Gewichtung von Fluid- und Solidanteil und geht als Faktor zur Anpassung der Stoffeigenschaften (Dichte  $\rho$ , spez. Wärmekapazität  $c_p$  u. Wärmeleitfähigkeit  $k$ ) in die Energiegleichungen nach Gln. (2.1) und (2.2) mit ein. Der konvektive Anteil wird hierbei mit der mittleren Porengeschwindigkeit  $V$  gebildet. Die Verbindung zur Darcy-Geschwindigkeit wird durch die Dupuit-Forchheimer Beziehung ( $v = \epsilon V$ ) beschrieben [76]. Das gekoppelte System nach Gln. (2.1) und (2.2) beschreibt den Energiehaushalt zudem unter Vernachlässigung des strahlungsbedingten Wärmetransports in der porösen Struktur<sup>1</sup>.

Der Energieaustausch zwischen Fluid und Solid wird in der gewählten Betrachtung durch das Produkt aus deren Temperaturdifferenz und dem volumetrischen

---

<sup>1</sup>Im Rahmen dieser Arbeit max. Temperaturen  $< 520$  K. Damit ist der Fehler infolge der Vernachlässigung von Strahlung moderat. Bei der Transpirationskühlung von Brennkammern kann Strahlung im porösen Material jedoch relevant sein. Ansatz zur Berücksichtigung üblicherweise durch Einführung einer zus. strahlungsbedingten Wärmeleitfähigkeit [50].

## 2 Theoretischer Hintergrund

---

Wärmeübergangskoeffizienten  $h_v$  charakterisiert. Der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient setzt sich seinerseits aus der spezifischen Oberfläche und dem internen Wärmeübergangskoeffizienten zusammen ( $h_v = S h_{\text{int}}$ ) [76]. Die spezifische Oberfläche entspricht dabei der zur Wärmeübertragung zur Verfügung stehenden inneren Fläche bezogen auf das Gesamtvolumen der porösen Struktur ( $S = A_{\text{int}}/V_{\text{ges}}$ ). Diese ist damit, ebenso wie die Porosität, ein materialspezifischer Parameter. Der interne Wärmeübergangskoeffizient  $h_{\text{int}}$  skaliert schließlich die konvektiv übertragene Wärmestromdichte bei gegebener Temperaturdifferenz. Damit wird mittels  $h_v$  ein Quell- bzw. Senkenterm formuliert, der die Energiegleichungen nach Gln. (2.1) und (2.2) zu einem gekoppelten System verbindet. Dies macht den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten zu einer der wesentlichen Größen bei der thermischen Beschreibung der Transpirationskühlung bei makroskopischer Betrachtung.

In der schematischen Darstellung in Abb. 2.1 sind die Wandtemperaturen von Fluid und Solid auf der Heißgasseite identisch. Dieser Sachverhalt kann mit der eindimensionalen und makroskopischen Betrachtung der internen Transpirationskühlungseigenschaften begründet werden. Bei dieser Modellvorstellung werden repräsentativ gemittelte Temperaturen herangezogen, um das Wärmeaustauschproblem zu charakterisieren. Da Strahlung hierbei nicht berücksichtigt wird und Wärmetransport aufgrund von Konvektion sowie Konduktion immer in Richtung niedrigerer Temperaturen auftritt, muss theoretisch am Übergang zur Heißgasseite dieselbe Fluid- und Solidtemperatur auftreten [19]. Dieser Ansatz greift jedoch zu kurz, wenn die makroskopische Beschreibung in eine lokale Betrachtung auf Porenebene übergeht. Auf dieser mikroskopischen Ebene werden die Temperaturen nicht mehr volumetrisch gemittelt formuliert und lokale Unterschiede zwischen Fluid und Solid können auch direkt an der Heißgasseite auftreten [50]. Die Beschreibung der Transpirationskühlung anhand der lokalen bzw. mikroskopischen Betrachtungsweise wird im Rahmen dieser Arbeit lediglich zur Diskussion der Ausströmverteilung des Kühlmediums in Kap. 4.3 herangezogen. Der Fokus der durchgeführten Untersuchungen liegt auf der makroskopischen Ebene, für welche die Gln. (2.1) und (2.2) uneingeschränkt Gültigkeit besitzen [76].

### Druckverlust bei Durchströmung

Die für die Transpirationskühlung notwendige Durchströmung ist in der Regel durch einen Druckunterschied zwischen Heißgas- und Kühlfluidseite getrieben. Die poröse Struktur stellt dabei einen Widerstand für die Kühlfluidströmung dar. Auf makroskopischer Betrachtungsebene wird diese Eigenschaft durch die Permeabilität, der Durchlässigkeit eines Materials gegenüber Fluiden, charakterisiert. Je dichter dabei die poröse Struktur, desto höher ist auch der Druckverlust bei einer

bestimmten Kühlfluidgeschwindigkeit und Wandstärke. Dieser Zusammenhang kann allgemein über die sogenannte Darcy-Forchheimer-Gleichung

$$\frac{\partial p}{\partial y} = - \left( \frac{\mu v}{K_D} + \frac{\rho v^2}{K_F} \right) \quad (2.3)$$

beschrieben werden [76]. Der erste Term der rechten Seite entspricht im Grunde der ursprünglichen Formulierung nach Darcy [14], der einen Zusammenhang zwischen der Viskosität  $\mu$ , der massenstromgemittelten Geschwindigkeit  $v$  und dem Druckverlust bei der Durchströmung einer porösen Struktur durch Fluide erkannte<sup>2</sup>. Die Quantifizierung dieses Zusammenhangs wird über  $K_D$ , dem Permeabilitätskoeffizienten nach Darcy, korreliert. Der zweite Teil der rechten Seite wird als Forchheimer Term bezeichnet. Die quadratische Formulierung ergänzt den Ansatz nach Darcy zur Berücksichtigung des Formwiderstands der porösen Struktur [55]. Zur Abbildung der hierdurch induzierten Trägheitskräfte wird ein weiterer Permeabilitätskoeffizient  $K_F$ , nach Forchheimer, herangezogen [76].

Der sich einstellende Druckverlust über die poröse Wandstruktur bei gegebener Kühlfluidströmung ist eine weitere wesentliche Kenngröße bei der Charakterisierung der internen Eigenschaften der Transpirationskühlung. Innerhalb der vorliegenden Arbeit werden die hieraus abgeleiteten Permeabilitätskoeffizienten dazu verwendet, um die untersuchten porösen Materialien zu kategorisieren und zu bewerten. Die zugehörige Diskussion findet in den Kapn. 4.2 und 4.3 statt.

### 2.1.2 Externe Eigenschaften

Die externen Eigenschaften der Transpirationskühlung definieren sich aus der wandnahen Strömungsgrenzschicht direkt oberhalb der porösen Wandstruktur. Abbildung 2.2 stellt die zugehörige Strömungssituation schematisch dar. Das Kühlfluid (repräsentiert durch Darcy-Geschwindigkeit  $v$ ) strömt hier durch das poröse Wandmaterial und interagiert innerhalb der Grenzschicht (Gs) mit der Heißgasströmung. Prinzipiell wird bei dieser Betrachtung zwischen der Geschwindigkeits- und der Temperatur-Gs unterschieden. Diese sind in Abb. 2.2 eingezeichnet und durch deren jeweilige Dicke gekennzeichnet (Geschwindigkeit:  $\delta_{99}$  und Temperatur:  $\delta_{T01}$ ). Die zugehörigen Verläufe werden durch die ungestörte Situation außerhalb der Grenzschicht (Index  $\infty$  bzw.  $g$ ) und den jeweiligen Bedingungen an der Wand (Index  $w$ ) begrenzt. Letztere entsprechen bei der Geschwindigkeit der Bedingung an der Wand  $u_w$  und bei der Temperatur der Wandtemperatur  $T_w$ <sup>3</sup>.

---

<sup>2</sup>Erster Term d. r. S. von Gl. (2.3) entspricht eigentlich der Hazen-Darcy-Gleichung [55]

<sup>3</sup>Bei Annahme:  $T_{f,HS} = T_{s,HS}$ ; siehe dazu auch Abb. 2.1

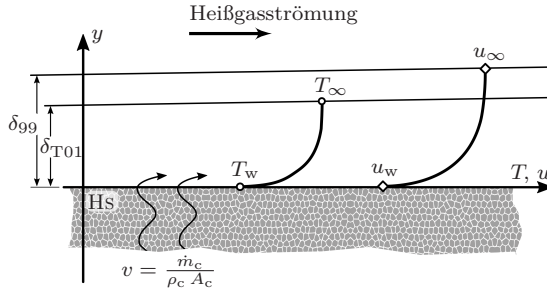


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe einer transpirationsgekühlten Grenzschicht

Die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb dieser Grenzen resultieren aus der jeweilig vorliegenden Strömungssituation und können umgekehrt als charakteristisch für diese betrachtet werden [89]. Auf dieser Grundlage werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Gs-Verläufe analysiert, um die Interaktion zwischen der Kühlfluidinjektion und der Heißgasströmung zu beschreiben.

### Geschwindigkeitsgrenzschicht

Allgemein kann bei einer Geschwindigkeits-Gs die Wandschubspannung

$$\tau_w = \mu_w \left. \frac{du}{dy} \right|_w \quad (2.4)$$

als zentrale Kenngröße angesehen werden [27]. Gleichung (2.4) entspricht dabei dem Newton'schen Reibungsgesetz, welches die Wandschubspannung mit dem Produkt aus der dynamischen Viskosität  $\mu$  und dem Geschwindigkeitsgradienten  $du/dy$  an der Wand beschreibt. Durch den Bezug zur Dichte und Geschwindigkeit der Strömung außerhalb der Gs ( $1/2 \rho_\infty u_\infty^2$ ), lässt sich die Wandschubspannung dimensionslos als Reibungsbeiwert

$$\frac{c_f}{2} = \frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2} \quad (2.5)$$

formulieren. Zur weiteren dimensionslosen Darstellung der Geschwindigkeitsprofile werden häufig die sogenannten Gs-, Wand- oder auch Prandtl'schen-Koordinaten

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.6)$$

## 2.1 Relevante physikalische Grundlagen

---

herangezogen. Diese enthalten mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} = u_\infty \sqrt{\frac{c_f}{2} \frac{\rho_\infty}{\rho_w}} \quad (2.7)$$

eine weitere charakteristische GS-Kenngröße, welche eng mit  $\tau_w$  bzw.  $c_f$  verbunden ist. Diese Formulierungen finden insbesondere bei der Betrachtung turbulenter Geschwindigkeitsgrenzschichten über Wandgesetze<sup>4</sup> Anwendung.

### Temperaturgrenzschicht

Analog zur Betrachtung nach Gl. (2.4), gilt die übertragene Wärmestromdichte

$$\dot{q}_w = -k_{w,f} \left. \frac{dT}{dy} \right|_w \quad (2.8)$$

als charakteristische Kenngröße zur Beschreibung der Temperatur-Gs [27]. Gleichung (2.8) entspricht dabei dem Fourier'schen Wärmeleitungsgesetz, welches die Wärmestromdichte an der Wand als proportional zum Produkt aus Wärmeleitfähigkeit  $k$  und Temperaturgradient  $dT/dy$  beschreibt. Als dimensionsloses Äquivalent der Wandwärmestromdichte kann die Stanton-Zahl

$$\text{St} = \frac{h}{\rho_\infty c_{p,\infty} u_\infty} = \frac{\dot{q}_w}{\rho_\infty c_{p,\infty} u_\infty (T_\infty - T_w)} \quad (2.9)$$

betrachtet werden. Substituiert man den Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  aus der Definition der Stanton-Zahl mit Newton's law of cooling

$$\dot{q}_w = h (T_\infty - T_w) , \quad (2.10)$$

kann die zweite Formulierung aus Gl. (2.9) abgeleitet werden. Vergleichbar zur Wandschubspannungsgeschwindigkeit nach Gl. (2.7), kann in der Folge die sogenannte Reibungstemperatur

$$T_\tau = \frac{\dot{q}_w}{\rho_w c_{p,w} u_\tau} = \text{St} \sqrt{\frac{2}{c_f} \frac{\rho_\infty}{\rho_w} \frac{c_{p,\infty}}{c_{p,w}}} (T_\infty - T_w) \quad (2.11)$$

---

<sup>4</sup>Wandgesetze sind eine spezielle Form von Widerstands- bzw. Wärmeübergangsgesetzen. Allgemein wird darin ein Zusammenhang zwischen anliegender Wandschubspannung respektive Wandwärmestromdichte und der damit erzeugten Geschwindigkeits- bzw. Temperaturgradienten hergestellt [27].

## 2 Theoretischer Hintergrund

---

eingeführt werden [27]. Mit Reibungstemperatur und Wandschubspannungsgeschwindigkeit lassen sich schließlich die Gs-Koordinaten der Temperatur

$$T^+ = \frac{T - T_w}{T_\tau} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (2.12)$$

definieren. Korrespondierend zur Geschwindigkeitsbetrachtung werden die Gs-Koordinaten nach Gl. (2.12) zur Wandgesetz basierten Beschreibung der turbulenten Temperatur-Gs verwendet.

Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich turbulente Grenzschichten betrachtet. Eine turbulente und wandgebundene Gs unterteilt sich dabei in eine Zweischichten-Struktur [89]. In unmittelbarem Abstand zur Wand werden turbulente Schwankungsbewegungen gedämpft. Eine Impulsübertragung tritt hier ausschließlich aufgrund des Einflusses der Viskosität auf. Man bezeichnet diesen Bereich daher als reinviskose Wand- oder Unterschicht. Analog dazu, tritt Energieübertragung in diesem Bereich lediglich durch Wärmeleitung auf. Mit zunehmendem Wandabstand geht die Unterschicht in eine Zone über, in der die turbulenten Schwankungsbewegungen maßgeblich für die Übertragung der Erhaltungsgrößen sorgen. Dieser Bereich wird als Kernschicht bezeichnet [89]. Der Einfluss der Viskosität und der Wärmeleitung kann hier gegenüber der turbulenten Impuls- und Energieübertragung vernachlässigt werden. In einer turbulenten Gs ist die reinviskose Unterschicht im Vergleich zur Kernschicht relativ dünn und wird nach Schlichting und Gersten [89] allgemein mit  $0 \leq y^+ < 5$  angegeben.

Neben den Kenngrößen Reibungsbeiwert  $c_f$  und Stanton-Zahl  $St$ , werden zur Charakterisierung der Gs-Situation noch weitere dimensionslose Größen benötigt. In diesem Bezug werden nachfolgend die Reynolds-, Mach- und Prandtl-Zahl zur Beschreibung der Heißgasströmung relevant. Formal können diese durch

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu}, \quad M = \frac{u}{\sqrt{\kappa R T}} \quad \text{und} \quad Pr = \frac{\nu}{a} \quad (2.13)$$

ausgedrückt werden. Die Reynolds-Zahl  $Re$  beschreibt durch das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften die Fähigkeit einer Strömung, auftretende Störungen zu dämpfen. Sie gilt dadurch als Indikator zur Unterscheidung laminarer und turbulenter Strömungen. Die Variable  $L$  kennzeichnet hierbei die charakteristische Länge<sup>5</sup>. Die Mach-Zahl  $M$  bezieht die Strömungsgeschwindigkeit auf die jeweilige Schallgeschwindigkeit<sup>6</sup>. Eine Bewertung der betrachteten Strömung hinsichtlich auftretender Kompressibilitätseffekte wird dadurch möglich. Die Prandtl-Zahl  $Pr$  ist ausschließlich über Stoffeigenschaften definiert. Sie beschreibt das Verhältnis

---

<sup>5</sup>Plattenströmung:  $x \Leftrightarrow$  Länge der überströmten Platte; Durchströmung:  $d_h \Leftrightarrow$  hydraulischer Durchmesser ( $d_h = 4A/U \Leftrightarrow$  durchströmter Querschnitt bezogen auf benetzten Umfang)

<sup>6</sup>Schallgeschwindigkeit (ideales Gas):  $c = \sqrt{\kappa R T}$ ; mit  $\kappa$  dem Isentropenexponenten



## 2.1 Relevante physikalische Grundlagen

der Transporteigenschaften von Impuls (über kin. Viskosität  $\nu$ ) und Wärme (über Temperaturleitfähigkeit  $a = k/\rho c_p$ ) des betrachteten Fluids. Stehen Impuls- und Wärmetransport im Gleichgewicht ( $\text{Pr} = 1$ ), besitzt der Einflussbereich der Wand die gleiche Ausdehnung ( $\delta_{99} = \delta_{T01}$ ). Bei erzwungener Konvektion stellt die Prandtl-Zahl somit ein Maß für das Verhältnis der Gs-Dicken dar [89].

Zur Beschreibung der konvektiven Wärmeübertragung werden ergänzend zu den dimensionslosen Größen nach Gl. (2.13) die Nusselt-, Biot- und Stanton-Zahl verwendet. Formulieren lassen sich diese anhand ihrer jeweiligen Definition über

$$\text{Nu} = \frac{h L}{k_f}, \quad \text{Bi} = \frac{h L}{k_s} \quad \text{und} \quad \text{St} = \frac{h}{\rho c_p u} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re Pr}}. \quad (2.14)$$

Die Nusselt-Zahl  $\text{Nu}$  beschreibt dabei das Verhältnis aus konvektiv übertragener Wärme auf eine Wand. Die Wärmeübertragung durch Konvektion wird hierbei über den Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  und jene infolge von Konduktion über die Wärmeleitfähigkeit  $k$  ausgedrückt. Die Biot-Zahl  $\text{Bi}$  entspricht in ihrem prinzipiellen Aufbau der Nusselt-Zahl. Sie wird jedoch mit der Wärmeleitfähigkeit  $k_s$  und der charakteristischen Länge  $L$  des Wandmaterials gebildet. Dies macht die Biot-Zahl relevant zur Temperaturbetrachtung innerhalb der Wand (int. Eigenschaften). Die Stanton-Zahl  $\text{St}$  wird in Gl. (2.9) bereits als dimensionsloses Äquivalent zur Wandwärmestromdichte eingeführt. Die phänomenologische Aussage dieser Kennzahl ist dabei vergleichbar zu der Nusselt-Zahl (dim.loses Maß für die konv. Wärmeübertragung). Durch die unmittelbare Berücksichtigung der Heißgasströmung über Reynolds- und Prandtl-Zahl, kann die Stanton-Zahl jedoch ohne den direkten Einbezug einer charakteristischen Länge formuliert werden.

Die bislang aufgeführten Beschreibungen sind bei jeglicher Gs-Betrachtung allgemein gültig. Auch die transpirationsgekühlte Gs lässt sich somit über die Gln. (2.4) bis (2.14) beschreiben. Nach Kap. 1.1 gilt die Kühlfluidinjektion und das damit verbundene Ausbilden einer Mischungszone als charakteristisch für die externen Eigenschaften der Transpirationskühlung. Dadurch verringert sich der Impuls- und Energiegehalt innerhalb der gekühlten Gs. Dies spiegelt sich in gedämpften Geschwindigkeits- und Temperaturverläufen wider. Die Gradienten an der Wand werden kleiner, was nach Gln. (2.4) und (2.8) zu einer Reduktion der Wandschubspannung und Wandwärmestromdichte führt. Als quantifizierendes Maß für die Intensität der Injektion und der damit einhergehenden Veränderung der transpirationsgekühlten Gs gilt die Ausblaserate  $F$  nach Gl. (1.1) [51].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konzentrieren sich die Ausführungen zu den externen Transpirationskühlungseigenschaften auf die Diskussion der Gs-Verläufe von Geschwindigkeit und Temperatur in Kap. 5.2. Die Ermittlung der zugrunde liegenden Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen wird den Kopplungseigenschaften zugeschrieben und in Kap. 5.3 ausgeführt.

### 2.1.3 Kopplungseigenschaften

Die Einführung von Kopplungseigenschaften bedingt die vorgenommene Aufteilung der Transpirationskühlung nach internen und externen Mechanismen. Durch diese gedankliche Trennung wird die heißgasseitige Fläche der porösen Wand als geometrische Grenze definiert. Als Kopplungseigenschaften gelten hierbei Bedingungen, die durch beide Betrachtungsweisen gleichermaßen beschrieben werden können. Sie eignen sich dadurch als jeweilige Randbedingung bei der übergreifenden Beschreibung der Transpirationskühlung (interne  $\Leftrightarrow$  externe Eigenschaften). Konkret können in diesem Bezug der Druck bzw. die Geschwindigkeit sowie die Temperatur direkt an der Wand genannt werden. Diese Größen reichen jedoch nicht aus, um die Gs-Situation eindeutig zu beschreiben und müssen daher noch durch die Wandschubspannung sowie den Wandwärmestrom, bzw. deren dimensionslose Äquivalente Reibungsbeiwert und Stanton-Zahl, ergänzt werden.

Eine aussagekräftige Messung von Reibungsbeiwert und Stanton-Zahl ist in einem transpirationsgekühlten System sehr schwierig. Die Ermittlung dieser lokalen Kopplungsbedingungen wird daher im Rahmen der Arbeit indirekt über die Analyse der Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe vorgenommen. Gleichungen (2.4) bis (2.14) verdeutlichen in diesem Bezug den direkten Zusammenhang zwischen den Gs-Profilen und den Gs-Größen Reibungsbeiwert sowie Stanton-Zahl. Sind für die beobachtete Strömungssituation gültige Wandgesetze bekannt, kann anhand gemessener Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe auf den Reibungsbeiwert sowie die Stanton-Zahl geschlossen werden. Zur Ermittlung dieser Gs-Größen wird das Verfahren nach Clauser [10] verwendet, welches in Kap. 5.3 eingehend diskutiert und eingesetzt wird.

## 2.2 Übersicht zum Stand der Technik

Die ersten Untersuchungen zur Transpirationskühlung gehen im Wesentlichen auf die 1950er und 60er Jahre zurück (s. Abb. 1.3). In dieser Zeit wurden, anhand umfangreicher theoretischer und experimenteller Studien, die vorteilhaften Eigenschaften dieser aktiven Kühlmethode aufgezeigt. Annähernd alle im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Ansätze zur Beschreibung der Transpirationskühlung haben ihren Ursprung in jener Zeit<sup>7</sup>. Eine ausführliche Übersicht dieser grundlegenden Arbeiten zur Beschreibung der Transpirationskühlung wird bspw. in der Dissertation von Meinert [70] gegeben. Die nachfolgend aufgeführten Literaturangaben beschränken sich auf Quellen, die zur Einordnung der durchgeführten

---

<sup>7</sup>Eingesetzte Ansätze werden an der jeweilig passenden Stelle im Verlauf der Arbeit eingeführt

Untersuchungen benötigt werden. Der aufgeführte Stand der Technik soll dadurch die Motivation und Relevanz der Ausführungen dieser Arbeit verdeutlichen.

### Interne Eigenschaften

Bei der Betrachtung der internen Eigenschaften der Transpirationskühlung steht im Rahmen dieser Arbeit die Quantifizierung des internen Wärmeübergangs im Vordergrund. In den Untersuchungen von Langener et al. [56–60] wird für die betrachteten Versuchsbedingungen gezeigt, dass sich das zu Grunde liegende Wärmeaustauschproblem nach Gln. (2.1) und (2.2) in guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten anhand lediglich einer Energiegleichung beschreiben lässt. Langener et al. [56–60] betrachteten dabei die Transpirationskühlung für verschiedene CMC-Materialien unter konvektiver Wärmelast in Unter- und Überschallströmungen. Die untersuchten Versuchsbedingungen sowie der experimentelle Aufbau waren dabei vergleichbar zu den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Studien. Der Ansatz mittels einer Energiegleichung impliziert dabei nahezu identische Fluid- und Solidtemperaturen bzw. einen extrem hohen Wärmeübergang innerhalb der porösen Struktur. Dies entspricht einer häufig verwendeten Vereinfachung des Problems, wie sie bspw. auch in [48, 70, 99] Anwendung findet. Durch die Arbeiten von Selzer et al. [11e, 12e] ergeben sich jedoch Zweifel bzgl. der generellen Übertragbarkeit, dieses unter Laborbedingungen gewonnenen Ansatzes, auf die Betriebsbedingungen realer Raketenkammern. Die bei der Kühlung einer Brennkammer auftretenden signifikant höheren Wärmeströme in Kombination mit abweichenden Kühlmedien führen nach den Studien von Selzer et al. [11e, 12e] zu keiner hinreichend genauen Beschreibung der wandinternen Situation anhand lediglich einer Energiegleichung. Da für dieser Arbeiten auf keine abgesicherte Quantifizierung zur internen Wärmeübertragung bei CMC-Werkstoffen zurück gegriffen werden konnte, wurden in [11e, 12e] lediglich abgeschätzte Koeffizienten zur modellhaften Beschreibung der Kühlung verwendet.

Neben der Notwendigkeit, das beobachtete Problem möglichst exakt zu beschreiben, ist die Möglichkeit einer klaren Aussage zur thermischen Situation hinsichtlich der ingenieurmäßigen Auslegung von größtem Interesse. Insbesondere bei der Dimensionierung transpirationsgekühlter Systeme unter realen Betriebsbedingungen ist dieser Bedarf sehr relevant. Zusätzlich zur bisher diskutierten Kühlung von Brennkammern [36, 41, 90], stehen dbzgl. auch aktiv gekühlte Hitzeschilde von wiedereintrittsfähigen Raumtransportsystemen im Fokus [4, 28, 81]. Nur wenn eine belastbare Aussage zum internen Wärmeübergang getroffen werden kann, wird in der Auslegung eines gekühlten Thermalschutzes dessen gezielte Dimensionierung möglich. In der vorliegenden Arbeit motiviert dieser Bedarf die quantitative Cha-

## 2 Theoretischer Hintergrund

---

Charakterisierung Luft- und Raumfahrt relevanter CMC-Materialien hinsichtlich ihres internen Wärmeübergangsverhaltens.

Untersuchungen zur Bestimmung des materialinternen Wärmeübergangs beschäftigen sich häufig mit anderen Materialklassen. So beschreiben Nie et al. [75] bspw. eine Methode zur Bestimmung des internen Wärmeübergangskoeffizienten bei Kugelschüttungen. Mayer [66] entwickelte im Rahmen ihrer Dissertation ein semi-analytisches Verfahren zur Beschreibung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten in regelmäßigen metallischen Strukturen. In den Arbeiten von Younis und Viskanta [112] oder Dietrich [15] steht die Charakterisierung von keramischen Schwämmen im Vordergrund. Im Vergleich zu den in der Folge schwerpunktmäßig betrachteten CMC-Werkstoffen weisen die zuvor genannten Materialien in der Regel eine wesentlich höhere Porosität auf. Eine Übertragung dieser bekannten Zusammenhänge ist dadurch nicht direkt möglich. Eine Gemeinsamkeit, der alle aufgeführten Studien in diesem Zusammenhang dennoch gehorchen, ist das zugrundeliegende Gleichungssystem nach Gln. (2.1) und (2.2). Sind die Stoffeigenschaften des betrachteten Materials bekannt und geeignete Randbedingungen verfügbar, ist der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient die einzige Unbekannte des Systems und somit bestimmbar. Die genauen Lösungsstrategien der einzelnen Studien [15, 66, 75, 112] sind dabei durchaus verschieden. Das übergeordnete Ziel ist jedoch jeweils identisch und besteht in der Quantifizierung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten des betrachteten Materials. Diese Parallele wird im Rahmen dieser Arbeit ausgenutzt. Bereits erfolgreich eingesetzte Ansätze zur Bestimmung des internen Wärmeübergangs werden aufgegriffen und zur makroskopischen Beschreibung poröser CMC-Strukturen angepasst. Das hierfür modifizierte Verfahren basiert im Grunde auf der Idee von Younis und Viskanta [112] bzw. Dietrich [15]. Die Autoren ermitteln den internen Wärmeübergang anhand eines Abgleichs experimenteller und numerischer Temperaturverläufe innerhalb der porösen Struktur. Dazu wird das durchströmte System einer definierten Wärmelaständerung ausgesetzt. Eine entsprechende Temperatursensorik detektiert die zeitliche Reaktion auf die eingetragene Änderung und erzeugt so einen Referenzdatensatz, der zur Anpassung der numerischen Beschreibung des Gleichungssystems nach Gln. (2.1) und (2.2) herangezogen werden kann. Durch ein iteratives Verfahren kann nun der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient solange angepasst werden, bis die berechneten Temperaturverläufe den gemessenen Verläufen hinreichend genau entsprechen. Diese Methodik sowie die nötigen Anpassungen zur Beschreibung von CMC-Strukturen werden in Kap. 5.1 eingeführt und in der Folge ausführlich diskutiert.

Analog zur ›klassischen‹ Betrachtung konvektiver Wärmetransportvorgänge, muss zur vollständigen Charakterisierung des Problems auch eine Aussage zum jeweilig vorliegenden Strömungsregime getroffen werden [50]. Bei regelmäßigen Strukturen wird hierfür üblicherweise die Reynolds-Zahl gebildet mit dem Partikel- oder

Porendurchmesser herangezogen [1, 108]. Die hier betrachteten CMC-Strukturen weisen jedoch eine lediglich statistisch regelmäßige Struktur auf. Die experimentelle Bestimmung der internen Rissstruktur wie bspw. in Wagner et al. [103] ist häufig modellbasiert und dadurch abhängig von der verwendeten Messtechnik. Die Wahl einer aussagekräftigen charakteristischen Länge fällt für CMC-Materialien somit recht schwer. Florio et al. [23] umgehen dieses Problem, indem sie den Permeabilitätskoeffizienten nach Darcy als charakteristische Länge verwenden. Die Autoren nutzen diese Normierung, um ihre Ergebnisse zur Durchströmbarkeit von Glasfaser verstärkten Kunststoffen zu strukturieren. Die in [23] untersuchten Werkstoffe fallen einer abweichenden Materialklasse zu, die in ihrem Aufbau jedoch einige Parallelen zu den CMC-Werkstoffen aufweisen. Diese Art der Charakterisierung des materialinternen Strömungsregimes hat sich im Bereich der Luft- und Raumfahrt bislang nicht durchgesetzt. Hier werden in der Regel die Darcy-Geschwindigkeit sowie die jeweiligen Permeabilitätskoeffizienten zur dimensionsbehafteten Einordnung herangezogen [4, 32, 60]. Dementsprechend orientiert sich die Analyse des Strömungsregimes der nachfolgend betrachteten Materialien an diesem Standard, welcher in Kap. 4.2 betrachtet wird.

Die internen Eigenschaften der Transpirationskühlung lassen sich prinzipiell auch auf mikroskopischer Ebene abbilden (bspw. in [66]). Bei dieser Art der Charakterisierung sinkt der Modellierungsumfang und die Betrachtung wird detailreicher [50]. Die typischerweise sehr feine Porenstruktur von CMC-Strukturen erschwert jedoch erheblich die Anwendung dieses Ansatzes. Um dieser Schwierigkeit zu entgehen, wird im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich die makroskopische Betrachtung zur quantitativen Beschreibung verwendet.

### Externe und Kopplungseigenschaften

In den Arbeiten von Langener et al. [57–60] wird die Kopplung aus Sicht der internen Eigenschaften betrachtet. Anhand von integralen und eindimensionalen Ansätzen wird darin der wandinterne Druckverlust, die Wandtemperatur sowie der Wärmeeintrag für transpirationsgekühlte CMC-Strukturen beschrieben. Die darin verwendeten Wärmestromdichten bzw. Stanton-Zahlen dienen als Randbedingung zur modellhaften Beschreibung der Versuchsdaten. Da eine direkte Bestimmung dieser charakteristischen Größen nicht Bestandteil der Arbeiten [57–60] ist, wird die benötigte Randbedingung aus dem Modell nach Kays et al. [51] über

$$\frac{St}{St_0} = \frac{b_h}{e^{b_h} - 1} \quad \text{mit} \quad b_h = \frac{F}{St_0} \quad (2.15)$$

abgeleitet. Der Index 0 kennzeichnet hier, sowie im weiteren Verlauf dieser Arbeit, den Fall ohne Kühlung. Langener et al. [57–60] erreichen mit dieser Betrachtungs-

## 2 Theoretischer Hintergrund

---

weise eine gute Wiedergabe der experimentell bestimmten Kühleffektivitäten bei Transpirationskühlung. Zusätzlich implizieren diese Arbeiten damit auch eine geeignete thermische Beschreibung aktiv gekühlter CMC-Materialien durch den Ansatz nach Kays et al. [51] für die betrachteten Betriebszustände in [57–60].

Zur Absicherung dieser eher indirekten Aussage bzgl. der Kopplungseigenschaften bei Transpirationskühlung werden in der vorliegenden Arbeit der Reibungsbeiwert sowie die Stanton-Zahl anhand experimentell bestimmter Gs-Profile ermittelt. Neben der Verifikation der Ergebnisse von Langener et al. [57–60], können mithilfe dieses Vorgehens vereinfachte Ansätze zur Auslegung transpirationsgekühlter CMC-Systeme qualifiziert und Referenzdaten zur Überprüfung höherwertiger Verfahren zur Berechnung des Problems bereitgestellt werden. Teilergebnisse dieser Arbeit dienen bspw. bereits als experimentelle Referenz zur numerischen Beschreibung der Interaktion von Kühlfluid und Heißgasströmung in [01e, 02e, 04e].

In den 1960er Jahren wurden bereits zahlreiche experimentelle Studien zur Gs-Beeinflussung durch Transpirationskühlung durchgeführt (z.B. in [47, 73, 85, 94, 96]<sup>8</sup>). Stevenson [96] analysierte in jener Zeit bspw. das Verhalten einer turbulenten und isothermen Geschwindigkeits-Gs bei Ausblausung bzw. Absaugung über eine poröse Wandstruktur. Anhand eigener Messungen und Referenzdaten anderer Autoren (u.a. [86, 87]) entwickelte Stevenson [96] ein Wandgesetz zur Beschreibung einer, per zu- oder abgeführter Masse, veränderten Gs. Isaacson und Alsaji [47] erweiterten diese Betrachtungen um die turbulente Temperatur-Gs. Die Autoren untersuchten in [47] die Auswirkungen auf die Gs bei Fluidinjektion über eine elektrisch beheizte poröse Sintermetallplatte. Den Effekt der Einblasung auf die Wandschubspannung beschreiben Isaacson und Alsaji [47] dabei als in guter Übereinstimmung mit dem zuvor eingeführten Wandgesetz nach Stevenson [96]. Auf dieser Datenbasis formulierte Bradshaw [7] ein Wandgesetz zur Beschreibung der Temperatur-Gs bei Fluidinjektion. Sind Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen bekannt, lassen sich mit Hilfe von Wandgesetzen wie bspw. von Stevenson [96] oder Bradshaw [7] die Geschwindigkeits- bzw. Temperaturprofile einer transpirationsgekühlten Grenzschicht ermitteln<sup>9</sup>.

Im selben Jahrzehnt fanden auch die Arbeiten von Moffat und Kays [73] sowie Simpson et al. [94] statt. Durch die Gs-Vermessung inkompressibler Strömungen untersuchten diese Studien die Impuls- und Wärmeübergangskarakteristik bei Transpirationskühlung. Der verwendete Versuchsaufbau war dabei vergleichbar zu dem von Isaacson und Alsaji [47], bei welchem elektrisch beheizte Sintermetallplatten als poröse Wandstruktur dienten. Neben weiteren Arbeiten, die am

---

<sup>8</sup>Die aufgeführten Beiträge können als exemplarisch für eine Vielzahl ähnlicher Untersuchungen angesehen werden. Die gewählten Studien werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit relevant und dienen hier zur Verdeutlichung der Fragestellung und des gewählten Vorgehens.

<sup>9</sup>Verwendung in dieser Arbeit umgekehrt; über Clauser-Verfahren [10] wird mittels gemess. Gs-Profile auf  $c_f$  u. St geschlossen. Hierfür verwendete Gesetze werden in Kap. 5.3.2 eingeführt.

gleichen Windkanal zur Gs-Beeinflussung durch Transfer von Masse durchgeführt wurden, bilden die Experimente aus [73, 94] die Datengrundlage für den in Gl. (2.15) angegebenen Ansatz. Diese Beziehung resultiert aus der Integration einer vereinfachten Energiebilanz über die Gs-Dicke bei Fluidinjektion. Die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb der Gs wird dabei durch eine Couette-Strömung approximiert. Analog zur Energie, kann mittels dieses Ansatzes auch die Impulsbilanz der Gs betrachtet und ein Zusammenhang

$$\frac{c_f}{c_{f,0}} = \frac{b_f}{e^{b_f} - 1} \quad \text{mit} \quad b_f = \frac{F}{c_{f,0}} \quad (2.16)$$

zur Beschreibung der Reibungsbeiwerte bei Fluidinjektion abgeleitet werden [51]. Mit den Gln. (2.15) und (2.16) stehen somit theoretische Beziehungen zur Verfügung, um die Änderung der Impuls- und Wärmeübergangscharakteristik einer transpirationsgekühlten Gs zu beschreiben. Neben den Arbeiten von Langer et al. [57–60], bestätigen auch Meinert [70] und Jiang et al. [48] den Ansatz nach Kays et al. [51] als geeignet zur modellbasierten Wiedergabe ihrer jeweiligen experimentellen Daten zur Transpirationskühlung.

Bereits in den 1950er Jahren verwendeten Eckert und Livingood [19] einen ähnlichen Zusammenhang zur Beschreibung der Minderung des Wandwärmestroms bei Transpirationskühlung<sup>10</sup>. Deren Ansatz kann per Gleichung über

$$\frac{\text{St}}{\text{St}_0} = \frac{r \varphi}{e^{r \varphi} - 1} \quad \text{mit} \quad r = \frac{2.11}{\text{Re}_x^{0.1}} \quad \text{und} \quad \varphi = \frac{\rho_c c_{p,c} v}{h_0} \quad (2.17)$$

ausgedrückt werden. Der Parameter  $r$  stellt darin das Verhältnis der Geschwindigkeiten am Übergang von reinviskoser Unter- zur Kernschicht und der ungestörten Strömung außerhalb der Gs dar. Nach [19] wird dieses Geschwindigkeitsverhältnis über die Reynolds-Zahl korreliert und skaliert in Gl. (2.17) die Größe  $\varphi$ , welche als Inverse einer speziellen Form der Stanton-Zahl interpretiert werden kann. Die Grundlage des Ansatzes nach Eckert und Livingood [19] bildet eine Energiebilanz des porösen Wandsegments und der reinviskosen Unterschicht. Der wesentliche Unterschied zum Modell nach Kays et al. [51] stellt das betrachtete Kontrollvolumen dar. Die Autoren wählen in [19] den Übergang der reinviskosen Unter- zur Kernschicht als ›obere‹ Betrachtungsgrenze. Dies bedingt die Berücksichtigung dieser Berandung durch das Geschwindigkeitsverhältnis  $r$ . Kays et al. [51] betrachten hingegen die komplette Gs als Kontrollvolumen. Dies resultiert in einer identischen Gleichungsstruktur (vgl. Gln. (2.17) u. (2.15)), die jedoch über die Ausblaserate  $F = \rho_c v / (\rho_\infty u_\infty)$  und der ›klassischen‹ Stanton-Zahl  $\text{St} = h / (\rho c_p u)$  den Bezug zur Strömung außerhalb der Gs herstellt.

<sup>10</sup>Eckert und Livingood [19] geben als Quelle von Gl. (2.17) den Artikel von Friedman [24] an. Dieser liegt der Arbeit leider nicht vor, weswegen als Referenz des Ansatzes im Folgenden Eckert und Livingood [19] genannt wird.

## 2 Theoretischer Hintergrund

---

Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung der Impuls- und Wärmeübergangscharakteristik bei Transpirationskühlung wurde 1954 von Rubesin [87] vorgestellt. Der Autor führt in seiner Studie eine analytische Lösung zur Berechnung des Reibungsbeiwerts in Abhängigkeit der lokalen Reynolds-Zahl und Ausblaserate aus. Die Grundlage dieser Analyse bildet die Impulsbilanz der Kernschicht einer transpirationsgekühlten Gs. Die gewählte ›untere‹ Betrachtungsgrenze des Kontrollvolumens nach Rubesin [87] entspricht somit der ›oberen‹ Berandung im Ansatz nach Eckert und Livingood [19]. Die Approximation der Geschwindigkeits-Gs durch eine Couette-Strömung, wie sie in [51] verwendet wird, adressiert in erster Linie den Kernbereich der Gs, was die zugrundeliegenden Kontrollvolumina der Modelle von Rubesin [87] und Kays et al. [51] vergleichbar macht. Die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb des betrachteten Bereichs wird in [87] über den Prandtl'schen Mischungswegansatz modelliert. Anhand daraus abgeleiteter Impulsverlustdicken<sup>11</sup>, wird über eine entsprechende Impulsbilanz auf die lokalen Reibungsbeiwerte geschlossen. Basierend auf dieser Lösung zum Reibungsbeiwert wird die Wärmeübergangscharakteristik in Rubesin [87] über ein Analogieverfahren beschrieben. Die entwickelte Methodik nach [87] wird in Rubesin und Pappas [86] u.a. gegenüber experimenteller Daten validiert. In diesem Bezug wird für die Transpirationskühlung eines Einstoffsystems (Luft/Luft) eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Referenzdaten erzielt.

Neben den aufgeführten Arbeiten sind in der Literatur zahlreiche weitere Veröffentlichungen mit ähnlicher Fragestellung zu finden. In der Regel basieren diese jedoch ebenfalls auf metallischen Sinterwerkstoffen. Die Ausgangssituation bei der Betrachtung der externen Eigenschaften der Transpirationskühlung ist somit vergleichbar zum gegenwärtigen Stand bzgl. der internen Eigenschaften, welche annähernd keine Studien mit CMC-Werkstoffen enthalten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden deshalb etablierte Verfahren zur Beschreibung der Kühlmethode aufgegriffen, überprüft sowie angepasst, um die Kombination aus Transpirationskühlung und moderner CMC-Materialien zu beschreiben.

---

<sup>11</sup>Impulsverlustdicke entspricht der Dicke einer hypothetischen Stromröhre in der Außenströmung, die den reibungsbedingt ›fehlenden‹ Impulsstrom der Gs enthält [27].



## Versuchsstände und Messtechnik

Die in Kapitel 2 getroffene Aufteilung in interne und externe physikalische Effekte der Transpirationskühlung wurde auch beim Aufbau und Einsatz der Versuchsstände aufgegriffen. Dementsprechend wurden im Verlauf dieser Arbeit zwei separate Versuchsaufbauten entwickelt und gezielt zur Untersuchung der jeweilig dominierenden physikalischen Mechanismen eingesetzt.

In diesem Kapitel werden beide Aufbauten vorgestellt und deren Komponenten sowie die jeweilig eingesetzte Instrumentierung erklärt. Zusätzlich werden die verwendeten Messtechniken, mit Bezug auf die beobachteten Vorgänge und Voruntersuchungen, zur allgemeinen Charakterisierung der Versuchsstände beschrieben. Am Ende des Kapitels wird auf die Messdatenerfassung eingegangen.

### 3.1 Drucktank

Idealisiert man in der theoretischen Betrachtung der Transpirationskühlung den Übergang zwischen poröser Struktur und Heißgasströmung durch Randbedingungen, die den Erhaltungsgleichungen genügen, kann die Charakterisierung der internen Effekte auf das durchströmte poröse Material beschränkt werden. Die Art der Wärmelast spielt dabei nur eine untergeordnete Rolle und wird durch diese Betrachtung lediglich als thermische Randbedingung berücksichtigt. Diese Interpretation wurde beim nachfolgend beschriebenen Versuchsaufbau ausgenutzt, um mit einem überschaubaren experimentellen Aufbau detaillierte Daten zur Beschreibung der internen Transpirationskühlungseigenschaften zu sammeln.

Der hierfür verwendete Versuchsstand beschränkt sich im Wesentlichen auf das Kühlgasplenum sowie die poröse Probe, welche vereinfacht als Drucktank betrachtet werden können und so dem Aufbau den Namen geben. Die bei der

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

Transpirationskühlung durch Konvektion dominierende Wärmelast auf der Heißgasseite der porösen Wand wird hier durch Strahlungswärme ersetzt. Dadurch entsteht ein kompakter Versuchsaufbau, der sehr flexibel einsetzbar ist und dessen thermische Randbedingungen gut kontrollierbar sind.

#### 3.1.1 Komponenten und Geometrie

Der Aufbau des Drucktankversuchs (DTV) ist in Abb. 3.1 dargestellt. Neben einer Übersichtsansicht ist in Abb. 3.1 (b) der Kern des Versuchsstands, bestehend aus Infrarot (IR)-Flächenstrahler, gekühltem Strahlungsschirm, Kühlgasplenium und poröser Probe abgebildet.

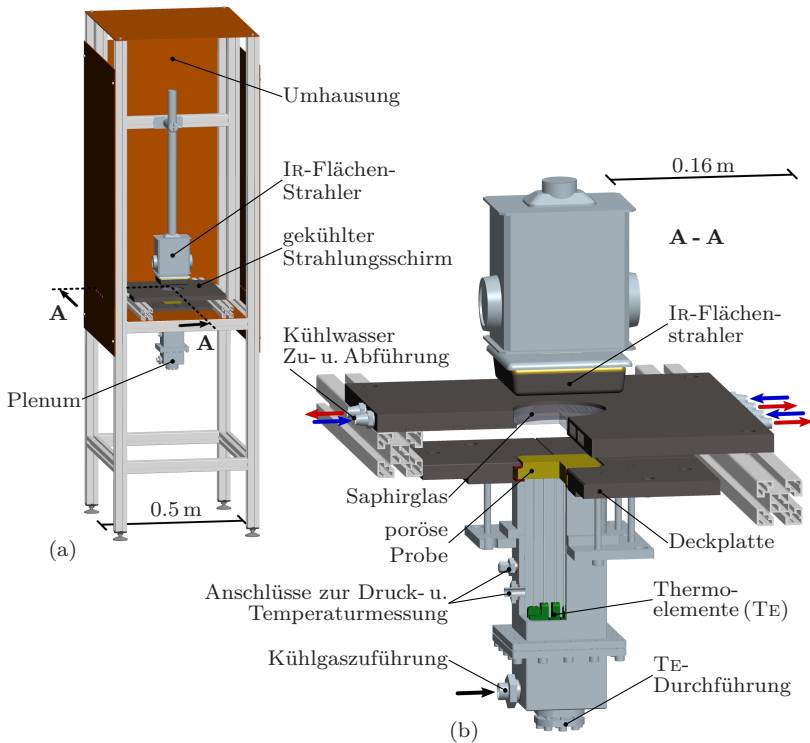


Abbildung 3.1: CAD Darstellung zum DTV: (a) kompletter Versuchsaufbau; (b) Vergrößerung mit Teilausbruch durch Deckplatte, Probe und Plenum

Die untersuchte poröse Materialprobe ist zwischen Kühlgasplenum und Deckplatte verspannt. Die obere Fläche der Probe bildet dabei eine Ebene mit der Deckplatte und besitzt je nach Art des untersuchten Materials eine Austrittsfläche von  $64\text{ mm} \times 64\text{ mm}$  bzw.  $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ . Auf die Geometrie und die Eigenschaften des untersuchten porösen Materials wird in Kapitel 4 detailliert eingegangen. Plenum und Deckplatte sind aus Edelstahl gefertigt, um die thermischen und mechanischen Lasten während der Versuche aufnehmen zu können. Zur Vermeidung von Leckagen zwischen der Probe und dem Plenum werden KLINGERSIL C-4430plus Flachdichtungen an den Kontaktflächen verwendet. Diese Faser-Nitrilkautschuk-Dichtungen besitzen neben den Dichteigenschaften auch eine geringe Wärmeleitfähigkeit und tragen so zur thermischen Isolation der porösen Probe, dem eigentlichen Versuchsträger, bei. Zwischen Flächen, die keine mechanischen Lasten übergeben oder nicht zur Abdichtung beitragen, ist konstruktiv ein Luftspalt vorgesehen. Dadurch werden potenziell auftretende laterale Wärmeströme möglichst klein gehalten.

Die Wärmelast wird beim DTV als IR-Strahlung aufgeprägt. Hierfür wurde der keramische IR-Flächenstrahler SHTS/100 von ELSTEIN eingesetzt. Das Heizelement emittiert bei Betriebstemperaturen von bis zu  $900\text{ }^\circ\text{C}$  eine Strahlungsleistung<sup>1</sup> von  $80\text{ kW/m}^2$  auf einer Fläche von  $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ . Der IR-Strahler ist ca.  $50\text{ mm}$  oberhalb der porösen Probe installiert. In diesem Arbeitsabstand wird nach Herstellerangaben ein nahezu homogenes Strahlungsprofil erzeugt.

Der Strahlungsschirm separiert den heißen oberen Bereich des Aufbaus von der porösen Probe. In der Mitte des Schirms ist ein rundes Saphirglas<sup>2</sup> mit  $80\text{ mm}$  Durchmesser eingearbeitet (s. Abb. 3.1 (b)). Dadurch fällt die vom Heizer emittierte IR-Strahlung im Bereich unterhalb des Saphirglases auf die poröse Probe, das dort ausströmende Kühlgas jedoch nicht auf die heiße Oberfläche des Strahlers. Das Heizelement kann dadurch mit annähernd konstanter Oberflächentemperatur betrieben werden. Der in einer Höhe von ca.  $25\text{ mm}$  über der Probe positionierte, wassergekühlte Strahlungsschirm stellt zudem sicher, dass Strahlung lediglich direkt vom Heizelement und nicht zusätzlich durch die erwärmten Komponenten des Aufbaus auf den Versuchsträger fällt. Die Wasserkühlung des Strahlungsschirms transportiert dabei den Energieanteil, der nicht durch das Saphirglas transmittiert wird, unmittelbar aus dem Versuchsaufbau ab. Im Versuch werden die Temperaturen der umgebenden Komponenten dadurch auf einem moderaten Niveau gehalten und somit kein wesentlicher Strahlungsbeitrag erzeugt. Eine zusätzliche Umhausung des kompletten Aufbaus verringert störende Umgebungseinflüsse während der Versuche (s. Abb. 3.1 (a)).

---

<sup>1</sup>Die Oberfläche des Heizers ist im Betrieb rotglühend und emittiert nach Herstellerangaben breitbandige IR-Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen  $2\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$  [20]

<sup>2</sup>Saphir ist ein künstlicher Kristall, der im sichtbaren und im IR-Wellenlängenbereich zwischen  $0.17\text{ }\mu\text{m}$  und  $5.5\text{ }\mu\text{m}$  transmittiert [78]

### 3.1.2 Instrumentierung

Der DTV ist nach dem Kühlgasmassenstrom geregelt. Hierfür wurde der thermische Massenstromregler HFC-303 von TELEDYNE HASTINGS mit einem Regel- und Messbereich zwischen 0 g/s und 10.75 g/s (Luft als Arbeitsmedium) bei einer Genauigkeit von  $\pm 0.054$  g/s verwendet. Die Zuführung des geregelten Kühlgasmassenstroms erfolgt über einen Anschluss am unteren Teil des Plenums (s. Abb. 3.1 (b)). Als Kühlmedium wird komprimierte Luft verwendet, die über einen ATLAS COPCO GA 22 Schraubenkompressor kontinuierlich zur Verfügung steht.

Der Druck innerhalb des Kühlgasplenums wird in etwa auf halber Höhe des Reservoirs abgegriffen und über einen Absolutdruckaufnehmer gemessen. Je nach Eigenschaften der untersuchten porösen Probe stehen hierfür zwei piezoresistive Druckaufnehmer in den Messbereichen 0 bar bis 3 bar mit einer Genauigkeit von  $\pm 1.5$  mbar und 0 bar bis 15 bar mit einer Genauigkeit von  $\pm 7.5$  mbar zur Verfügung (NEWPORT OMEGA, PAA33X-C-3 und PAA33X-C-15).

Die Temperatur des zugeführten Kühlgases wird mit zwei Thermoelementen (TE) gemessen. Diese beiden sowie alle übrigen zur Instrumentierung der Versuche verwendeten TE sind Typ K, Klasse 1 Standard Thermoelemente gemäß DIN EN 60584-3 [17]. Je nach Anwendungsbereich kommen gemantelte TE mit geerdeter Messspitze oder Feindraht-TE mit offener Messspitze zum Einsatz. Für die Kühlgastemperaturmessung werden Mantel-TE verwendet, die über Klemmverschraubungen in der Mitte des Plenums positioniert sind. Der Temperaturverlauf an bzw. innerhalb der porösen Probe wird durch zehn, in unterschiedlichen Tiefen verbauten, TE gemessen. Details zur Versuchsträgerinstrumentierung werden in Kap. 4 gegeben. Zur Bestimmung lateraler Wärmeströme, die über Wärmeleitung von der Probe in die Deckplatte und in das Kühlgasplenum auftreten, sind am Versuchsaufbau weitere acht Feindraht-TE installiert.

Vor der Integration der Temperatursensoren im Versuchsaufbau wurde die Genauigkeit der verwendeten TE mit Hilfe einer stationären Temperaturkalibration in einem AMETEK RCT-159B Trockenblock-Kalibrator erhöht. Im kalibrierten Temperaturbereich zwischen 10 °C und 155 °C konnte dadurch eine Genauigkeit von  $\pm 0.1$  °C, zuzüglich der Abweichung von der jeweiligen Kalibrierkurve, erreicht werden (typische resultierende Messunsicherheit  $\delta T_{TE} < 0.2$  °C).

### 3.1.3 Voruntersuchungen am Drucktank

Der Zweck des Drucktankversuchs ist die detaillierte Charakterisierung der internen Eigenschaften der Transpirationskühlung. Um diesbezüglich klare Aussagen treffen zu können, müssen die Versuchsbedingungen bestmöglich bekannt sein. In

diesem Zusammenhang spielen die zeitliche Reaktion des Aufbaus auf Wärmelaständerungen sowie die Strahlerleistung und -regelung eine wesentliche Rolle für die Interpretation der Experimente und der sich anschließenden Modellbildung.

#### Regelung der Strahlerleistung

Für den Betrieb des IR-Strahlers kommen prinzipiell mehrere Arten der Regelung in Frage. Die Steuerung des Heizelements über die aufgenommene elektrische Leistung ist naheliegend und lässt sich, bspw. über einen Trenntransformator, relativ einfach realisieren. Die elektrische Leistung des Strahlers wird durch dessen Heizwiderstand in thermische Energie gewandelt. Je mehr Strom vom Trenntrafo zur Verfügung gestellt wird, desto höher ist die thermische Leistung.

In der Grundkonfiguration wurde der DTV über eine konstante elektrische Leistung geregelt. Liegen an der porösen Probe hohe Kühlgasraten an, wird die vom Strahler absorbierte Wärme bzw. die sich dadurch entwickelnde Temperatur weitestgehend durch Konvektion abtransportiert. Der eigentliche Versuchsträger bleibt dadurch vergleichsweise kühl. Im Fall ohne bzw. bei sehr kleinen Kühlgasraten heizt sich die poröse Probe auf Temperaturen von bis zu 300 °C auf und der Strahler erfährt eine nicht unerhebliche Rückstrahlung vom Versuchsträger. Die sich einstellende Oberflächentemperatur des Heizelements ist dabei merklich von dieser Rückstrahlung abhängig. Ein Problem zweier Flächen im gegenseitigen Strahlungsaustausch liegt vor und die Strahlungsleistung wird abhängig von der Temperatur der porösen Probe bzw. der Kühlgasrate. Die vom Trenntransformator konstant gehaltene elektrische Leistungsaufnahme des Strahlers kann dies nicht kompensieren. Möchte man die emittierte IR-Strahlung als konstante thermische Randbedingung verwenden, ist die Steuerung des Heizelements über die elektrisch aufgenommener Leistung ungeeignet für den Versuchsbetrieb.

Zweckmäßiger ist es in diesem Zusammenhang den direkten physikalischen Zusammenhang, auszunutzen und den IR-Strahler nach dessen Oberflächentemperatur und damit der Strahlungsleistung zu regeln. Hierzu wurde in der zuletzt verwendeten Konfiguration die Temperatur des keramischen Flächenstrahlers während der Versuche mit einem LTR 4200 Labor-Temperaturregler von JUCHHEIM SOLINGEN konstant gehalten. Als Regelparameter diente hier die Temperatur des Strahlers, welche direkt durch ein TE auf der beheizten Oberfläche gemessen wird. Ändert sich die Oberflächentemperatur, wird die elektrische Leistung nachgeregelt, bis der Sollwert wieder erfüllt ist. Ist die Regelung gut abgestimmt, können Versuche bei nahezu konstanter Oberflächentemperatur und damit auch konstanter emittierter Strahlungsleistung durchgeführt werden. Fotografien zu dieser Anordnung sind im Anhang in Abb. A.1 oder Abb. A.2 zu finden. Neben dem TE, welches zur Strahlerregelung verwendet wird, ist in den Bildern ein zweites TE an der

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

---

beheizten Fläche des Strahlers zu erkennen. Dieser zusätzliche Temperatursensor wird während der Versuche über die Datenerfassung ausgelesen und ermöglicht es so, in der Auswertung auf die Oberflächentemperatur zurückgreifen zu können.

#### Leistungsmessung des Infrarot-Strahlers

Zur Bestimmung der IR-Strahlerleistung wurde die poröse Probe in Voruntersuchungen durch den thermischen Sensor FL400A-BB-50 von OPHIR PHOTONICS ersetzt. Der Detektor dieses Leistungsmessgeräts ist im Wellenlängenbereich zwischen  $0.19\ \mu\text{m}$  und  $20\ \mu\text{m}$  sensitiv und misst damit in einem breiten Bereich des nahen und mittleren Infrarot. Strahlungsleistungen von  $300\ \text{mW}$  bis  $500\ \text{W}$  können durch dieses Messgerät mit einer Genauigkeit von  $\pm 3\%$  erfasst werden.

Der Messkopf des Geräts wurde zur Leistungsmessung an Stelle der porösen Probe unterhalb des Saphirglases fixiert (s. Abb. 3.1 und Abb. A.2). Strahlungsanteile, die aufgrund von Reflexion auftreten sowie die Abschwächung der Strahlung durch die limitierte Transmissivität<sup>3</sup> des Saphirglases werden so berücksichtigt und sind im Messergebnis direkt enthalten. Die thermische Situation des Aufbaus ist auf diese Weise weitestgehend mit der des eigentlichen Versuches identisch.

Die Messwerte des Leistungsmessgeräts wurden in dieser Voruntersuchung über einen Zeitraum von 1 min bzw. in einer zweiten Messreihe über 30 min gemittelt. Die daraus resultierenden Messdaten sind in Abb. 3.2 als flächenspezifische Wärmeströme  $\dot{q}$  über der geregelten Strahlertemperatur  $T_{\text{Str}}$  aufgetragen. Die Oberflächentemperatur wurde in einem für die durchgeführten Versuche typischen Betriebsbereich zwischen  $844\ \text{K}$  und  $1039\ \text{K}$  variiert. Am thermischen Sensor ergaben sich dabei Strahlungsleistungen zwischen  $6.55\ \text{kW/m}^2$  und  $19.81\ \text{kW/m}^2$ . Der lediglich marginale Unterschied zwischen den Messreihen unterschiedlicher Messdauer, bestätigt das Konzept der Temperaturregelung als Heizersteuerung und weist auf eine gute Wiederholbarkeit der Versuche hin.

Um im Betrieb des DTV eine möglichst große Flexibilität zu haben und dennoch in der Auswertung auf eine präzise thermische Randbedingung zurückgreifen zu können, wurde mithilfe dieser Messreihen eine Kalibrierkurve erstellt. Zur Beschreibung des physikalischen Zusammenhangs zwischen Strahlungsleistung und Temperatur, wird auf ein Verfahren nach Martiny et al. [65] zurückgegriffen, dessen grundlegende Gleichungsstruktur mit der des Planck'schen Strahlungsgesetzes vergleichbar ist. Bei diesem Kalibrierverfahren wird mithilfe dreier Kalibrierkonstanten  $R$ ,  $B$  und  $F$  der Bezug zwischen Oberflächentemperatur und emittierter Strahlungsleistung hergestellt. Alle unbekanntenen Größen des Problems werden durch eine Regressionsrechnung, in der die Kalibrierkonstanten bestimmt werden,

---

<sup>3</sup>Transmissivität ist abhängig von der Dicke und liegt beim verwendeten Glas bei ca.  $54\%$  [6]

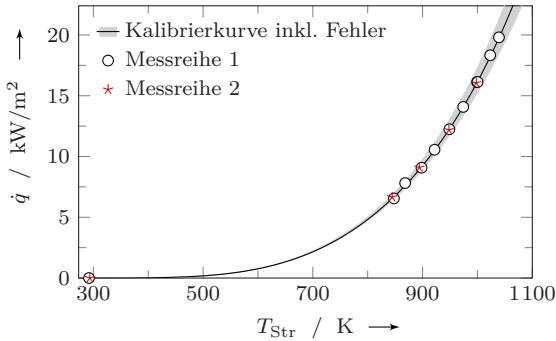


Abbildung 3.2: Leistungsmessung des IR-Strahlers am DTV; Kalibrierkurve in Anlehnung an Martiny et al. [65]; Messreihe 1: gemittelte Werte über 1 min; Messreihe 2: gemittelte Werte über 30 min

implizit in diese überführt. Betrachtet man die emittierte Strahlungsleistung als die gemessene flächenspezifische Leistung  $\dot{q}$ , kann das Kalibrierverfahren durch

$$\dot{q} = \frac{R}{e^{B/T} - F} \quad \text{bzw.} \quad T = \frac{B}{\ln(R/\dot{q} + F)} \quad (3.1)$$

ausgedrückt werden. Die Temperatur  $T$  in Gl. (3.1) entspricht in der durchgeführten Kalibration der gemessenen Strahlertemperatur  $T_{\text{Str}}$ . Die resultierende Kalibrierkurve ist zusammen mit den Messpunkten in Abb. 3.2 dargestellt. Neben dem Kurvenverlauf ist der dieser Kalibrierung zugrunde liegende Fehler als grauer Schleier abgebildet. Bei der höchsten vermessenen Temperatur  $T_{\text{Str}} = 1039 \text{ K}$  liegt dieser bei  $-6.4\%$  und  $+7.7\%$ .

### Erzeugung einer definierten Temperaturänderung

Der Schwerpunkt des DTV liegt in der Untersuchung des zeitlichen Verhaltens der internen Transpirationskühlungseigenschaften. Die Art und Weise, wie die zeitlichen Änderungen im System hervorgerufen werden, spielt bei diesen Betrachtungen eine wesentliche Rolle. Um aus den experimentellen Beobachtungen klare Schlüsse ziehen zu können, sollten diese wiederholbar, präzise auf eine gemeinsame Zeitbasis beziehbar und gut durch Randbedingungen beschreibbar sein. Prinzipiell stehen hierfür mehrere Varianten zur Auswahl.

Die resultierenden Verläufe dieser unterschiedlichen Änderungsarten werden anhand von Messreihen an einer metallischen Kugelschüttung (SIKA-B8) exemplarisch diskutiert. Auf die Eigenschaften dieses Materials wird in Kap. 4.1.2

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

detailliert eingegangen. Das qualitative zeitliche Verhalten aufgrund der jeweiligen Änderung ist bei allen in dieser Arbeit untersuchten Materialien nahezu identisch.

Das induzierte Verhalten der unterschiedlichen Varianten ist in Abb. 3.3 dargestellt. Zur Charakterisierung des zeitlichen Temperaturverlaufs wird auf die Messdaten der vier in der porösen Probe oberflächenbündig verbauten TE zurückgegriffen (Abb. 3.3 (a)). Die momentanen Mittelwerte der vier TE sind auf deren stationären Wert  $T_{\text{stat}}$  für lange Laufzeiten ( $t > 15 \text{ min}$ ) des Versuchs normiert. Neben dem Temperaturverlauf ist in Abb. 3.3 (b) auch die jeweilige zeitliche Entwicklung des Druckes im Kühlgasplenum  $p_c$  bei gleicher Normierung dargestellt.

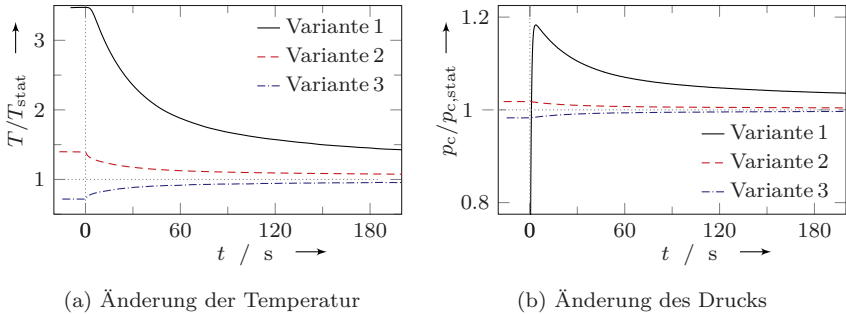


Abbildung 3.3: Varianten zur Erzeugung einer zeitlichen Änderung am DTV; SIKAB8 Probe bei  $\dot{m}_c = 5 \text{ g/s}$  und  $T_{\text{Str}} \approx 1000 \text{ K}$

In der Grundkonfiguration ist der DTV darauf ausgelegt, den Kühlgasmassenstrom zu einem bestimmten Zeitpunkt im Versuch zuzuschalten (Variante 1). Über einen Nebenzweig des Kühlgasleitungssystems wird hierzu der geregelte Massenstrom über ein pneumatisches 3/2 Wege-Ventil (SCHUBERT & SALZER, Typ 7081) am Kühlgasplenum vorbei geleitet. Über einen elektronischen Steuerimpuls schaltet das Ventil um und das Kühlgas strömt ins Plenum sowie durch die poröse Probe. Nach Angaben des Herstellers werden beim Umschalten des verwendeten Ventiltyps hinreichend schnelle Stellgeschwindigkeiten erreicht (zw. 0,2 s u. 0,3 s). Der elektronische Steuerimpuls hat eine Amplitude von 5 V und kann damit über eine entsprechende Schnittstelle als Trigger-Signal in der Datenerfassung aufgenommen werden. Der Bezug auf eine gemeinsame Zeitbasis ist somit direkt umsetzbar.

Bei dieser Variante wird der komplette Aufbau im Versuch zunächst auf ein stationäres Temperaturniveau erwärmt. Zu einem frei wählbaren Zeitpunkt leitet das Steuersignal das Umschalten des Ventils ein und das Kühlgas strömt ins Plenum und durch die poröse Probe. Der erzeugte zeitliche Verlauf der Grundkonfiguration ist als Variante 1 in Abb. 3.3 dargestellt. Bei beiden gemessenen Größen ( $T$  u.  $p_c$ ) ist die induzierte zeitliche Auswirkung deutlich erkennbar. Während



der Temperaturverlauf der Variante 1 vom stationären warmen Ausgangszustand aus monoton abfällt und dem stationären kalten Endzustand entgegen strebt, steigt der Plenumsdruck in den ersten Sekunden deutlich über das erreichte Niveau für längere Versuchszeiten. Beim betrachteten Fall wird nach etwa 4 s ein ausgeprägtes Druckmaximum erreicht. In der Folge klingt dieses ab und strebt ebenfalls dem stationären Endzustand entgegen. Der Verlauf ist dabei vergleichbar zur entsprechenden Temperaturkurve in Abb. 3.3 (a). Begründbar ist diese Charakteristik mit dem in Kap. B.1.7 beschriebenen Zusammenhang zwischen Druckverlust und Temperatur der durchströmten Probe. Ist die poröse Probe wie im hier betrachteten Fall einer Wärmelast und damit erhöhter Temperatur ausgesetzt, ändern sich im Vergleich zum kalten Fall die Stoffeigenschaften des Kühlgases und der Druckverlust steigt bei Durchströmung. Dies spiegelt sich am vergleichbaren Abklingverhalten für Temperatur und Druck für  $t > 4$  s wider.

Bei einer Umschaltzeit von  $\leq 0.3$  s tritt der Maximaldruck erst relativ spät, nach dem Umschalten des Ventils auf (ca. 4 s im Bsp.). Dieses Verhalten kann damit begründet werden, dass sich im Hohlraumvolumen zwischen der porösen Probe und dem 3/2 Wege-Ventil das neue Druckniveau zunächst aufbauen muss, was schließlich in einem nicht konstanten Kühlgasmassenstrom während der Anlaufzeit resultiert ( $t < 4$  s). Erst nach Erreichen des Maximums kann davon ausgegangen werden, dass der eingestellte Massenstrom vollständig die poröse Probe durchströmt.

Diese Eigenschaft macht die Verwendung der Messgrößen als Randbedingungen bei der Modellbildung recht aufwendig. Aus diesem Grund wurden weitere Möglichkeiten zur Erzeugung einer zeitlichen Änderung in Betracht gezogen. Diese sind als Variante 2 und 3 in Abb. 3.3 enthalten.

Bei Variante 2 entspricht der Ausgangszustand dem stationären Endzustand der Variante 1. Die stetige Heizleistung des IR-Strahlers wird von Beginn an mit der Kühlung bei konstantem Massenstrom überlagert. Liegen stationäre Werte vor, wird zu einem bestimmten Zeitpunkt der Wärmestrom durch den IR-Strahler abrupt unterbunden. Dies wird durch das schnelle Einschieben einer für Strahlung undurchlässigen Barriere realisiert. In der Folge klingen Temperatur und Druck ab und streben einem stationären Endwert ohne Wärmelast entgegen.

In Variante 3 wird vom Endzustand der Variante 2 ausgegangen und die Strahlungsbarriere abrupt aus dem Aufbau entfernt. Temperatur und Druck steigen nun monoton gegen einen warmen stationären Endwert. Die resultierenden zeitlichen Verläufe stellen dabei quasi eine Spiegelung der Reaktion auf Variante 2 dar.

Die beiden zuletzt beschriebene Möglichkeiten bieten durch ihre strikt monotonen Verläufe eine klar definierte Randbedingung. Die Gradienten der gemessenen

## 3 Versuchsstände und Messtechnik

---

Größen sind direkt nach dem Entfernen oder Einbringen der Barriere am ausgeprägtesten. Dadurch lassen sich die Messdaten relativ einfach auf den Startzeitpunkt beziehen. Im Vergleich zu Variante 1 sind die gemessenen Werte kleiner und damit auch der Informationsgehalt des Signals geringer. Trotz dieses Nachteils werden die gleichwertigen Varianten 2 und 3 aufgrund ihrer relativen Einfachheit in Bezug auf die Modellbildung der Ausgangsvariante 1 vorgezogen.

Die konstante und bekannte Strahlungswärmelast des DTV wurde im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, um das zeitliche Verhalten der Transpirationskühlung zu untersuchen. Im Fokus stehen hier die internen Eigenschaften der Kühlung. Die Ergebnisse der am DTV durchgeführten Messreihen und die daraus abgeleiteten Modelle werden in Kap. 5.1 diskutiert.

### 3.2 Heißgaskanal

Die Eigenschaften der Transpirationskühlung werden beim Heißgaskanal (HGK) unter konvektiver Wärmelast untersucht. Eine aero- sowie thermodynamisch ähnliche Situation wie bspw. bei der Anwendung in einer Brennkammer wird erzeugt und die Interaktion zwischen Heiß- und Kaltgasströmung zugelassen. Nach der in Kap. 2 eingeführten Unterscheidung, wird die Beobachtung um die externen Eigenschaften erweitert und somit alle physikalischen Effekte der Transpirationskühlung experimentell abgebildet.

Der HGK ist darauf ausgelegt, Untersuchungen zur Injektion von Kühlfluid in eine Heißgasgrenzschicht zu ermöglichen. Damit stehen bei diesem Aufbau die externen Effekte der Transpirationskühlung im Fokus. Um diesbezüglich klare Aussagen treffen zu können, muss die Heißgasströmung von guter Qualität, bestmöglich bekannt und reproduzierbar sein. Diese notwendigen Kriterien werden am Ende des Unterkapitels im Rahmen von Voruntersuchungen diskutiert.

#### 3.2.1 Komponenten und Geometrie

Der HGK wird im Unterdruck betrieben. Eine Übersichtsdarstellung des kompletten Aufbaus ist in Abb. 3.4 gegeben. Eine Wälzkolbenpumpe vom Typ WGK 8000 der Firma PFEIFFER VACUUM sorgt für den nötigen Druckunterschied zur Umgebung zur Erzeugung der Strömung. Getrieben durch einen 160 kW starken Elektromotor evakuiert die Pumpe auf ein minimal mögliches Druckniveau von ca. 0.6 bar und ermöglicht damit Massenströme von bis zu 1.5 kg/s.

Basierend auf dem, über Pumpendrehzahl, Drosselventil und *Bypass*-Strömung, einstellbaren Unterdruck am Anschluss an die Vakuumpumpe wird Luft über einen

Einlauftrichter aus der Umgebung in den Versuchsaufbau eingesogen. Die noch unbeheizte Strömung wird zunächst durch ein Durchflussmessgerät geleitet und im Anschluss über einen Diffusor auf den Querschnitt des Heizers ( $300\text{ mm} \times 300\text{ mm}$ ) erweitert. Durch ein Flächenverhältnis von  $1 : 3.7$  und einem halben Öffnungswinkel von  $4.4^\circ$  ermöglicht der Diffusor nach Mehta und Bradshaw [69] eine ablösungsfreie Anströmung des Heizers.

Zum Temperieren der Strömung wird ein Lufterhitzer vom Typ CSN 803A der Firma SCHNIEWINDT eingesetzt. Der Heizer hat eine elektrische Leistungsaufnahme von bis zu  $44\text{ kW}$  und erhöht damit beim maximalen Auslegungsmassenstrom von  $0.6\text{ kg/s}$  die Strömungstemperatur um ca.  $65\text{ K}$  (im Versuchsbetrieb bei  $0.45\text{ kg/s}$  wurden Temperaturerhöhungen bis zu  $130\text{ K}$  erreicht). Die Heizleistung wird über eine Thyristorsteuerung eingestellt, deren Regelkreis über die Rückkopplung der gemessenen Strömungstemperatur aus dem Nachlauf des Heizers geschlossen wird.

Der eingesetzte Industrieheizer erzeugt ein relativ inhomogenes und damit für die angestrebten Untersuchungen ungenügendes Temperaturprofil. Um dies zu beheben, wurde stromab des Lufterhitzers eine Beruhigungskammer mit umfangreichen Einbauten zur Homogenisierung angebaut. Die Einbauten setzen sich aus einer CFD-optimierten Kombination von Gleichrichterelementen aus Loch- und Prallblechen sowie Sieben zusammen. Neben der Temperaturhomogenisierung soll damit auch eine hohe Strömungsqualität bei allen Betriebspunkten gewährleistet werden. Die im Anschluss daran verbaute Düse reduziert den hydraulischen Durchmesser der Beruhigungskammer auf den Querschnitt der Versuchsstrecke. Das Kontraktionsverhältnis von  $16.7 : 1$  verringert die Geschwindigkeitsfluktuationen bezogen auf die massenstromgemittelte Geschwindigkeit und reduziert damit zusätzlich den Turbulenzgrad der Strömung [69]. Zur Minimierung von Temperaturverlusten durch Wärmeleitung über die Kanalwände, ist der komplette Bereich zwischen dem Diffusor vor dem Heizer und der Versuchsstrecke mit einem temperaturbeständigen Dämmstoff isoliert (nicht dargestellt in Abb. 3.4).

Die eigentliche Versuchsstrecke des HGK bildet ein Rechteckkanal mit einem Querschnitt von  $90\text{ mm} \times 60\text{ mm}$  und einer Länge von ca.  $1\text{ m}$ . Die vier Seitenwände der Versuchsstrecke können beliebig ausgetauscht und dem jeweiligen Untersuchungsschwerpunkt entsprechend angepasst werden. In der unteren Seitenwand sind die poröse Probe und das Kühlgasplenum integriert. Das verwendete Plenum ist baugleich und das Dichtkonzept identisch zu dem des DTV. Lediglich die Verspannung der porösen Probe erfolgt hier gegen eine Edelstahlbuchse, die in das Seitenteil der Versuchsstrecke eingearbeitet ist (s. Abb. 3.6 (b)). Auftretende mechanische Lasten werden von dieser aufgenommen und in den Rahmen des Kanals abgeleitet. Die Seitenwand selbst erfährt auf diese Weise keine direkte mechanische Belastung. Zusätzlich wurde darauf geachtet, dass die Kontaktstellen

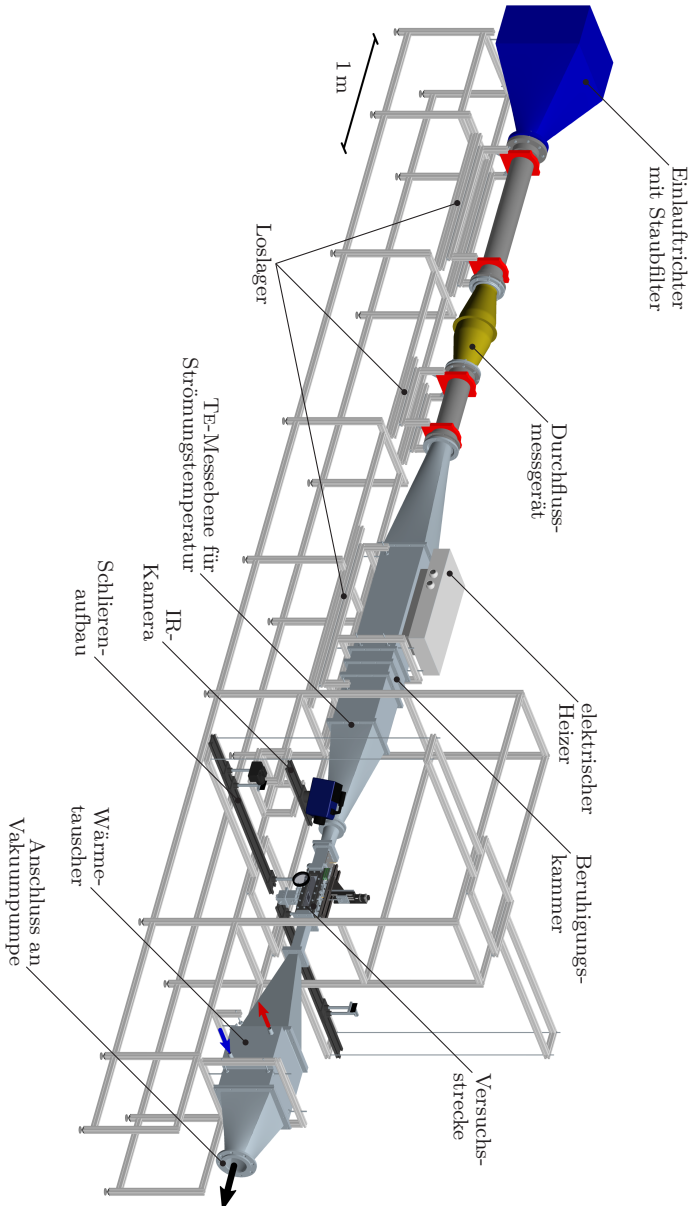


Abbildung 3.4: CAD Darstellung zum Versuchsaufbau des Heißgaskanals; Übersicht mit Komponentenebenzeichnung

zwischen Probe bzw. Plenum und Seitenwand auf ein Minimum reduziert sind. Potenziell auftretende laterale Wärmeströme werden damit möglichst klein gehalten. Zur weiteren thermischen Isolation sind auch hier Luftspalte zwischen den Flächen ohne Dichtungsaufgabe oder Lastaufnahme konstruktiv vorgesehen. Die heißgasseitige Fläche der porösen Probe ist oberflächenbündig mit der Innenseite der Versuchsstrecke verspannt. Die untere Seitenwand selbst ist aus TECAPEEK, einem temperaturbeständigen und wenig wärmeleitenden ( $k = 0.25 \text{ W/m/K}$ ) Kunststoff gefertigt. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit kann in den Versuchen eine annähernd adiabate Situation an der Kanalunterseite hergestellt werden. Dieses Konzept der Versuchsträgerintegration wurde aus Langener et al. [59] übernommen. Die übrigen Seitenteile werden abhängig von der jeweiligen Untersuchung bzw. eingesetzten Messtechnik variiert und werden in Kap. 3.2.4 beschrieben.

Am Ende der Versuchsstrecke schließt sich ein Rechteckkanal mit gleichem Querschnitt an. Ein zweiter Diffusor verbindet diesen mit einem wassergekühlten Wärmetauscher, der bei Bedarf die Strömung auf ein für die Vakuumpumpe tolerierbares Temperaturniveau ( $< 70 \text{ }^\circ\text{C}$ ) reduziert. Mit einem Flächenverhältnis von 1 : 24 und einem halben Öffnungswinkel von  $10.4^\circ$  bzw.  $9.4^\circ$  kann dieser zweite Diffusor keine ablösungsfreie Anströmung des Wärmetauschers bei allen Betriebspunkten garantieren. Um die Gefahr der Rückkopplung von Ablösungseffekten in die Versuchsstrecke zu verringern, wurden am Flansch vor dem Diffusor weitere Siebe eingebaut. Dadurch wird die Strömung im Diffusor turbulent gehalten und somit die Wahrscheinlichkeit einer möglichen Ablösung deutlich reduziert [110].

Um den mechanischen und thermischen Lasten während der Versuche standhalten zu können, sind alle tragenden Komponenten ab dem ersten Diffusor vor dem Heizer aus Stahl bzw. Edelstahl gefertigt. Zur Vermeidung zusätzlicher Spannungen aufgrund thermischer Expansion, ist lediglich der Anschluss an die Vakuumpumpe als Festlager ausgeführt. Alle übrigen Lagerstellen sind durch Gleitschienen als Loslager realisiert und können so die Längenausdehnung des Kanals bei heißen Betriebspunkten im Versuch direkt kompensieren.

### 3.2.2 Instrumentierung

Die Durchströmung des Versuchsträgers ist auch am HGK nach dem Kühlgasmasenstrom geregelt, der Druck im Plenum durch Absolutdruckaufnehmer gemessen und die thermische Situation an der Probe sowie im Plenum mit bis zu 14 TE charakterisiert. Die hierfür verwendete Instrumentierung ist identisch zu der beim DTV (s. Kap. 3.1.2). Dadurch werden die an der porösen Probe gesammelten Messdaten beider Versuchsstände miteinander vergleichbar und können in der Modellentwicklung ineinander überführt werden.

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

Wie im vorigen Abschnitt beschrieben, wird die Strömung im HGK durch einen einstellbaren Druckunterschied zur Umgebung erzeugt. Der dadurch generierte Volumenstrom wird durch ein *Laminar Flow Element* vom Typ LFE50MR2-6 der Firma MERIAM PROCESS TECHNOLOGIES in Kombination mit einem S320 *Controller* der Firma TETRATEC INSTRUMENTS bestimmt. Die Genauigkeit des Systems wird vom Hersteller mit  $\pm 0.3\%$  des jeweiligen Messwerts angegeben.

Die Strömungstemperatur wird am HGK durch zwei Mantel-TE vor der Querschnittreduktion auf die Versuchsstrecke gemessen (s. Abb. 3.4). An derselben Position wird auch die Temperatur zur Regelung des Heizers abgegriffen. Ein weiteres TE nach dem Wärmetauscher dient zur Überwachung der Strömungstemperatur am Anschluss zur Vakuumpumpe. Neben diesen Temperatursensoren zur Messung bzw. Regelung und Überwachung der Strömungstemperatur, sind in der TECAPEEK-Seitenwand vor und nach der porösen Probe weitere TE verbaut. Diese Temperaturmessstellen dienen der Charakterisierung der Kühlwirkung im Nachlauf der durchströmten Probe. Eine Skizze zur Position und Anzahl der in der Seitenwand eingesetzten TE ist nachfolgend in Abb. 3.5 dargestellt.

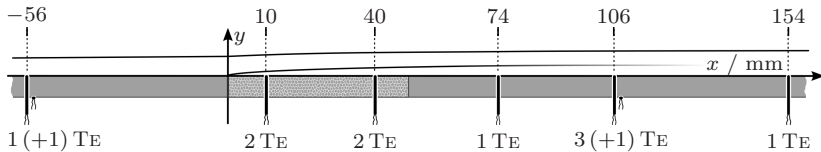


Abbildung 3.5: Position und Anzahl der in der Seitenwand verbauten TE am HGK

Das in der Abbildung eingeführte Koordinatensystem hat seinen Ursprung an der Vorderkante der porösen Probe und am Übergang zwischen Seitenwand und Heißgasströmung. Die Vorderkante der Probe ( $x = 0$  mm) befindet sich 400 mm hinter dem Start der Versuchsstrecke. Der Start der Versuchsstrecke definiert sich in dieser Arbeit über den konstanten Kanalquerschnitt ( $90\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ ) und beginnt damit direkt nach der querschnittsverengenden Düse (s. Abb. 3.4).

An den Positionen  $x = -56$  mm und  $x = 106$  mm sind neben den zur Heißgasströmung oberflächenbündig verbauten Mantelthermoelementen, TE mit offener Messspitze an der Unterseite der TECAPEEK-Wand angebracht. An den gekennzeichneten Stellen mit nur einem TE ist dieses mittig auf der Längsachse des Kanals installiert. An den Positionen mit mehreren Sensoren, sind diese symmetrisch um die Mittellinie verbaut. An den Stellen  $x = 10$  mm und  $x = 40$  mm beträgt der Abstand zur Mitte  $\pm 15$  mm. Bei  $x = 106$  mm sind die nicht mittig installierten TE um  $\pm 20$  mm versetzt eingebaut. Die Genauigkeit der TE wird vor der Integration in der Seitenwand durch eine stationäre Kalibration im AMETEK RCT-159B Trockenblock-Kalibrator auf  $\pm 0.2^\circ\text{C}$  erhöht.

Neben dem Druck im Kühlgasplenum wird am HGK der statische Druck der Heißgasströmung gemessen. Dies geschieht durch senkrecht zur Strömung orientierte Druckmessbohrungen am Eintritt der Versuchsstrecke und oberhalb der gekühlten Probe. Die jeweilige Position ist in Abb. 3.6 (b) gekennzeichnet. Die statischen Drücke wurden durch piezoresistive Druckaufnehmer als Differenzdruck zur Umgebung über ein SCANIVALVE DSA 3016 Mehrkanalsystem bestimmt. Mit dem hierbei eingesetzten Modul werden Druckmessungen mit einer Genauigkeit von  $\pm 17$  Pa realisiert. Durch Addition des Umgebungsdrucks werden die Messdaten zu Absolutdruckwerten. Zur Messung des Umgebungsdrucks wurde der Absolutdrucksensor des Durchflussmesssystems eingesetzt. Dieser kann nach Herstellerangaben mit einer Genauigkeit von  $\pm 10$  Pa ausgelesen werden.

### 3.2.3 Untersucher Parameterbereich

Im Versuchsbetrieb wurde der HGK nach der Reynolds-Zahl ( $Re_{dh}$ ), gebildet mit dem hydraulischen Durchmesser und der Heißgastemperatur ( $T_g$ ), geregelt. Die Beobachtung der Heißgas-/Kühlgasinteraktion wurde dabei für drei verschiedene Reynolds-Zahlen, bei jeweils zwei verschiedenen Strömungstemperaturen durchgeführt. Die Experimente zur Charakterisierung der externen Eigenschaften beschränken sich dabei auf stationäre Untersuchungen. Die vermessenen Betriebspunkte der Heißgasströmung sind in nachfolgender Tabelle aufgeführt.

Tabelle 3.1: Untersucher Parameterbereich der Heißgasströmung am HGK

$T_g / ^\circ\text{C}$	59.3	59.0	58.6	99.0	98.9	98.9
$Re_{dh} / -$	151 156	203 443	254 576	152 318	203 972	257 546
$\dot{m}_g / \text{g/s}$	226	303	377	247	329	413
$u_{\text{bulk}} / \text{m/s}$	44	63	82	55	79	106
$M / -$	0.14	0.19	0.25	0.16	0.23	0.30
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	2.723	2.558	2.443	2.722	2.560	2.441
$h_0 / \text{W/m}^2\text{K}$	115	145	173	127	159	191

Die in Tab. 3.1 aufgelisteten Parameter stellen Mittelwerte aus allen für den jeweiligen Betriebspunkt durchgeführten Messreihen dar. Die über die Thyristorsteuerung eingestellten  $60^\circ\text{C}$  und  $100^\circ\text{C}$  resultieren in leicht geringeren Heißgastemperaturen in der Versuchsstrecke. Die jeweilig anvisierten Reynolds-Zahlen konnten während der Versuche konstant und gegenüber der Sollwerte auf etwas höherem Niveau gehalten werden. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden die untersuchten Betriebspunkte am HGK bzgl. der Reynolds-Zahl mit Re150k, Re200k und Re250k sowie bzgl. der Temperaturen mit T60C und T100C bezeichnet.

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

Zusätzlich zu den eingestellten Betriebsparametern sind in Tab. 3.1 noch weitere strömungscharakterisierende Größen aufgeführt. Neben der Angabe des gemessenen Massenstroms ( $\dot{m}_g$ ) und der daraus berechneten massenstromgemittelten Geschwindigkeit ( $u_{\text{bulk}}$ ), gibt die Mach-Zahl ( $M$ ) Aufschluss über die Kompressibilität der Strömung. Die lokale Stanton-Zahl als dimensionsloses Maß für die Wärmelast auf die Wände der Versuchsstrecke ist über

$$\text{St}_0 = \frac{\xi/8}{1 + 12.7 \sqrt{\xi/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{d_h}{x} \right)^{2/3} \right], \quad (3.2)$$

einer Korrelation nach Gnielinski [101] für turbulente Kanalströmungen, berechnet. Die Größe  $\xi$  beschreibt darin den Druckverlustbeiwert, der nach [30] über

$$\xi = (1.8 \lg(\text{Re}_{\text{dh}}) - 1.5)^{-2} \quad (3.3)$$

approximiert wird. Der Term in eckigen Klammern aus Gl. (3.2) berücksichtigt Anlaufeffekte der Grenzschicht, die mit der Lauflänge ( $x$ ) abklingen. Die Stanton-Zahlen in Tab. 3.1 sind mit  $x = 0.15$  m, der Distanz zwischen der Proben-vorderkante und dem Ende des isolierten Bereichs, bestimmt. Die aufgelisteten Wärmeübergangskoeffizienten ( $h_0$ ) sind aus der Stanton-Zahl nach Gl. (2.14) abgeleitet und steigen erwartungsgemäß mit zunehmender Reynolds-Zahl an.

Der bei den Stanton-Zahlen und Wärmeübergangskoeffizienten verwendete Index 0, kennzeichnet die Betriebspunkte ohne Kühlung. Die Fälle mit Kühlgaseinblasung wurden in den Experimenten nach der Kühlgasrate ( $F$ ) eingestellt<sup>4</sup>. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten  $F$  sind in Tab. 3.2 zusammengefasst.

Tabelle 3.2: Untersuchte Kühlgasraten am HGK ( $F$  / %)

Transpirationskühlung	0.0	0.25	0.5	0.75	1.0	1.5
Filmkühlung	0.0	1.5	2.0	3.0	4.0	

Kühlgasraten  $< 1.0$  % werden in der Literatur der Transpirationskühlung zugeordnet [51]. Nach den in Kap. 1 eingeführten Definitionen, fallen im Rahmen dieser Arbeit Kühlgasraten  $> 1.0$  % somit als Filmkühlung zu. Der Fall  $F = 1.5$  % wird nachfolgend dem Übergangsbereich zugerechnet und ist daher, ebenso wie der ungekühlte Referenzfall ( $F = 0.0$  %), bei beiden Kühlmethoden aufgeführt. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt auf der Transpirationskühlung.

Die untersuchten Reynolds-, Mach- und Stanton-Zahlen liegen in einem ähnlichen Bereich wie die von Haidn et al. [36] beschriebenen Tests zweier Modellbrennkammern mit transpirationsgekühltem Wandsegment. Ein direkter Vergleich einiger

<sup>4</sup>Formuliert über die jeweiligen Massenströme:  $F = (\dot{m}_c / A_c) / (\dot{m}_g / A_g)$



ausgewählter Betriebsbedingungen der von Haidn et al. [36] durchgeführten Experimente und der Versuche am HGK ist in Tab. 3.3 zusammengefasst<sup>5</sup>.

Tabelle 3.3: Exemplarischer Vergleich zu Brennkammertests von Haidn et al. [36]

	HGK bei T100C		<i>mirco-combustor</i>		<i>model-combustor B</i>
	Re150k	Re250k	Fall 1	Fall 2	Fall 3
$T_g / \text{K}$	372.2	372.1	3207	3300	3520
$p_g / \text{bar}$	0.89	0.77	3.07	6.05	38
$d_h / \text{mm}$	72		30		50
$Re_{dh} / -$	152 318	257 546	155 100	286 000	278 000
$M / -$	0.1	0.3	0.2 - 0.3		0.2 - 0.3
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	2.72	2.44	2.64	2.31	2.35
$Pr / -$	0.70	0.70	0.58		0.59
$F / \%$	0.0 - 4.0		0.6 - 3.0		0.62 - 2.67
$h_0 / \text{W/m}^2\text{K}$	127	191	1774	2734	13 675

Alle in Tab. 3.3 zusammengefassten dimensionslosen Größen (abgesehen von  $Pr$ ) befinden sich in guter quantitativer Übereinstimmung. Vernachlässigt man realgas- und diffusionsgetriebene Effekte, verhält sich die Gasströmung am HGK und in den Versuchen nach [36] ähnlich. Von einer vollständigen Modellähnlichkeit sollte hier jedoch nicht gesprochen werden, da die vernachlässigten Aspekte bei einer reagierenden Strömung großen Einfluss haben. Geht man jedoch davon aus, dass im wandnahen Bereich keine chemische Reaktion in der Strömung auftritt, können die in dieser Arbeit beobachteten externen Eigenschaften der Transpirationskühlung ansatzweise auf die Brennkammertests übertragen werden.

Nicht direkt übertragbar sind die am HGK angestellten Beobachtungen zu den internen Transpirationskühlungseigenschaften. Eine der wesentlichen Kennzahlen ist hier die Biot-Zahl ( $Bi = hL/k_s$ ). Das zur Untersuchung verwendete Material ist prinzipiell identisch zu dem in [36] eingesetzten porösen Werkstoff. Getrieben durch signifikant höhere Temperaturen und Drücke in den Brennkammerversuchen, skaliert der ein bzw. zwei Größenordnungen höhere Wärmeübergangskoeffizient ( $h$ ) direkt die Biot-Zahl. Zudem wurden die Experimente mit Luft als Kühlmedium anstelle von Wasserstoff durchgeführt. Eine Ähnlichkeit bezüglich der internen Mechanismen kann sich somit nicht einstellen. Die Ähnlichkeitsbetrachtung des internen Wärmeübergangs anhand von dimensionslosen Kennzahlen wird in Kap. B.1.6 erneut aufgegriffen.

<sup>5</sup>Die angegebenen  $St_0$  und  $h_0$  basieren auf der in Gl. (3.2) eingeführten Korrelation und müssen daher nicht den realen Werten entsprechen. Da für alle aufgeführten Fälle in Tab. 3.3 derselbe Zusammenhang verwendet wurde, ist ein Vergleich untereinander jedoch zulässig.

### 3.2.4 Verwendete Messverfahren

Zusätzlich zu der beschriebenen Grundinstrumentierung des HGK, wurden zur Charakterisierung der externen Eigenschaften der Transpirationskühlung ergänzende Messverfahren eingesetzt. Diese bestehen aus intrusiven und nicht-intrusiven bzw. optischen Verfahren, die gezielt auf die Beobachtung der Interaktion zwischen Heiß- und Kühlgasströmung ausgelegt sind. Die einzelnen Messtechniken sind am experimentellen Aufbau so integriert, dass keine gegenseitige Beeinflussung entsteht. Für den größtmöglichen Informationsgewinn können alle Messverfahren während der Versuche dadurch zeitgleich eingesetzt werden.

#### Punktmessverfahren

Für die quantitative Untersuchung der Heißgasgrenzschicht wurde eine speziell angefertigte Sonde zur kombinierten Staudruck- und Temperaturmessung eingesetzt. Die beiden Sensoren zur Messung von Druck und Temperatur sind über einen gemeinsamen Schaft innerhalb des durchströmten Querschnitts im HGK installiert. Die Position dieser Kombisonde kann während des Experiments im Versuchsquerschnitt durch eine Traversiereinrichtung in axialer und vertikaler Richtung, bzw. nach dem in Abb. 3.5 eingeführten Koordinatensystem in  $x$ - und  $y$ -Richtung, verfahren werden. In vertikaler Richtung ( $y$ ) ist die Positionierung durch einen motorgetriebenen Präzisionslineartisch LTM 80 der Firma OWIS realisiert. Der elektronisch ansteuerbare Lineartisch hat einen Stellweg von 95 mm und arbeitet nach Herstellerangaben mit einer Verfahrengenauigkeit von  $< 25 \mu\text{m}$ . Die Abdichtung zwischen Kombisonde und Strömungskanal erfolgt über eine Klemmverschraubung mit Teflondichtung, die gegenüber der Strömung dichtet, aber ausreichend Gleiteigenschaften zum Verfahren der Sonde in vertikaler Richtung aufweist. In axialer Richtung ( $x$ ) erfolgt die Positionierung über einen manuell verstellbaren Sondenschlitten, der in der Deckplatte des HGK integriert ist. Die Abdichtung ist dabei über ein Dichtband aus KLINGER Quantum, einem faserverstärkten Dichtmaterial mit hoher Temperaturbeständigkeit und Flexibilität, realisiert. Wird die Kombisonde im Kanal in axialer Richtung verfahren, werden Sondenschlitten und Dichtband parallel mitbewegt.

Eine Fotografie der eingesetzten Kombisonde ist in Abb. 3.6 (a) abgebildet. Die Integration der Sonde sowie die Traversiereinrichtungen werden durch die CAD Darstellung in Abb. 3.6 (b) veranschaulicht. Die kraftschlüssige Anbringung der Verfahreinrichtungen erfolgt direkt am HGK. Dadurch ist sichergestellt, dass keine Relativbewegung durch thermische Expansion zwischen dem, während der Nutzung, heißen Kanal und den Traversiereinrichtungen auftreten.

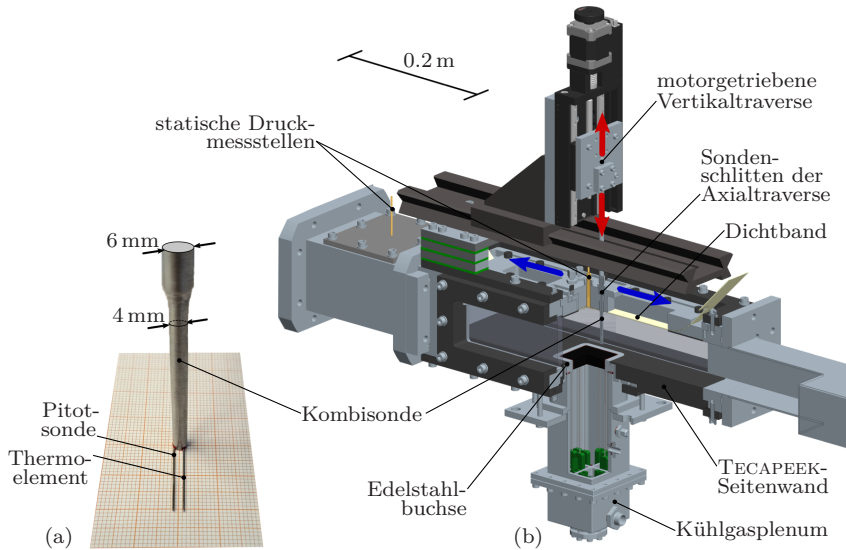


Abbildung 3.6: Sondenbasierte Messverfahren am HGK: (a) Fotografie der Kombisonde; (b) CAD-Studie der Versuchstrecke mit Teilausbruch durch Heißgaskanal, poröse Probe und Kühlgasplenum sowie den angezeigten Verfahrenswegen der Traversiereinrichtung

Die Druckmessung erfolgt durch ein Pitot-Rohr mit 0.5 mm Außen- und 0.3 mm Innendurchmesser. Die Messspitze der Staudrucksonde befindet sich ca. 20 mm vor dem gemeinsamen Sondenschaft. An dem gleichen Strömungsquerschnitt (gleiche  $x$ -Position) ist am Sondenschlitten eine statische Druckmessbohrung angebracht. Bildet man die Differenz zwischen anliegendem Totaldruck  $p_t$  am Pitot-Rohr und statischem Druck  $p_s$  am Sondenschlitten, kann direkt der dynamische Druck  $p_{\text{dyn}}$  ausgelesen werden. Diese Druckdifferenz wurde in den HGK-Versuchen über einen MENSOR CPT6100 Präzisionsdrucksensor, mit einem Messbereich bis 10 000 Pa und einer Genauigkeit von  $\pm 1$  Pa, aufgenommen.

Die Temperaturmessung erfolgt im Bezug auf die Druckmessung an der gleichen vertikalen und axialen Position im HGK. Die beiden Sensoren (Druck u. Temperatur) sind lediglich um 1.25 mm aus der Symmetrieebene der Kombisonde versetzt verbaut (s. Abb. 3.6 (a)). Als Temperatursensor wurde ein Mantel-TE mit geerdeter Messspitze und 0.5 mm Durchmesser eingesetzt.

Alle aus den Betriebsparametern resultierenden und in Tab. 3.1 gelisteten Mach-Zahlen liegen für die durchgeführten Versuche im Unterschall. Für die Betriebs-

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

punkte bei großen Reynolds-Zahlen können Kompressibilitätseffekte jedoch nicht kategorisch ausgeschlossen werden. Das Bernoulli'sche Gesetz ( $\frac{1}{2} \rho u^2 + p_{\text{stat}} = \text{konst.}$ ) für reibungsfreie und inkompressible Strömungen, als Grundlage zur Umrechnung des Drucks in Geschwindigkeit, greift hier somit zu kurz. Aus diesem Grund wird der gemessene dynamische Druck durch einen Ansatz nach Wuest [111] korrigiert, der Kompressibilitätseffekte bei hohen Unterschallströmungen berücksichtigt. Wird ideales Gasverhalten zugrunde gelegt, kann der von Wuest vorgeschlagene Korrekturansatz mit

$$u = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} R T_{\text{stat}} \left[ \left( \frac{p_{\text{dyn}}}{p_{\text{stat}}} + 1 \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (3.4)$$

zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit genutzt werden. Die Größe  $\kappa$  beschreibt darin den Isentropenexponent und  $T_{\text{stat}}$  die statische Temperatur der Strömung. Letztere kann aus den TE-Messungen der Kombisonde über

$$T_{\text{stat}} = T_{\text{TE}} - r \frac{u^2}{2c_p} \quad (3.5)$$

bestimmt werden [89]. Die Messdaten werden dabei als adiabate Wandtemperatur<sup>6</sup> interpretiert. Die reibungsbedingte Umwandlung kinetischer in thermische Energie ist darin bereits implizit enthalten. Aus Gl. (3.4) und Gl. (3.5) wird die gegenseitige Abhängigkeit von Geschwindigkeit und Temperatur für kompressible Strömungen deutlich. Diese Eigenschaft wird in der Auswertung durch ein iteratives Verfahren zur Bestimmung beider Größen berücksichtigt. Weitere Details zu dieser Vorgehensweise sind in Anhang A.2.1 aufgeführt.

Die zur Berechnung von Geschwindigkeit und Temperatur benötigten Stoffwerte ( $\rho, c_p, \kappa$ , etc.), sowie alle weiteren in dieser Arbeit verwendeten Stoffeigenschaften, wurden mit Hilfe der Stoffdatenbank COOLPROP bestimmt. COOLPROP ist ein *Open-Source* Projekt, das auf den Arbeiten von Bell et al. [3] basiert. Durch die Angabe der statischen Temperatur und des statischen Drucks, können die jeweiligen thermodynamischen Eigenschaften des betrachteten Stoffes aus der Datenbank abgefragt werden. Die hinterlegten Stoffeigenschaften von trockener Luft, dem primär betrachteten Medium in dieser Arbeit<sup>7</sup>, werden dabei aus den Zustands- und Stoffwertgleichungen nach Lemmon et al. [61, 62] abgeleitet.

<sup>6</sup> Adiabate Wandtemperatur:  $T_{\text{aw}} = T_{\text{stat}} + r u^2 / 2 c_p$ ; dabei entspricht  $r$  dem Rückgewinnungsfaktor, der nachfolgend über  $r = \sqrt[3]{\text{Pr}}$  beschrieben wird; dbzgl. sind versch. Ansätze aus Lit. bekannt  $\Rightarrow$  [89]:  $r = \kappa / \kappa_{\ominus} = 0.87$  ( $\text{Pr} > 0.5$ ); [60, 70]:  $r = \sqrt[3]{\text{Pr}}$  ( $\text{Pr} = 0.7 \rightarrow r = 0.89$ )

<sup>7</sup> Der Einfluss der Luftfeuchtigkeit während der Versuche wird als gering abgeschätzt. Betrachtet man bspw. Luft bei 21 °C sowie 96 hPa Druck, ergeben sich nach den in COOLPROP impl. Gleichungen, Abweichungen zwischen trockener und feuchter Luft (40 % r. F.) von 1.2 % bei der spez. Wärmekapazität, 0.3 % bei der dyn. Viskosität und 0.04 % bei der Wärmeleitfähigkeit.

**Sondenkorrektur** Sondenmessverfahren können insbesondere im Bereich von Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten systematische Messfehler induzieren. Korrekturmaßnahmen zur Berücksichtigung dieser Eigenheit sind bspw. in Bailey et al. [2] zusammengefasst. Die Autoren beschreiben potenzielle Fehlerquellen und mögliche Maßnahmen zur Korrektur von Pitot-Rohrmessungen in turbulenten Grenzschichten bei hohen Reynolds-Zahlen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Ansätze zur Korrektur der, durch die Sonde induzierten, Stromlinienablenkung in der Grenzschicht (Gs) und im wandnahen Bereich angewendet.

Grenzschichtströmungen sind von Gradienten geprägt. Wird eine Pitot-Sonde in eine solche Scherströmung eingebracht, werden Stromlinien höherer Geschwindigkeit in Richtung der Sonde abgelenkt und der gemessene Staudruck entspricht nicht dem der ungestörten Strömung [68]. Ein verbreiteter Ansatz diese Störung zu korrigieren besteht darin, die Stromlinienablenkung  $\Delta y$  in der Messposition  $y_c$  zu berücksichtigen. Das ermittelte  $\Delta y$  wird der eigentlichen Messposition hierbei aufaddiert. McKeon et al. [68] schlägt hierfür

$$\epsilon = \frac{\Delta y}{d} = 0.15 \tanh(4 \sqrt{\alpha}) \quad (3.6)$$

als Korrekturansatz vor. Die Größe  $\epsilon$  beschreibt dabei die Stromlinienablenkung bezogen auf den Außendurchmesser  $d$  der Messsonde. Der Parameter

$$\alpha = \frac{d}{2u(y_c)} \left. \frac{du}{dy} \right|_c \quad (3.7)$$

repräsentiert den lokal gemessenen, dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten. Der Index  $c$  verdeutlicht den Bezug auf den geometrischen Mittelpunkt der Sonde. Die Gültigkeit der beschriebenen Kompensation wird in [2] für Pitot-Sondenmessungen in Scherströmungen bestätigt und ab  $y/d > 3$  empfohlen.

In unmittelbarer Nähe zur Wand kommt es ebenfalls zu einer Ablenkung der Stromlinien. In diesem Bereich stellt die Sonde eine Versperrung der Strömung dar. Dadurch streben Stromlinien von der Wand weg und werden in Richtung höherer Geschwindigkeiten abgelenkt. Die Berücksichtigung dieses Effekts kann durch die Korrektur der Messposition ebenfalls vorgenommen werden und ergibt sich nach Bailey et al. [2] aus

$$\epsilon = 0.15 \tanh(4 \sqrt{\alpha}) - \epsilon_{nw}, \quad (3.8)$$

der Scherströmungskorrektur aus Gl. (3.6), abzüglich des zusätzlichen Anteils

$$\epsilon_{nw} = 0.174 \left( \frac{y}{d} - 3 \right) - 1.25 \left( \frac{y}{d} - 3 \right) \left[ 0.15 \tanh(4 \sqrt{\alpha}) \right] \quad (3.9)$$

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

---

zur Beschreibung der Ablenkung im wandnahen Bereich. Dieser Korrekturansatz wird nach [2] bis zu einem Wandabstand  $y/d \leq 3$  vorgeschlagen.

Weitere Sondenmessfehler können aus Zähigkeits- und/oder Turbulenzeffekten der Strömung resultieren. Der Einfluss der Zähigkeit am Pitot-Rohr sowie an den statischen Druckmessbohrungen wurde durch die von McKeon et al. [67, 68] vorgeschlagenen Ansätze abgeschätzt und spielt für die betrachteten Strömungsbedingungen eine vernachlässigbare Rolle ( $\delta p/p < 0.03\%$ ). In Voruntersuchungen wurden Turbulenzgrade  $< 5.2\%$  ermittelt (s. Kap. 3.2.5). Nach [68] ergibt sich der maximale Einfluss auf die Geschwindigkeitsmessung daraus zu  $\delta u/u < 0.12\%$  und kann somit im weiteren Verlauf dieser Arbeit ebenfalls vernachlässigt werden.

Von einer vergleichbaren Größenordnung des induzierten Messfehlers kann auch bei der sondenbasierten Temperaturmessung in der Strömung ausgegangen werden. Um dies zu berücksichtigen, werden die TE-Daten der Gs-Messung ebenfalls mit den beschriebenen Verfahren zur Kompensation der Stromlinienablenkung korrigiert. Analog zu den Pitot-Rohrmessungen werden mögliche Fehler, basierend auf Zähigkeits- und Turbulenzeffekten, bei den betrachteten Strömungsbedingungen gleichermaßen als vernachlässigbar abgeschätzt.

#### Feldmessverfahren

Als Ergänzung zu den sondenbasierten Punktmessungen in der Gs werden die Infrarot-Thermografie und die Schlieren-Fotografie als optische Feldmessverfahren am HGK eingesetzt. Die Positionierung dieser Messverfahren ist in Abb. 3.7 veranschaulicht. Es wurde darauf geachtet, dass sich die Verfahren im Betrieb nicht gegenseitig beeinflussen und somit zeitgleich verwendet werden können.

**Infrarot-Thermografie** Die Infrarot-Thermografie (IRT) ist ein Messverfahren zur Bestimmung der Oberflächentemperatur von Objekten. Bei diesem Feldmessverfahren wird ausgenutzt, dass jeder Körper Wärmestrahlung aussendet. Die Intensität der Strahlung steht dabei in direktem Zusammenhang mit der Temperatur der betrachteten Oberfläche. Dieser Zusammenhang wird bei der IRT verwendet, um mittels der Strahlungsintensität auf die Oberflächentemperatur eines Körpers zu schließen [49].

In den durchgeführten Untersuchungen wurde zur IRT-Messung eine FLIR SC7600 Kamera eingesetzt. Diese Wärmebildkamera verfügt über eine räumliche Auflösung von  $640 \times 512$  Pixeln und über eine thermische Sensitivität  $\geq 25$  mK. Detektor und Optik der Kamera erzeugen eine Messempfindlichkeit im Wellenlängenbereich zwischen  $1.5\ \mu\text{m}$  und  $5.1\ \mu\text{m}$ , im nahen und mittleren IR. Die Kamera ist unter

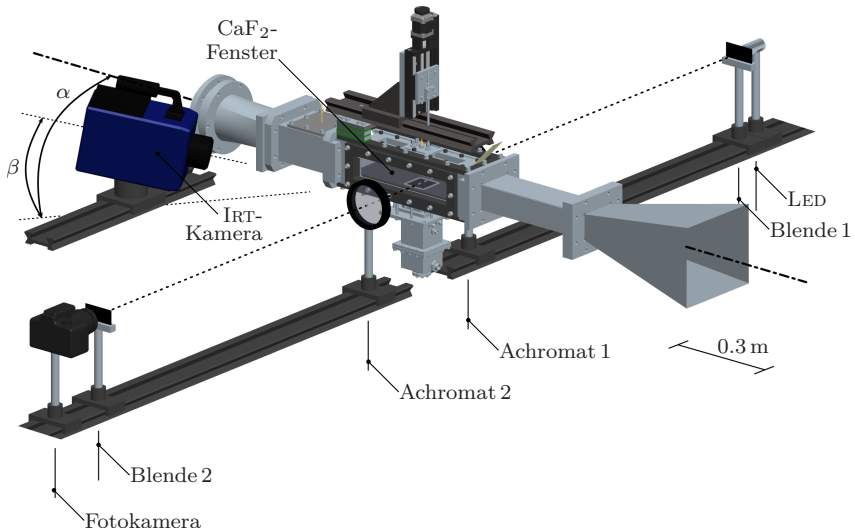


Abbildung 3.7: Optische Messverfahren und deren räumliche Position am HGK

einem ›Gierwinkel‹  $\alpha = 44.3^\circ$  zur Mittelachse des Kanals und mit einem ›Nickwinkel‹  $\beta = 16.2^\circ$  zur horizontalen Ebene im Aufbau fixiert (s. Abb. 3.7). Durch diese Anbringung wird die räumliche Auflösung mit Bezug auf den beobachteten Bereich optimal ausgeschöpft und eine mögliche Selbstreflexion der Kamera an den Komponenten des optischen Pfades vermieden. Die IR-optische Zugänglichkeit in den Kanal wird durch ein 5 mm dickes Calciumfluorid ( $\text{CaF}_2$ ) Fenster hergestellt.

Trotz größter Sorgfalt beim Anpassen des optischen Pfades (mattieren aller Flächen) und der Verwendung des IR-optisch hochwertigen  $\text{CaF}_2$ -Fensters<sup>8</sup>, können Reflexionen auf der beobachteten Fläche nicht komplett vermieden werden (s. Abb. A.9 (a)). Um in der Auswertung auf möglichst artefaktfreie IRT-Daten zurückgreifen zu können, werden die Wärmebildaufnahmen daher als Differenzbilder prozessiert. Als Referenz dient für den jeweilig betrachteten Zustand die IRT-Aufnahme ohne aktive Kühlung ( $F = 0\%$ ). Werden Kühlgasraten  $F > 0\%$  untersucht, erfährt die beobachtete Fläche die Kühlwirkung relativ exklusiv im Versuchsaufbau (Probe u. TECAPEEK-Seitenwand). Alle übrigen Flächen werden vergleichsweise nur wenig beeinflusst. Da die Reflexionen in den unbearbeiteten IRT-Aufnahmen in erster Linie von diesen Flächen stammen, wird davon ausgegangen, dass die induzierten Artefakte unabhängig von der Kühlgasrate auftreten. Zur

<sup>8</sup> $\text{CaF}_2$  verfügt im Wellenlängenbereich zwischen  $0.25\ \mu\text{m}$  bis  $7\ \mu\text{m}$  und Wandstärken  $\leq 5\ \text{mm}$  über eine annähernd konstante Transmissivität für IR-Strahlung in Höhe von ca. 95 % [12]

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

---

weiteren Bearbeitung stehen damit IRT-Daten zur Verfügung, die ausschließlich die Wirkung der Kühlgasinjektion als Information enthalten.

Durch die Anbringung und den Betrieb der IR-Kamera unter den Winkeln  $\alpha$  und  $\beta$ , liegen die unbearbeiteten IRT-Messdaten in einer entsprechend ausgeprägten räumlichen Perspektive vor (s. Abb. 3.7 u. Abb. A.9 (a)). Mit Hilfe einer geometrischen Kalibrierschablone werden in der Auswertung die perspektivischen Aufnahmen durch Rotation und Entzerrung in eine klassische, am eingeführten kartesischen KOS orientierte, Draufsicht transformiert. Weitere Details zur Bildbearbeitung der IRT-Messungen sind in Abschnitt A.2.2 beschrieben. Nach dieser geometrischen Transformation, stehen die IRT-Messdaten als artefaktfreie und am KOS ausgerichtete Differenzbilder zur weiteren Auswertung bereit. Störende Strahlungseinflüsse der Umgebung sind durch die Subtraktion der Referenzaufnahmen idealerweise komplett eliminiert. Das Aufstellen einer Strahlungsbilanz zur Wandlung der gemessenen Intensität in die Oberflächentemperatur, der eigentlichen Zielmessgröße, ist dennoch nicht möglich. Einerseits liegen durch die Differenzbildung keine notwendigen Absolutwerte der Intensitäten vor und andererseits sind die IR-technischen Eigenschaften (Emissivität, Transmissivität, etc.) des Aufbaus nicht hinreichend genau bekannt. Ähnlich zur Situation bei der Leistungsmessung am DTV in Kap. 3.1.3, wird deshalb auch bei den IRT-Messungen eine *in situ* Kalibration zur weiteren quantitativen Verwendung der Daten eingesetzt.

Die prinzipielle Eignung des zur Leistungskalibrierung am DTV eingesetzten Ansatzes nach Martiny et al. [65], wurde für die *in situ* Kalibration von IRT-Messdaten von Meola und Carlomagno [72] bestätigt und bereits für einen sehr ähnlichen Anwendungsfall in Langener et al. [59] eingesetzt. Der in Anlehnung an das Planck'sche Strahlungsgesetz formulierte Ansatz, stellt einen direkten Zusammenhang zwischen der gemessenen Strahlungsintensität und einer Referenztemperatur her. Die in dieser Formulierung enthaltenen Kalibrierkoeffizienten erlauben eine ausreichende Flexibilität, um den Bezug zwischen Temperatur und der Differenz der Strahlungsintensitäten wiederzugeben. In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass zur Bestimmung der Koeffizienten eine relativ genaue Initialisierung der Regressionsrechnung notwendig ist. Um in der Auswertung keine Einschränkungen tolerieren zu müssen, wurde dieser Ansatz verworfen und ein polynombasierter Zusammenhang zwischen prozessiertem IRT-Signal und Referenztemperatur verwendet. Ein solcher Polynomansatz wurde z.B. auch von Sargent et al. [88] zur *in situ* Kalibration von IRT-Daten verwendet. Die jeweilige Referenztemperatur wurde durch die oberflächenbündig verbauten TE gemessen (s. Abb. 3.5). Das zur Kalibrierung verwendete Polynom ist zweiter Ordnung und kann durch

$$T_i = a_i (\Delta IRT_{\text{Sig}})_i^2 + b_i (\Delta IRT_{\text{Sig}})_i + c_i \quad (3.10)$$



ausgedrückt werden. Eine exemplarische Darstellung dieser IRT-Kalibrierung ist in Abb. 3.8 gegeben. Das prozessierte IRT-Signal ist in Gl. (3.10) durch  $\Delta IRT_{\text{Sig}}$  ausgedrückt und entspricht der jeweiligen Differenz zum Fall ohne Kühlung des Datenausgabeformats der eingesetzten Wärmebildkamera ( $IRT_{\text{Sig}} / \text{DL}$  (*digital level*)). Die bei der Regressionsanalyse ermittelten Polynomkoeffizienten sind durch  $a, b$  und  $c$  wiedergegeben. Der in Gl. (3.10) eingeführte Index  $i$ , referenziert auf die jeweilig betrachtete Fläche.

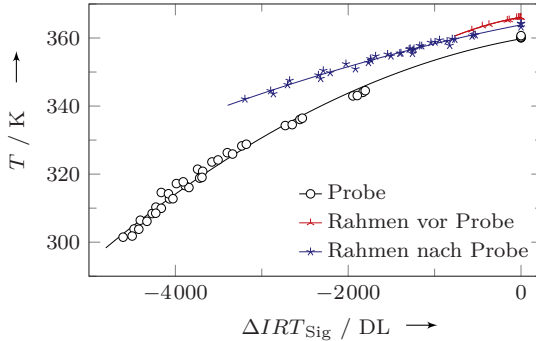


Abbildung 3.8: Beispiel zur *in situ* Kalibrierung der IRT-Daten bei Re150k/T100C

Bei der Kalibrierung wird zwischen den Bereichen vor und nach der porösen Probe sowie der Probe selbst unterschieden. Diese Einteilung ist nötig, da sich die Oberflächeneigenschaften (insbesondere die Emissivitäten) des TECAPEEK-Rahmens und der jeweilig betrachteten porösen Probe unterscheiden. Durch die perspektivischen Aufnahmen kann zudem nicht davon ausgegangen werden, dass selbst bei formal gleicher Oberfläche (TECAPEEK) dieselben IRT-spezifischen Eigenschaften vorliegen. Deshalb werden für jede betrachtete poröse Probe drei mal drei Kalibrierkoeffizienten zur Umrechnung von Strahlungsdifferenz in Temperatur verwendet. Die Symbole in Abb. 3.8 korrespondieren zu den TE-Messungen der Referenztemperatur und dem Mittelwert der Pixel aus den IRT-Aufnahmen in unmittelbarer Nachbarschaft zu den jeweiligen TE (16 Pixelwerte pro TE). Sie bilden damit die Datengrundlage der Kalibrierung. Entsprechend der drei separat kalibrierten Bereiche (Probe, Rahmen vor/nach der Probe) ergeben sich die, in Abb. 3.8 als Linien dargestellten, Zusammenhänge zwischen  $T$  und  $\Delta IRT_{\text{Sig}}$ .

**Schlierenfotografie** Zur Sichtbarmachung lokaler Dichteunterschiede in der HGS kommt die Schlierenfotografie zum Einsatz. Der verwendete Schlierenaufbau ist in Abb. 3.7 veranschaulicht. Dieser besteht aus einer punktförmigen Lichtquelle, zwei achromatischen Linsen, einer Schlierenkante und einer digitalen Fotokamera.

Als Lichtquelle wird eine leistungsstarke kaltweiße LED (PHILIPS LUXEON REBEL) eingesetzt. Eine Lochblende unmittelbar vor der LED sorgt für das punktförmige Emittieren des Lichts der Quelle (Blende 1; Abb. 3.7). Die beiden Achromaten (LINOS;  $f = 1000$  mm,  $d = 100$  mm) begrenzen das Messvolumen und parallelisieren darin das Licht der Punktquelle. Treten im Messvolumen Dichteunterschiede auf, wird das parallelisierte Licht daran gebrochen<sup>9</sup>. Die Schlierenkante ist im Fokus des zweiten Achromaten positioniert und fängt einen Teil der abgelenkten Strahlung auf. Dadurch fehlen dem Bild Lichtanteile, was sich schließlich als Schlieren widerspiegelt [91]. Die derart erzeugten Schlierenbilder werden durch eine CANON EOS 600D Spiegelreflexkamera aufgezeichnet. Als Schlierenkante dient eine zweite Lochblende (Blende 2; Abb. 3.7), wodurch linienintegrale Dichtegradienten des Messvolumens visualisiert werden.

Das Prozessieren der Schlierenbilder erfolgt, vergleichbar zur Bearbeitung der IRT-Daten, als Differenzbilder zwischen den Fällen mit und ohne aktiver Kühlung. Zusätzlich werden Fluktuationen der Strömung, durch eine Mittelung aus 30 Einzelbildern des jeweilig untersuchten Betriebspunktes, eliminiert. Dadurch werden störende Einflüsse wie bspw. Dichteunterschiede, die aufgrund natürlicher Konvektion an den heißen Außenwänden des HGK auftreten, minimiert. Zur weiteren Bearbeitung stehen in der Folge Aufnahmen zur Verfügung, die lediglich die hervorgerufenen Dichteunterschiede basierend auf der Kühlgaseinblasung enthalten. Durch das Einführen eines Maßstabs werden die Pixelwerte auf geometrische Längen bezogen. Auf diese Weise kann aus den Schlierendaten die Ausdehnung der Interaktion zwischen Heiß- und Kaltgas in  $x$ - und  $y$ -Richtung bestimmt werden. Die einzelnen Schritte der Bildbearbeitung sind in Abb. A.10 dargestellt.

#### 3.2.5 Voruntersuchungen am Heißgaskanal

Wie eingangs dieses Unterkapitels erwähnt, sollte zur Untersuchung der externen Eigenschaften der Transpirationskühlung die Heißgasströmung bestmöglich bekannt, reproduzierbar und von hoher Qualität sein. In den nachfolgenden Abschnitten werden dazu einige Voruntersuchungen beschrieben, die den Versuchsaufbau unter diesen Aspekten charakterisieren.

#### Symmetrie

Ein wesentliches Qualitätskriterium des experimentellen Aufbaus stellt die Symmetrie der HGS dar. Insbesondere für die uneingeschränkte Bewertung der optisch

---

<sup>9</sup>Transparente Medien unterschiedlicher Dichte besitzen auch einen unterschiedlichen Brechungsindex; an deren Grenzflächen kommt es somit zu einer Änderung des Brechungsindex

gewonnenen zweidimensionalen bzw. Linien-integralen Daten der IRT und der Schlierenfotografie, müssen die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile der HGs eine möglichst symmetrische Struktur aufweisen. Um dies zu überprüfen, wurde ein Sondenrechen, bestehend aus drei Staudruck- und zwei Temperatursensoren, in der Hauptströmung bei  $x = 50$  mm vertikal ( $y$ -Richtung) traversiert. Eine Fotografie der Sonde ist in Abb. A.8 dargestellt. Weiterführende Beschreibungen des Sondenrechens sind u.a. in [01e] oder [06e] zu finden. Exemplarisch sind in Abb. 3.9 (a) und (b) die gemessenen Druck- und Temperaturprofile für einen kalten (◄) und einen heißen (►) Betriebspunkt abgebildet.

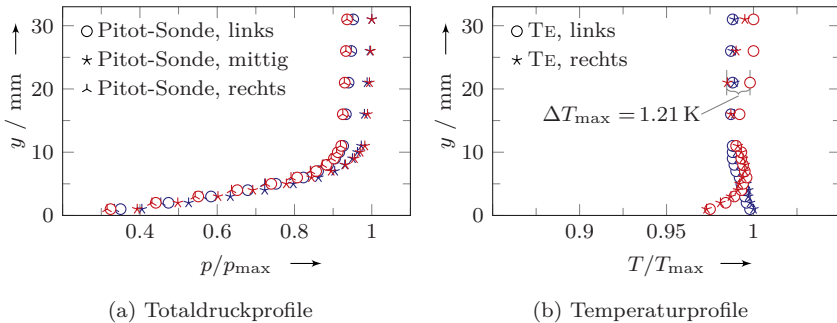


Abbildung 3.9: Untersuchung zur Symmetrie der Hauptströmung am HGK bei  $\dot{m}_g = 400$  g/s und  $x = 50$  mm; (◄):  $T_g = 293$  K; (►):  $T_g = 373$  K

Stellvertretend für die Strömungsgeschwindigkeiten, sind in Abb. 3.9 (a) die lokalen Messwerte aller drei Pitot-Sonden als  $p/p_{\max}$  dargestellt. Der maximale Staudruck ( $p_{\max}$ ) tritt dabei außerhalb der Gs in der Mitte des Kanals auf. Die Pitot-Sonden sind mit  $z = \pm 20$  mm äquidistant um die Mittelebene des Rechens installiert und werden in Abb. 3.9 (a) durch die Benennung links, mittig und rechts unterschieden. Die dargestellten Druckmessdaten belegen symmetrische Strömungsbedingungen bei beiden Betriebspunkten. An den Pitot-Sonden links und rechts der Mitte werden leicht geringere Staudrücke gemessen, was auf den beginnenden Einfluss der Gs-Bildung an den Seitenwänden in  $z$ -Richtung hindeutet.

In Abb. 3.9 (b) sind die aufgenommenen Temperaturprofile, mit Normierung auf die Maximalwerte ( $T/T_{\max}$ ), abgebildet. Die beiden TE sind am Sondenrechen bei  $z = \pm 10$  mm installiert. Für den beheizten Fall (►) deutet der Temperaturabfall innerhalb der Gs auf die nicht ideal adiabaten Wände des Versuchsaufbaus hin. Für den kalten Betriebspunkt (◄) werden in unmittelbarer Wandnähe die höchsten Werte gemessen. Bei beiden Bedingungen zeigen die Messdaten bis ca. 15 mm oberhalb der Wand eine symmetrische Verteilung. Lediglich beim heißen Fall tritt

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

oberhalb von  $y = 15$  mm ein Temperaturunterschied zwischen linker und rechter Seite ( $\Delta z = 20$  mm) von maximal 1.21 K, bzw. bezogen auf  $T_{\max}$  von 0.32 %, auf.

Basierend auf diesen Voruntersuchungen kann die Strömung innerhalb des HGK als ausreichend symmetrisch angesehen werden. Alle weiteren in dieser Arbeit diskutierten Geschwindigkeits- und Temperaturprofile, werden mittels der in Kap. 3.2.4 vorgestellten Kombisonde in der Mitte des Strömungskanals aufgenommen.

#### Wiederholbarkeit

Ein weiteres Kriterium für die Güte der durchgeführten Untersuchungen ist die Wiederholbarkeit der Versuche. Im Rahmen dieser Arbeit wurden am HGK drei verschiedene CMC-Materialien charakterisiert. Um die gewonnenen Daten der unterschiedlichen porösen Proben aussagekräftig miteinander zu vergleichen, müssen die Betriebspunkte reproduzierbar eingestellt werden können.

In diesem Bezug sind in Abb. 3.10 exemplarisch vier Messreihen aufgetragen, welche die gemessenen Geschwindigkeits- und Temperaturprofile ohne Kühlfluidinjektion an unterschiedlichen Versuchstagen, aber gleichen Betriebspunkten und Messposition ( $Re_{150k}/T_{100C}/x = 50$  mm) miteinander vergleichen. Die Messreihen 1 und 2 beziehen sich auf Wiederholungsmessungen derselben Materialprobe (*SampleB180*). Die Daten der Messreihen 3 und 4 stammen von jeweils unterschiedlichen porösen Proben (*SampleB90*, *SampleA*). Auf die Unterschiede und die Benennung der CMC-Proben wird in Kap. 4.1.1 eingegangen.

Die Geschwindigkeits- und Temperaturprofilvergleiche in Abb. 3.10 (a) bzw. (b) deuten auf eine hohe Reproduzierbarkeit der Betriebsbedingungen am HGK

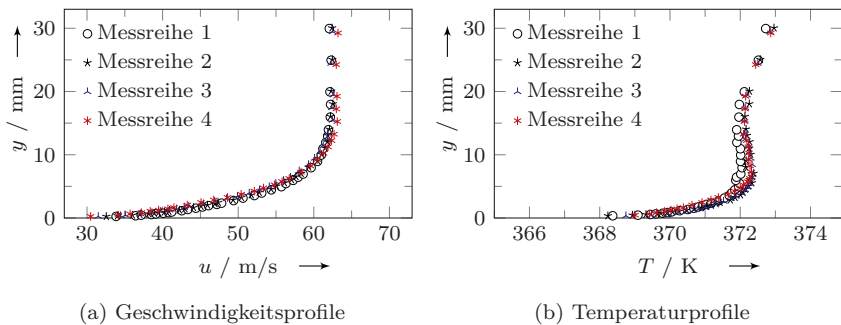


Abbildung 3.10: Wiederholbarkeit der Betriebspunkte am HGK;  
 $Re_{150k}/T_{100C}$ ,  $F = 0\%$  an Position  $x = 50$  mm;  
( $\circ$ ) *SampleB180*; ( $\ast$ ) *SampleB90*; ( $\triangle$ ) *SampleA* (s. Kap. 4.1.1)

hin. Die maximale Streuung der massenstromgemittelten Geschwindigkeiten ergibt sich zu  $\bar{u}_{\text{bulk}} = 55.57 \text{ m/s} + 0.32 \text{ m/s} - 0.50 \text{ m/s}$  für die hier beschriebenen vier Messreihen. Die Messabweichungen der Heißgastemperaturen liegen bei  $\bar{T}_{\text{bulk}} = 373.76 \text{ K} + 0.05 \text{ K} - 0.04 \text{ K}$ . Bei den lokalen Werten der Strömungsprofile ergeben sich innerhalb der GS maximale Differenzen von  $\Delta u_{\text{max}} = 3.65 \text{ m/s}$  sowie  $\Delta T_{\text{max}} = 0.65 \text{ K}$  und außerhalb des wandnahen Bereichs von  $\Delta u_{\text{max}} = 1.00 \text{ m/s}$  sowie  $\Delta T_{\text{max}} = 0.28 \text{ K}$ . Die Diskussion erfolgt hier exemplarisch für die vier Messreihen bei  $\text{Re}150\text{k}/\text{T}100\text{C}$ . Das generelle Verhalten kann jedoch als repräsentativ für alle übrigen untersuchten Bedingungen angesehen werden. Insbesondere vor dem Hintergrund, dass Versuche mit unterschiedlichen Materialproben einen Umbau des experimentellen Aufbaus bedurften, kann eine zufriedenstellende Wiederholbarkeit der Betriebsbedingungen am HGK festgestellt werden.

### Turbulenzgrad

Neben der Symmetrie und der Wiederholbarkeit, stellt die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen einen weiteren Güteparameter der Strömung dar. Diese Intensität kann durch den sogenannten Turbulenzgrad ( $Tu$ ) charakterisiert werden. Wird von isotroper Turbulenz ausgegangen, kann dieser durch

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_\infty} \quad (3.11)$$

beschrieben werden [89]. Hier beschreibt  $\overline{u'^2}$  das zeitliche Mittel der turbulenten Schwankungsbewegungen. Der Index  $\infty$  bezieht sich auf die ungestörte Geschwindigkeit außerhalb der GS, welche als Bezugsmaß für die Mittelung dient. Die Annahme einer isotropen Turbulenzverteilung ist eine starke Idealisierung, die durch den umfangreichen Einbau von Sieben im Nachlauf des Heizers (vgl. Kap. 3.2.1) ansatzweise gerechtfertigt werden kann. Basierend auf der Maschenweite und dem Drahtdurchmesser des feinsten verbauten Siebes ( $M = 1 \text{ mm}$ ,  $d = 0.58 \text{ mm}$ ), kann nach Roach [83] der induzierte Turbulenzgrad zu 0.3 % abgeschätzt werden. Diese Übersichtsrechnung basiert auf der massenstromgemittelten Geschwindigkeit unmittelbar nach dem Heizer. Für eine genauere Bestimmung wurden in der Versuchsstrecke Hitzdrahtmessungen durchgeführt.

Die Hitzdraht-Messtechnik ist ein Analogieverfahren, bei dem die eigentliche Messgröße Strömungsgeschwindigkeit indirekt bestimmt wird. Das Funktionsprinzip besteht darin, einen dünnen Draht durch eine elektronische Brückenschaltung auf Temperaturen über der Strömungstemperatur zu erhitzen. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurde der Hitzdraht durch die Brückenschaltung auf eine konstante Drahttemperatur geregelt. Diese Betriebsart wird allgemein als

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

*constant temperature anemometry* (CTA) bezeichnet. Treten in der Strömung Geschwindigkeitsänderungen auf, wird die elektrische Leistung nachgeregelt, um die Änderung der konvektiv abgeführten Wärme zu kompensieren und damit den Draht auf einer konstanten Temperatur zu halten. Durch eine entsprechende Kalibrierung kann die, zur Beheizung erforderliche, elektrische Leistung als direktes Maß für die Strömungsgeschwindigkeit betrachtet werden. Abhängig von der eingesetzten Brückenschaltung können Hitzdrähte im CTA-Betrieb Schwankungsbewegungen im Frequenzbereich einiger kHz auflösen. Damit eignet sich diese Messtechnik u.a. zur Bestimmung des Turbulenzgrades einer Strömung [8].

Im Rahmen dieser Arbeit kam ein Hitzdrahtsystem von SVMtec zum Einsatz. Zur Bestimmung des Turbulenzgrades wurde die GS bei  $x = 50$  mm mit einer Eindrahtsonde traversiert. Die resultierenden  $Tu$ -Profile sind in Abb. 3.11 dargestellt.

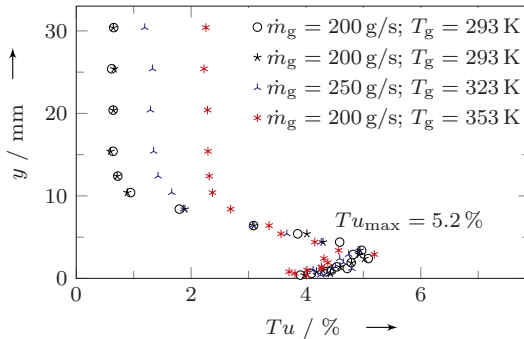


Abbildung 3.11: Turbulenzgrad der Strömung am HGK bei  $x = 50$  mm

Alle gemessenen Profile weisen in etwa der Hälfte der GS-Dicke (vgl. Abb. 3.9 (a) u. Abb. 3.10 (a)) ein ausgeprägtes Maximum auf, welches in Richtung des Grenzschichttrands wieder abklingt. In der ungestörten Strömung außerhalb der GS ergeben sich für die untersuchten Betriebsbedingungen konstante Werte zwischen 0.6 % und 2.3 %. Diese liegen damit über den theoretisch ermittelten Werten nach Roach [83]. Eine Beobachtung, die durch die experimentellen Gegebenheiten begründet werden kann (beschleunigte Strömung, Kanten, etc.), welche der theoretische Ansatz nach [83] nicht abdeckt. Generell befindet sich der  $Tu$ -Verlauf jedoch in guter qualitativer Übereinstimmung mit den in Gersten und Herwig [27] angegebenen Profilen turbulenter Schwankungsbewegungen.

Eine quantitative Verwendung der Hitzdrahtmessungen zur Bestimmung der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile ist in dieser Arbeit nicht vorgesehen. Da bei der Transpirationskühlung durch die Injektion des Kühlgases eine stark nicht

isotherme Gs-Situation auftreten kann, muss für aussagekräftige Messungen ein deutlich erhöhter Kalibrieraufwand betrieben werden (s. bspw. Borowiak [04s]). Die durchgeführten Messungen dienen hier zur Überprüfung der Strömungsqualität am HGK. Basierend auf den ermittelten  $Tu$ -Verläufen kann davon ausgegangen werden, dass die in Kap. 5.2 diskutierten Gs-Profile eine charakteristische Turbulenzstruktur und -intensität aufweisen.

### 3.3 Messdatenerfassung

Um Aussagen basierend auf einem hohen Detailgrad der Messwerte treffen zu können, wurden die physikalischen Mechanismen in interne sowie externe Effekte unterteilt und mittels der beiden beschriebenen Versuchsstände untersucht. Neben der Güte wurde auch auf die Übertragbarkeit der Messdaten zwischen den beiden Experimenten geachtet. Dies wurde u.a. erreicht, indem poröse Probe, Kühlgasplenum und dessen direkte Instrumentierung bei beiden Versuchen identisch sind. Dadurch konnte auch eine gemeinsame Messdatenerfassung realisiert werden.

Die einzelnen Messinstrumente werden im Versuchsbetrieb mittels einer Steuer- und Regelroutine über einen zentralen Messrechner angesprochen und ausgelesen. Die Routine ist in einer Erzeuger/Verbraucher-Struktur in der Entwicklungsumgebung LabVIEW 2013 von NATIONAL INSTRUMENTS umgesetzt. Theoretisch erlaubt diese Programmstruktur die gleichzeitige Ansteuerung von beliebig vielen Messinstrumenten. In den durchgeführten Versuchen wurden bis zu acht unterschiedliche Messgeräte zeitgleich verwendet. Die Anbindung der Geräte erfolgte über die Schnittstellen des Messrechners. Die Erfassung des jeweiligen Zeitstempels ermöglicht es dabei, die Daten auf eine gemeinsame Zeitbasis zu beziehen. Im Rahmen der Beschreibung der Messtechnik wurde in den Kapn. 3.1.2 und 3.2.2 die primär verwendete Instrumentierung aufgeführt. Nachfolgend wird nun auf deren Einbindung und Merkmale bei der Datenerfassung eingegangen.

**Temperatur** Durch den Seebeck-Effekt induzierte Spannungen der TE werden über ein MEASUREpoint DT8874-32T von DATATRANSLATION verstärkt und in Temperaturen umgerechnet. Der 32-kanalige Messdatenwandler besitzt für jeden Kanal eine Kaltstellenkompensation und kann zeitgleich mit max. 10 Hz ausgelesen werden. Die Verbindung zum Messrechner erfolgt über eine *Ethernet*-Schnittstelle.

**Druck** Die statischen Drücke werden vom SCANIVALVE DSA 3016 Mehrkanalsystem mit einer Frequenz von bis zu 625 Hz in ein digitales Signal gewandelt. Die Anbindung am Messrechner erfolgt ebenfalls über eine *Ethernet*-Schnittstelle.

### 3 Versuchsstände und Messtechnik

---

Absolut- sowie Relativdruck (PAA33X bzw. MENSOR CPT6100) werden direkt am Druckaufnehmer in ein digitales Signal gewandelt und über serielle RS-485 bzw. RS-232 Schnittstellen am Messrechner mit bis zu 400 Hz bzw. 10 Hz abgegriffen.

**Massenstrom** Die Versorgung und Ansteuerung des thermischen Massenstromreglers HFC-303 erfolgt über ein PSCT-1 Betriebsgerät der Firma SCHAEFER-TEC. Dem elektronischen Betriebsgerät sind die entsprechenden Kalibrierkurven hinterlegt, um die Regel- bzw. Messspannung in einen Massenstrom umzurechnen. Die Einschwingzeiten des Messinstruments werden nach Herstellerangaben mit  $< 2$  s angegeben. Die Steuerung und Einbindung in die Messdatenerfassung ist über eine serielle RS-232 Schnittstelle des Messrechners realisiert.

Die Massenstrommessung der HGS erfolgt über das LFE50MR2-6, welches über einen S320 *Controller* der Firma TETRA TEC INSTRUMENTS ausgelesen wird. Analog zur Massenstromregelung der Kühlgasströmung, sind auch beim S320 Betriebsgerät die Kalibrierkurven hinterlegt. Die Einbindung zur Datenerfassung erfolgt hier ebenfalls über eine RS-232 Schnittstelle. Das *Laminar Flow Element* besitzt nach Herstellerangaben Ansprechzeiten von  $< 0.1$  s.

**Infrarot-Thermografie** Die Bedienung der FLIR SC7600 Wärmebildkamera erfolgt mittels des FLIR-eigenen radiometrischen Softwarepakets ALTAIR. Um möglichst stabile Messungen zu gewährleisten, wird das Steuer- und Messprogramm von einem separaten Computer aus betrieben. Der Datentransfer erfolgt hier per *Ethernet* und kann bei voller Auflösung mit bis zu 100 Hz durchgeführt werden.

**Schlierenfotografie** Die Aufnahmen der Schlierenfotografie erfolgt im Versuchsbetrieb durch die CANON EOS 600D Kamera. Die Fotokamera wurde dabei durch eine USB-Schnittstelle vom Messrechner mittels des EOS *Utility* Softwarepakets bedient. Dadurch konnte die zeitliche Abstimmung mit den übrigen Geräten sowie der direkte Datentransfer mit dem Messrechner realisiert werden.

**Hitzdrahtmessungen** Die in den Voruntersuchungen eingesetzten Hitzdrähte wurden über ein SVMtec 4CTA Betriebsgerät angesteuert. Dieses ermöglicht neben der Stromversorgung auch das Auslesen des Hitzdrahtsignals durch eine integrierte NI USB-6211 Datenerfassungskarte von NATIONAL INSTRUMENTS. Das Datenerfassungsmodul ermöglicht in den Untersuchungen einen Signalabgriff mit bis zu 250 kHz. Die Übertragung auf den Messrechner erfolgt über eine USB-Schnittstelle und die Ansteuerung ebenfalls über die LABVIEW Routine.



## Material und materialspezifische Eigenschaften

Nachfolgend werden die untersuchten porösen Materialien vorgestellt und deren jeweilige Instrumentierung beschrieben. Im Anschluss daran wird auf material-spezifische Eigenschaften eingegangen sowie daraus abgeleitete weiterführende Zusammenhänge aufgezeigt.

### 4.1 Untersuchte Materialien

Nach der in Kap. 1 getroffenen Definition, ist eine poröse Wandstruktur Grundvoraussetzung der Transpirationskühlung. Zudem wurde an dieser Stelle die Eignung der Transpirationskühlung als Thermalschutz im Bereich extremer Wärmelasten herausgearbeitet. An das Material eines solchen aktiv gekühlten Schutzkonzeptes stellen sich für den erfolgreichen Betrieb gesteigerte Anforderungen. Neben der Fähigkeit auftretende mechanische Lasten aufzunehmen, sollte der Grundwerkstoff eine hohe Temperaturbeständigkeit aufweisen und porös bzw. permeabel zur Kühlgasdurchströmung sein. Diese Voraussetzungen werden von keramischen Verbundwerkstoffen (CMC) erfüllt. Zusätzlich besitzen CMC-Strukturen eine verhältnismäßig geringe Dichte und relativ kleine thermische Ausdehnungsraten, was dieses Material für den Einsatz in der Luft- und Raumfahrt prädestiniert [28, 52].

Das große Anwendungspotenzial von CMC-Strukturen bildet die Motivation, diese speziellen Werkstoffe als Basismaterial im Rahmen dieser Arbeit zu verwenden. Neben den prinzipiell sehr positiven Eigenschaften, ergeben sich in Bezug auf die angestrebten Grundlagenuntersuchungen auch einige herausfordernde bzw. unbekannte Aspekte. Da für diese Materialklasse noch keine umfassenden Referenzdaten vorliegen, werden die Methoden zur Bestimmung der CMC-Eigenschaften anhand metallischer Referenzmaterialien verifiziert.

### 4.1.1 Keramische Verbundmaterialien

Die primär in dieser Arbeit untersuchten porösen CMC-Proben bestehen aus C/C (*Carbon/Carbon*), einem keramischen Verbundwerkstoff. Entwickelt und hergestellt wurde das verwendete Material am Institut für Bauweisen und Strukturtechnologie am DLR in Stuttgart (DLR-BK). Bei der Herstellung von C/C wird ein kohlefaserverstärkter Werkstoff unter Schutzgasatmosphäre bei niedrigen Drücken und hohen Temperaturen in einem Autoklaven pyrolysiert. Der Pyrolyseprozess sorgt für ein charakteristisches Schrumpfen des Grundmaterials, was zur Ausbildung feiner Risse bzw. der Porosität in der Struktur führt. Übrig bleibt amorpher Kohlenstoff (*Carbon*), welcher dem CMC-Material seinen Namen verleiht. Eine genaue Beschreibung des Herstellungsprozesses wird bspw. in Heidenreich [40] gegeben. Poröses C/C-Material wird in zahlreichen Studien zur Transpirationskühlung eingesetzt (z.B. in [4, 18, 36, 56–59, 103]) und kann nach Herstellerangaben als Referenzmaterial für transpirationsgekühlte CMC-Strukturen angesehen werden.

In Abb. 4.1 ist eine mikroskopische Aufnahme einer C/C typischen Rissstruktur dargestellt. Ausgehend vom bereits anisotropen Grundmaterial (Kohlefasergewebe, kohlenstoffhaltiges Bindemittel) vor der Pyrolyse, bildet sich beim finalen Produkt ein ebenfalls richtungsabhängiges Gefüge aus. Diese anisotrope Struktur prägt sich den aero- und thermodynamischen Eigenschaften des Materials auf. Dadurch ergeben sich u.a. richtungsabhängige Werte der Permeabilität, Austrittsporosität und Wärmeleitfähigkeit. Mit Bezug auf die Orientierung der Kühlgasdurchströmung zur Faserlage, wird bei den durchgeführten Untersuchungen zwischen parallel (P) und senkrecht (S) durchströmten C/C-Proben unterschieden. Fotografien der einge-

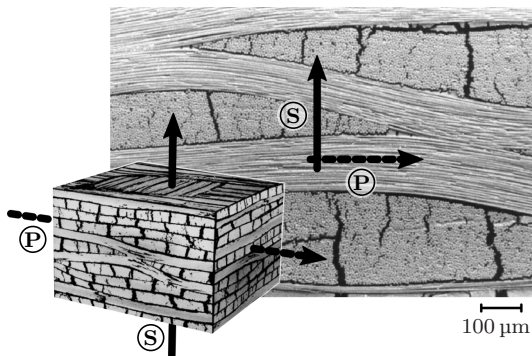


Abbildung 4.1: Räumliche und mikroskopische Aufnahme von C/C (bzw. C/C-SiC):  
(P) parallele Durchströmrichtung; (S) senkrechte Durchströmrichtung  
(Darstellung in Anlehnung an [25, 36])

setzten C/C-Proben sind in Abb. A.3 dargestellt. In diesem Abschnitt (Kap. A.1.2) sind zudem auch Details zu den eingesetzten Dichtungsmethoden beschrieben.

In der Konzeption einer möglichen Anwendung kann das anisotrope Materialverhalten von Vorteil sein. Bei den hier angestrebten Untersuchungen führt es jedoch zu unbekanntem Größen, deren Einfluss ermittelt werden muss. Neben den richtungsabhängigen Materialeigenschaften ist auch der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient, als charakteristische Größe des strukturinternen Energieaustauschs (s. Kap. 2.1.1), eine Unbekannte. Um die verwendeten Methoden zur Bestimmung dieser unbekanntem Größen zu überprüfen, wurden, zusätzlich zu den CMC-Proben, metallische Referenzmaterialien untersucht.

### 4.1.2 Metallische Kugelschüttungen

Als Referenzmaterial zur Überprüfung der verwendeten Methoden wurden metallische Kugelschüttungen verwendet. Kugelschüttungen werden in vielen technischen Bereichen eingesetzt und sind dementsprechend bereits umfangreich untersucht. Insbesondere zur Bestimmung der Permeabilität und des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten kann für diese Materialien auf bekannte Zusammenhänge zurückgegriffen werden [1, 21, 29, 42, 75, 108].

Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen kamen zwei verschiedene Kugelschüttungen vom Typ SIKA-B der Firma GKN SINTER METALS zum Einsatz. In Abb. 4.2 sind die Schüttungen als Mikrofotografieaufnahmen dargestellt. Beide SIKA-B-Materialien bestehen aus einzelnen Kugeln aus Bronze-Vollmaterial (CuSn12) und wurden in der Herstellung durch Sintern miteinander verbunden. Bedingt durch den Fertigungsprozess, ergeben sich hierbei Kugelschüttungen mit einer zufälligen Schüttungsdichte. Viele der aero- und thermodynamischen Eigenschaften von Kugelschüttungen können mit dem Kugel- bzw. Partikeldurchmesser  $d_p$  korreliert werden. Daher wurde bei der Beschaffung der Schüttungen auf eine

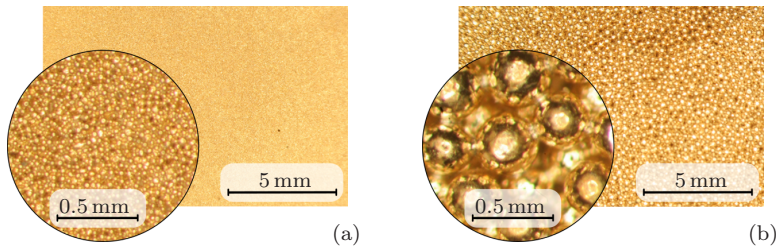


Abbildung 4.2: Mikrofotografieaufnahmen der metallischen Kugelschüttungen: (a) SIKA-B8,  $38 \mu\text{m} < d_p < 53 \mu\text{m}$ ; (b) SIKA-B80,  $315 \mu\text{m} < d_p < 400 \mu\text{m}$

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

möglichst kleine Streuung des Kugeldurchmessers geachtet. Die Auswahl fiel dadurch auf die Filtermaterialien S1KA-B8 und S1KA-B80 mit einer jeweiligen Spanne des Kugeldurchmessers von  $38 \mu\text{m} < d_p < 53 \mu\text{m}$  bzw.  $315 \mu\text{m} < d_p < 400 \mu\text{m}$ . Das feinere S1KA-B8 stammt aus einer Sonderfertigung, bei der die Einzelkugeln vor dem Sintern zusätzlich gesiebt und damit auf die angegebene Durchmesserspanne reduziert wurden. Fotografien der S1KA-B-Proben sind in Abb. A.4 dargestellt.

Nachfolgend werden zunächst Details der intern verbauten Sensoren beschrieben, bevor konkret auf die Methoden zur Materialcharakterisierung eingegangen wird.

### 4.1.3 Instrumentierung

Alle untersuchten Proben sind mit zehn TE in unterschiedlichen Einbautiefen instrumentiert. Eine schematische Skizze zur Positionierung der TE ist in Abb. 4.3 dargestellt. Das gewählte Bohrmuster gewährleistet Messungen in einem Bereich, in dem Querwärmeleitung vernachlässigt werden kann [60]. Die Austrittsfläche der S1KA-B-Proben beträgt  $64 \text{ mm} \times 64 \text{ mm}$  und die der C/C-Proben  $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ . Das in Abb. 4.3 beschriebene Bohrmuster ist bei beiden Probentypen identisch.

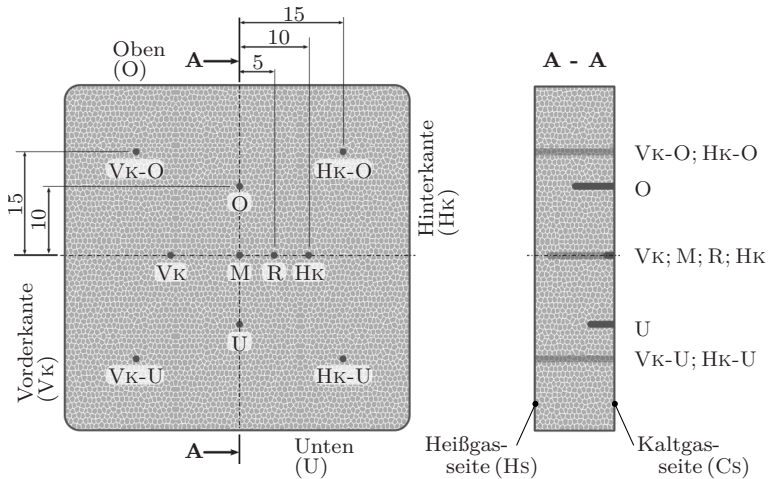


Abbildung 4.3: Schematische Skizze zur Einbauposition und -Tiefe der intern verbauten TE (Ansicht von unten und Querschnitt, Angaben in mm)

Die Temperaturmessstellen in unterschiedlichen Tiefen, bzw. Abständen zur Heißgasseite, ermöglichen die Erfassung des internen Temperaturverlaufs. Für eine gute thermische Verbindung sind die TE der metallischen Kugelschüttungen mit

## 4.2 Materialspezifische Eigenschaften

Epoxidkleber (OMEGA, OMEGABOND-200) und die TE der C/C Proben mit Graphitkleber (AREMCO, GRAPHI-BOND 669) in die Bohrlöchern eingeklebt. Um die Infiltration des Bindemittels über die Poren in das poröse Material auf ein Minimum zu reduzieren, wurden beide Klebstoffe relativ zähflüssig verarbeitet. Die Bindemittel besitzen eine Wärmeleitfähigkeit im Bereich des jeweiligen Grundmaterials (67 W/m/K u. 24 W/m/K). Durch diese Installationsart kann davon ausgegangen werden, dass die in der porösen Struktur verbauten TE die Festkörpertemperatur detektieren. Alle verbauten Temperatursensoren sind geerdete Mantel-TE (Typ K;  $\varnothing$  1 mm). Die Messunsicherheit wurde vor der Integration in der jeweiligen Probe durch eine stationäre Kalibrierung zu  $\pm 0.2^\circ\text{C}$  bestimmt.

In Tab. 4.1 sind der Abstand zwischen Heißgasseite und Messspitze der TE aufgelistet. Zur Ermittlung wurden Bohrlochtiefen und Differenzmessungen anhand von Markierungen an den TE vor und nach dem Einbau verwendet. Aus den Mittelwerten beider Messungen ergeben sich die in der Tabelle angegebenen Abstände. Die Angabe der Streuung quantifiziert die Unsicherheit bei dieser Bestimmung für die intern verbauten Temperatursensoren (VK, O, HK, U, M). Bei den oberflächenbündig verbauten TE auf der Heißgas- (VK/HK-O/-U) und Kaltgasseite (R) ergibt sich keine derartige Varianz, da eine visuelle Überprüfung der Einbautiefe während der Installation möglich war. Alle angegebenen Abmessungen enthalten zusätzlich einen allgemeinen Messfehler, der mit  $\pm 0.1$  mm abgeschätzt wurde.

Tabelle 4.1: Installationstiefen der TE bezogen auf die Heißgasseite ( $y$  / mm)

	SIKA-B8	SIKA-B80	SampleA	SampleB
VK/HK-O/U	0.00	0.00	0.00	0.00
VK	$-1.68 \pm \text{n.a.}$	$-2.74 \pm 0.23$	$-2.13 \pm 0.13$	$-2.52 \pm 0.18$
O	$-2.78 \pm 0.26$	$-4.57 \pm 0.10$	$-2.41 \pm 0.24$	$-4.75 \pm 0.29$
HK	$-5.74 \pm 0.30$	$-8.85 \pm 1.15$	$-4.21 \pm 0.15$	$-2.83 \pm 0.29$
U	$-8.88 \pm 0.15$	$-10.33 \pm 0.36$	$-6.83 \pm 0.68$	$-6.48 \pm 0.19$
M	$-12.11 \pm 0.28$	$-12.26 \pm 0.12$	$-7.88 \pm 0.07$	$-8.14 \pm 0.12$
R	-13.49	-13.46	-10.66	-9.89
Probendicke	14.11	15.31	11.16	10.92

## 4.2 Materialspezifische Eigenschaften

Die materialspezifischen Eigenschaften der betrachteten Proben wurden selbst bestimmt, durch Kooperationspartner zur Verfügung gestellt oder aus Literatur-

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

werten bzw. Herstellerangaben abgeleitet. In Tab. 4.2 sind die für diese Arbeit relevanten Materialcharakteristika sowie deren Ursprung aufgelistet.

Der erste Block in Tab. 4.2 enthält geometrische Größen der einzelnen Proben. Die jeweilig durchströmte Fläche ist dabei mit  $A$ , die Dicke mit  $L$  und die spezifische innere Oberfläche mit  $S$  beschrieben. Gemeinsam mit der Porosität  $\epsilon$  komplettieren die Permeabilitätskoeffizienten  $K_D$  und  $K_F$  den zweiten Block der Tabelle. Im Anschluss daran sind Dichte  $\rho_{\text{eff}}$ , spezifische Wärmekapazität  $c_{p,\text{eff}}$  und Wärmeleitfähigkeit  $k_{\text{eff}}$  als effektive Größen aufgelistet. Effektiv meint in diesem Zusammenhang, dass das durch die Porosität quantifizierte Verhältnis aus Fluid- und Festkörperanteil (Index f bzw. s) in den Werten berücksichtigt ist. Exemplarisch gezeigt anhand der Wärmeleitfähigkeit, kann diese über

$$k_{\text{eff}} = (1 - \epsilon) k_s + \epsilon k_f \quad (4.1)$$

als effektive Größe ausgedrückt werden [76]. Die gleichen Materialkennwerte von *SampleA* und *SampleB* resultieren aus dem Herstellungsprozess, in dem beide Proben aus demselben C/C-Grundmaterial gefertigt wurden. Die Unterschiede bei der Permeabilität und der Wärmeleitfähigkeit sind auf den unterschiedlichen Lagenaufbau des C/C-Materials zurückzuführen (anisotrope Materialeigenschaften). Der zusätzliche Index y beschreibt dabei die Richtung, für welche diese richtungsabhängigen Größen bestimmt wurden. Zuletzt sind die Emissions- bzw. Absorptionsgrade in Tab. 4.2 aufgelistet. Nachfolgend werden Details zur Bestimmung der angegebenen Materialparameter beschrieben.

Tabelle 4.2: Materialspezifischen Eigenschaften der betrachteten Proben mit jeweiligem Ursprung der Größe: (i) eigene Bestimmung; (ii) Bestimmung am DLR-BK; (iii) Herstellerangaben; (iv) Literaturwerte

	SIKA-B8	SIKA-B80	<i>SampleA</i>	<i>SampleB</i>
$A / \text{mm}^2$		4096 (i)		2500 (i)
$L / \text{mm}$	14.11 (i)	15.31 (i)	11.16 (ii)	10.92 (ii)
$S / 1/\text{m}$	100 536 (i, iii)	11 037 (i, iii)		39 552 (i, iv)
$\epsilon / -$	0.238 (ii)	0.342 (ii)		0.124 (ii)
$K_{D,y} / \cdot 10^{-12} \text{m}^2$	0.493 (i)	84.105 (i)	0.200 (i)	0.598 (ii)
$K_{F,y} / \cdot 10^{-7} \text{m}$	1.991 (i)	130.086 (i)	0.091 (i)	0.786 (ii)
$\rho_{\text{eff}} / \text{kg}/\text{m}^3$	6715 (ii)	5751 (ii)		1375 (ii)
$c_{p,\text{eff}} / \text{J}/\text{kgK}$	253 (ii)	167 (ii)		950 (iv)
$k_{\text{eff},y} / \text{W}/\text{mK}$	18.64 (ii)	9.22 (ii)	1.75 (iv)	12.50 (iv)
$\alpha / -$	0.24 (i)	0.33 (i)	0.77 (i)	0.85 (i)

**Porosität** Das Verhältnis von Hohlraumvolumen  $V'$  zu Gesamtvolumen  $V_{\text{ges}}$ , der Definition der Porosität ( $\epsilon = V'/V_{\text{ges}}$ ), wurde für alle Proben am DLR-BK bestimmt. Die verwendete Messmethode beruht auf dem Archimedischen Prinzip und entspricht den in DIN EN 993-1 [16] formulierten Standards. Neben der offenen Porosität  $\epsilon$  wird aus diesen Messungen auch die effektive Dichte  $\rho_{\text{eff}}$  abgeleitet.

**Spezifische Oberfläche** Die spezifische Oberfläche entspricht dem Verhältnis aus innerer Fläche  $A_{\text{int}}$  und dem Gesamtvolumen der porösen Probe ( $S = A_{\text{int}}/V_{\text{ges}}$ ). Als materialcharakteristischer Anteil des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten ( $h_v = S h_{\text{int}}$ ), gilt die spezifische Oberfläche als wichtiges Maß für den internen Energieaustausch einer durchströmten porösen Struktur.

Für die Sika-B-Proben kann die spezifische Oberfläche direkt aus dem Kugeldurchmesser ( $d_p$ ) und der Porosität über den Zusammenhang

$$S = \frac{6(1 - \epsilon)}{d_p} \quad (4.2)$$

bestimmt werden [76].

Ausgehend von der statistischen Rissstruktur des C/C-Materials (s. Abb. 4.1), kann für dieses Material kein klar definiertes Kugeldurchmesseräquivalent abgeleitet werden. Zur Ermittlung der spezifischen Oberfläche wurde beim C/C im Rahmen dieser Arbeit deshalb ein geometrisches Vergleichsmodell verwendet.

Wagner et al. [103] beschreiben in ihrer Studie u.a. charakteristische mittlere Rissgrößen für C/C-Materialien. Idealisiert man diese als Risse zylindrischer Form, können die in [103] bestimmten Größen zwischen 11  $\mu\text{m}$  und 14  $\mu\text{m}$  als Durchmesser interpretiert<sup>1</sup> werden. Basierend auf der Definition der Porosität ( $\epsilon = V'/V_{\text{ges}}$ ), kann damit das offene Volumen der C/C-Proben durch ein Modell bestehend aus  $n$  Einzelzylindern eines mittleren Durchmessers  $d$  beschrieben werden. Ist die Porosität wie im vorliegenden Fall bekannt, kann die Zylinderanzahl direkt ermittelt und  $A_{\text{int}}$  durch folgenden Zusammenhang bestimmt werden

$$\epsilon = \frac{V'}{V_{\text{ges}}} = \frac{n \pi d^2/4 L}{A L} \Rightarrow n \rightarrow A_{\text{int}} = n \pi d L. \quad (4.3)$$

Neben der Unsicherheit, die die getroffenen Modellannahmen mit sich bringen, beruht diese Bestimmung auf Messungen an vergleichbaren aber dennoch unterschiedlichen C/C-Materialien. Die in Tab. 4.2 angegebene spezifische Oberfläche der C/C-Proben, sollte daher als dimensionierende und nicht quantifizierende

---

<sup>1</sup>Diese Idealisierung scheint gerechtfertigt, da das von Wagner et al. [103] eingesetzte Messverfahren (Quecksilberporosimetrie) ebenfalls von dieser Annahme ausgeht

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

---

Größe betrachtet werden. Die ermittelte Dimension der spezifischen Oberfläche wird von Greuel [32] jedoch für vergleichbare C/C-Proben bestätigt.

**Permeabilität** Die Permeabilität beschreibt die Durchlässigkeit einer porösen Struktur. Je permeabler die Struktur, desto geringer ist der erzeugte Druckverlust bei Durchströmung. Dieser Zusammenhang kann allgemein durch die Darcy-Forchheimer-Gleichung beschrieben werden (s. Kap. 2.1.1). Die darin enthaltenen Koeffizienten  $K_D$  und  $K_F$  quantifizieren den materialspezifischen Einfluss.

Für Kugelschüttungen korrelieren die Permeabilitätskoeffizienten nach Ergun [21] mit dem Partikel- bzw. Kugeldurchmesser und der Porosität über

$$K_D = \frac{\epsilon^3 d_p^2}{150(1-\epsilon)^2} \quad \text{sowie} \quad K_F = \frac{\epsilon^3 d_p}{1.75(1-\epsilon)}. \quad (4.4)$$

Diese Zusammenhänge wurden aus Druckverlustmessungen an homogenen Kugelschüttungen erarbeitet und setzen neben der Kenntnis der Porosität auch einen bekannten mittleren Kugeldurchmesser voraus. Die Anwendung der in Gl. (4.4) angegebenen Korrelationen ist damit bei den keramischen Proben nicht möglich.

Die Permeabilitäten der C/C-Proben wurden durch messdatenbasierte Regressionsrechnungen bestimmt. Ausgehend von der allgemeinen Darcy-Forchheimer-Gleichung, kann durch Substitution und Integration nach Innocentini et al. [46] eine ortsunabhängige Formulierung erreicht werden, die durch

$$\frac{p_c^2 - p_{\text{amb}}^2}{2 p_c L} = \frac{\mu_c v_c}{K_D} + \frac{\rho_c v_c^2}{K_F} \quad (4.5)$$

beschrieben wird. Die unternommenen Schritte zur Entwicklung von Gl. (4.5) sind im Anhang unter A.3.1 aufgeführt. Diese Formulierung wird als Zielfunktion der Regressionsrechnung verwendet und so  $K_D$  und  $K_F$  über die Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Die Messdatengrundlage dieser multivariaten Kurvenanpassung bilden der Druck im Kühlgasplenum  $p_c$ , in der Umgebung  $p_{\text{amb}}$  und der Kühlgasmassenstrom bzw. der Darcy-Geschwindigkeit  $v_c = \dot{m}_c / (\rho_c A)$ . Bei der Ermittlung der Permeabilitätskoeffizienten von C/C, hat sich diese Methode als eine Art Standardverfahren etabliert [4, 26, 56, 58].

Werden für die Kugelschüttungen  $K_D$  und  $K_F$  aus den Zusammenhängen nach Gl. (4.4) ermittelt, ergeben sich für die Sika-B8-Probe Unterschiede zur Kurvenanpassung von 33.0 % für  $K_D$  und von 137.7 % für  $K_F$ . Beim Sika-B80-Material sind die Unterschiede deutlich geringer und ergeben sich zu 6.0 % bei  $K_D$  und 4.1 % bei  $K_F$ . Letztere liegen damit im Bereich der Unsicherheiten der regressionsbasierten Permeabilitätsbestimmung. Mögliche Ursachen der relativ großen



Abweichungen bei der Sika-B8-Probe können sowohl auf die Streuung des Kugeldurchmessers, als auch auf das betrachtete Strömungsregime zurückgeführt werden. Basierend auf der Reynolds-Zahl ( $Re_d = v d_p / \epsilon \nu$ ), ergeben sich beim Sika-B8 Strömungssituationen ( $Re_d < 3$ ), bei denen der quadratische Term der Darcy-Forchheimer-Gleichung lediglich eine untergeordnete Rolle spielt [76]. Ergun [21] geht jedoch davon aus, dass  $K_D$  und  $K_F$  ausschließlich mit  $d_p$  und  $\epsilon$  korrelieren und damit unabhängig vom Strömungsregime sind. Eine Grundannahme, die bspw. von Hicks [42] widerlegt wurde. Effekte, die auf die Strömungscharakteristik zurückgeführt werden können, sind beim Regressionsansatz direkt enthalten. Ebenso wie potenzielle Unsicherheiten bei Kugeldurchmesser oder Porosität. Daher wurden alle Permeabilitätskoeffizienten der untersuchten Proben durch messdatenbasierte Kurvenanpassungen bestimmt und weiter zur Modellbildung verwendet.

**Wärmeleitfähigkeit und -kapazität** Die in Tab. 4.2 angegebenen effektiven Wärmeleitfähigkeiten sowie spezifischen Wärmekapazitäten der C/C-Proben sind aus Hald et al. [38] entnommen (bei 400 K). Die effektiven Werte der Sika-B-Proben wurden durch Messungen mithilfe der s.g. *Transient Plane Source* (TPS) Technik durch ein HOT DISK, TPS 3500 Messgerät am DLR-BK ermittelt (bei 293 K).

Verwendet man den in Gl. (4.1) angegebenen Zusammenhang, um von den effektiven Messwerten auf die Eigenschaften des Vollmaterials zu schließen, ergeben sich für alle untersuchten Materialien relativ große Abweichungen zu den in der Literatur verfügbaren Werten. Nield und Bejan [76] beschreiben in diesem Bezug, dass der innere Aufbau des porösen Materials entscheidend zur effektiven Wärmeleitfähigkeit beiträgt. Einflussgrößen wie der Wärmeübergangswiderstand zwischen den einzelnen Kugeln oder *Carbon*-Faserbündeln werden nicht durch das gewichtete arithmetische Mittel der Wärmeleitfähigkeiten aus Fluid- und Festkörper nach Gl. (4.1) beschrieben. In Kaviani [50] sind zahlreiche Modelle zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit zusammengefasst. Die gemessenen  $k_{\text{eff}}$  der untersuchten Proben fügen sich dabei gut in den möglichen Wertebereich<sup>2</sup>.

Die spezifischen Wärmekapazitäten poröser Materialien werden häufig auf deren Volumen bezogen. Als effektive Größe können diese über

$$\rho_{\text{eff}} c_{p,\text{eff}} = (1 - \epsilon) \rho_s c_{p,s} + \epsilon \rho_f c_{p,f} \quad (4.6)$$

ausgedrückt werden. Da geometrische Effekte hier keine Rolle spielen, ist der Ansatz über das gewichtete arithmetische Mittel bei der Wärmekapazität zielführend [76]. Verwendet man Gl. (4.6), um über die per TPS-Technik ermittelten effektiven Werte auf die theoretischen Daten des Vollmaterials zu schließen, ergeben sich Unterschiede zu den Literaturwerten beim Sika-B8 von 11.9%, Sika-B80

---

<sup>2</sup>Ausführliche Diskussion der effektiven Größen der Sika-B-Proben ist in Potyka [08s] zu finden

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

---

von 32.5% und C/C von 0.1%. Der Ursprung der jeweiligen Abweichung kann nicht definitiv bestimmt werden. Generell kann aber davon ausgegangen werden, dass die standardisierte Messungen der Porosität und der Dichte nach DIN EN 993-1 verhältnismäßig wenig fehleranfällig sind. Damit stellen die Werte des Grundmaterials sowie die per TPS-Technik ermittelten effektiven Größen die wahrscheinlichsten Ursachen der Abweichungen dar<sup>3</sup>.

**Absorptionsgrad** Die materialspezifische Fähigkeit Wärmestrahlung aufzunehmen wird durch den Absorptionsgrad  $\alpha$  beschrieben [49]. Für die untersuchten Materialien wurde dieser in einem separaten Laborexperiment bestimmt. Die Proben wurden dabei durch eine Heizplatte kontrolliert erwärmt und die sich einstellende Oberflächentemperatur durch eine Wärmebildkamera (FLIR Sc7600) aufgenommen. Auf der zur IRT-Kamera gerichteten Seite wurden auf jeder Materialprobe zwei TE installiert. Bei diesen Untersuchungen wurde darauf geachtet, dass keine reflektierenden Oberflächen oder anderweitig unbekanntes Strahlungsquellen im Aufbau vorhanden sind. Somit konnte die Grundkalibrierung der Kamera verwendet werden, um die aufgenommenen Strahlungsintensitäten in Temperaturen umzurechnen. Der oberflächen- und materialabhängige Emissionsgrad ist ein Eingabeparameter der radiometrischen Kamerasoftware. Dieser wurde während der Versuche angepasst, bis die durch die TE gemessenen den per IRT-Kamera detektierten Temperaturen entsprachen. Nach dem Kirchhoff'schen Strahlungsgesetz wird der so ermittelte Emissions- in der Folge als Absorptionsgrad verwendet.

Diese Untersuchungen wurden für alle betrachteten Materialien zwischen 290 K und 450 K Oberflächentemperatur durchgeführt. In regelmäßigen Inkrementen (ca. 20 K) wurde dabei der Absorptionsgrad bestimmt. Eine Temperaturabhängigkeit konnte im betrachteten Wertebereich nicht festgestellt werden. Der Absorptionsgrad wird daher in der Folge als temperaturunabhängig angenommen. Die Werte in Tab. 4.2 entsprechen dem Mittel aller Messpunkte der jeweiligen Probe.

### 4.3 Abgeleitete Zusammenhänge

Die Datengrundlage der zuvor beschriebenen Permeabilitätsbestimmung stammt aus Experimenten ohne Wärmelast. Hierbei wurden verschiedene Kühlgasmassenströme eingestellt und der sich ergebende Druckunterschied zwischen Kühlgasplenum und Umgebung gemessen. Für eine möglichst große Aussagekraft wurden

---

<sup>3</sup>Die zugehörigen Messungen wurden im Rahmen einer Testphase des TPS-Systems durchgeführt. Details, wie z.B. die mittlere Temperatur während der Messung, liegen nicht vor. Stoffdaten zum Grundmaterial können damit nicht eindeutig der Literatur entnommen werden.

### 4.3 Abgeleitete Zusammenhänge

diese Daten an den jeweilig instrumentierten Proben erhoben. Bei diesen Messungen ergeben sich bei den verhältnismäßig gering permeablen C/C-Proben entsprechend hohe Druckverluste. Neben dieser Charakteristik wird durch die TE auch eine merkbare Abkühlung der porösen Probe angezeigt. Je größer hierbei der eingestellte Kühlgasstrom und damit Druckverlust  $\Delta p$ , desto ausgeprägter ist die gemessene Abkühlung  $\Delta T$ . Die internen TE detektieren dabei Werte, die kälter sind als alle übrigen am System gemessenen Temperaturen ( $T_c, T_{amb}, T_{lat}$ ). In Abb. 4.4 (a) ist diese Beobachtung exemplarisch anhand von Messwerten ohne Wärmelast an *SampleB* gezeigt. Neben dem Temperaturunterschied zwischen Heiß- (Hs) und Kaltgasseite (Cs), veranschaulichen die Daten auch den Temperaturverlauf über die Dicke der porösen Probe<sup>4</sup>. In Abb. 4.4 (b) sind die an den keramischen Proben gemessenen  $\Delta T$  über  $\Delta p$  aufgetragen.

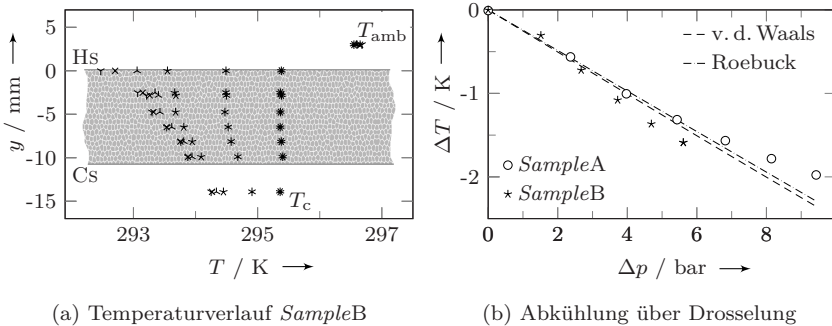


Abbildung 4.4: JTE: (a) TE-Daten, Symbole korrespondieren von rechts nach links mit  $\dot{m}_c = 0, 2, 4, 6, 8, 10$  g/s; (b) Abkühlung  $\Delta T = T_{Cs} - T_{Hs}$  über Drosselung  $\Delta p = p_c - p_{amb}$ , Verlauf beschrieben durch linearisierte van der Waals-Zustandsgleichung und  $\mu_{JT}$  aus Roebuck [84]

Die verzeichnete Temperaturänderung infolge der Druckminderung deutet auf ein Realgasverhalten bei der Entspannung des Kühlgases über die poröse Probe hin. Betrachtet man die Probe idealisiert als adiabate Drossel, kann das beobachtete Verhalten auf den Joule-Thomson-Effekt (JTE) zurückgeführt werden [84, 105].

**Joule-Thomson-Effekt** Dieser Realgaseffekt kann allgemein durch die Unterteilung der inneren Energie eines Gases in Anteile basierend auf Kohäsion und Brown'scher Eigenbewegung beschrieben werden. Die Brown'sche Eigenbewegung beschreibt dabei die mikroskopische Wärmebewegung einzelner Gasteilchen und ist dadurch direkt mit der makroskopischen Temperatur des Gases verbunden.

<sup>4</sup>Vergleich des JTE bei beide C/C-Proben in Abb. A.11 dargestellt

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

---

Die Kohäsion charakterisiert die zwischenmolekularen Kräfte der Teilchen des Gases und kann als maßgeblich für das Auftreten des JTE angesehen werden. Abhängig von Gasart und Zustand, können die Kohäsionskräfte in beide Richtungen wirken und somit zu Anziehung oder Abstoßung der Teilchen führen. Die Entspannung an einer Drosselstelle führt dazu, dass sich der Abstand der Gasteilchen vergrößert. Die zwischenmolekularen Kräfte und damit auch direkt deren Anteil an der inneren Energie, erfahren eine Änderung. Da die Grundannahme dieses Modells auf einer adiabaten Zustandsänderung basiert und dadurch der Energieaustausch mit der Umgebung unterbunden ist, muss diese Änderung zu einer Umverteilung der beiden Anteile an innerer Energie führen. Konsumiert die Entspannung bspw. Energie um den Teilchenabstand zu vergrößern, kommt es zwangsweise zu einer Reduktion der Brown'schen Eigenbewegung. Auf makroskopischer Betrachtungsebene resultiert dies schließlich in einer Abkühlung des Gases. Führt die Entspannung zu einer Verringerung der Kohäsionskräfte, ergibt sich hingegen eine Temperaturerhöhung. Bei Luft unter Normalbedingungen kommt es zu einer Erhöhung der Anziehung und damit zur beobachteten Abkühlung.

Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Drosselung  $\Delta p$  und Temperaturänderung  $\Delta T$  kann der Joule-Thomson-Koeffizient

$$\mu_{JT} = -\frac{1/\rho}{c_p} (1 - \beta T) \quad (4.7)$$

herangezogen werden [105]. Die Größe  $\beta$  beschreibt darin den isobaren Ausdehnungskoeffizienten. Die Richtung der Temperaturänderung beim JTE wird durch das Produkt von  $\beta$  und der Temperatur charakterisiert<sup>5</sup>. Beim idealen Gas verhält sich der isobare Ausdehnungskoeffizient umgekehrt proportional zur Temperatur ( $\beta = 1/T$ ). Zusammen mit Gl. (4.7) spiegelt dies anschaulich wider, weshalb sich keine Temperaturänderung einstellt, wenn dieser Beschreibung ideales Gasverhalten zugrunde gelegt wird. Zur Diskussion des JTE im Rahmen dieser Arbeit wird das Realgasverhalten anhand der van der Waals-Zustandsgleichung wiedergegeben. Für dieses Realgasmodell kann  $\beta$  durch

$$\beta = \frac{(1/\rho - b) R 1/\rho^2}{R T 1/\rho^3 - 2 a (1/\rho - b)^2} \quad (4.8)$$

beschrieben werden [105]. Die beiden Parameter  $a$  und  $b$  in Gl. (4.8) kennzeichnen die van der Waals-Konstanten, die ihrerseits aus den kritischen Größen des betrachteten Mediums über

$$a = \frac{27 (R T_{\text{krit}})^2}{64 p_{\text{krit}}} \quad \text{und} \quad b = \frac{R T_{\text{krit}}}{8 p_{\text{krit}}} \quad (4.9)$$

---

<sup>5</sup> Abkühlung:  $\beta T < 1$ ; Erwärmung:  $\beta T > 1$ ; Spezialfall:  $\beta T = 1$  kennzeichnet die Grenze zwischen beiden Fällen und ist als Joule-Thomson-Inversionslinie bekannt [105]

bestimmt werden können<sup>6</sup>. Wird ein linearer Zusammenhang von  $\Delta p$  und  $\Delta T$  vorausgesetzt und die Beschreibung von  $\beta$  aus Gl. (4.8) in Gl. (4.7) eingesetzt, kann der Joule-Thomson-Koeffizient als

$$\mu_{JT} = \frac{\Delta T}{\Delta p} = -\frac{1/\rho}{c_p} \left( \frac{RT^{1/\rho^3} - 2a(1/\rho - b)^2 - T(1/\rho - b)R^{1/\rho^2}}{RT^{1/\rho^3} - 2a(1/\rho - b)^2} \right) \quad (4.10)$$

ausgedrückt werden. Die hierbei verwendete Linearisierung stellt eine Vereinfachung des Sachverhalts dar. Basierend auf den gemessenen Werten (s. Abb. 4.4 (b)) scheint diese jedoch gerechtfertigt, um den JTE am vorliegenden Fall zu demonstrieren. Eine zufriedenstellende Übereinstimmung ergibt sich zudem im Vergleich zu den Werten nach Roebuck [84] (s. Abb. 4.4). Die exakte Beschreibung des beobachteten Realgasverhaltens ist deutlich komplexer und aufwendiger als hier dargestellt. An dieser Stelle soll lediglich gezeigt werden, dass der JTE bei der Entspannung des Kühlgases an den porösen Proben auftritt<sup>7</sup>.

Bei den hier durchgeführten Untersuchungen hat der JTE nur einen relativ geringen Einfluss. Durch die messwertbasierte Bestimmung der Permeabilitäten ist ein möglicher Realgaseffekt implizit in den Koeffizienten  $K_D$  und  $K_F$  enthalten. Werden diese in der Folge dazu verwendet um bspw. den Druckverlust bei der Durchströmung unter Wärmelast zu berechnen, wird der JTE darin automatisch berücksichtigt. Da in den eigentlichen Versuchen zur Beschreibung der Transpirationskühlung im Wesentlichen moderate Kühlgasmassenströme ( $< 3 \text{ g/s}$ ) und damit kleine  $\Delta p$  betrachtet werden, hat das Realgasverhalten in Bezug auf den internen Temperaturverlauf eine vernachlässigbare Wirkung. Das beobachtete Realgasverhalten verdeutlicht jedoch, dass die nach Gl. (4.5) aus der Regressionsanalyse ermittelten Permeabilitäten lediglich für das bei der zugrundeliegenden Messung verwendete Kühlmedium eingesetzt werden dürfen. Wird bei ähnlichen Bedingungen bspw. Wasserstoff oder Helium ( $\beta T > 1$ ) anstelle der hier verwendeten Luft ( $\beta T < 1$ ) betrachtet, kommt es durch die Drosselung an der porösen Probe zur Erwärmung. Ein eventuell auftretender JTE wird somit nicht mehr direkt berücksichtigt. Eine Abhängigkeit der Durchflussbeschreibung poröser Proben vom Kühlfluid wurde u.a. auch von Greuel [32] festgestellt. Der Autor führt den wahrgenommenen Einfluss ebenfalls auf Realgaseffekte zurück, ohne diese jedoch näher zu beschreiben.

Mit Hilfe der Infrarot-Thermografie lassen sich weitere Zusammenhänge aus dem beobachteten Realgasverhalten ableiten. In Abb. 4.5 ist eine IRT-Aufnahme von *SampleB* bei Durchströmung ohne Wärmelast dargestellt. Vergleichbar zum Vorgehen bei der *in situ* Kalibration nach Kap. 3.2.4, sind auch hier die IRT-Daten

<sup>6</sup>Kritische Werte für Luft:  $T_{\text{krit}} = 132.53 \text{ K}$  und  $p_{\text{krit}} = 3.786 \text{ MPa}$  COOLPROP [3, 61]

<sup>7</sup>Weitere Details zu diesem Thema, inklusive der Verwendung komplexerer Zustandsgleichungen zur Darstellung des Realgases, werden in Gaiser [06s] diskutiert

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

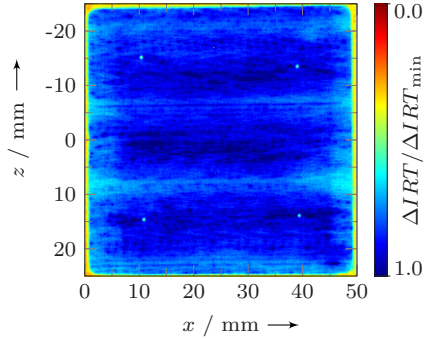


Abbildung 4.5: IRT-Aufnahme zum JTE an *SampleB* bei  $\dot{m}_c = 10 \text{ g/s}$

als Differenz zum Fall ohne Kühlgasmassenstrom abgebildet. Die eigentliche Kalibrierung wird hier jedoch nicht unternommen und die Daten lediglich qualitativ als Differenz des Kameraausgabeformats  $\Delta IRT$  bezogen auf dessen lokales Minima  $\Delta IRT_{\min}$  betrachtet. Der hier exemplarisch dargestellte Fall ist für Luft als Kühlgas bei einem Massenstrom von  $10 \text{ g/s}$  aufgenommen. Der Druckverlust ergibt sich hierbei zu  $\Delta p = 5.610 \text{ bar}$ . Durch den JTE resultiert die Drosselung des Gases in einer gemessenen Abkühlung von  $\Delta T = -1.6 \text{ K}$ . Diese Temperaturreduktion wird auch in der IRT-Aufnahme abgebildet. Durch die in Abb. 4.5 verwendete Normierung korrespondiert der Wert 1 bzw. die zugehörige Farbe zur kältesten detektierten Oberflächentemperatur. Der Wert 0 entspricht der Ausgangstemperatur, welcher auf der kompletten Austrittsfläche nicht erreicht wird. Eine deutliche Abkühlung von *SampleB* wird angezeigt. Auffällig sind hier außerdem die vier oberflächenbündig verbauten TE bei  $x \approx 15 \text{ mm}$  bzw.  $40 \text{ mm}$  und  $z \approx \pm 15 \text{ mm}$  (s. Abb. 4.3). Aufgrund ihrer metallischen Oberfläche weisen diese eine vom C/C-Material verschiedene Emissivität auf, was zu einer deutlichen Abhebung in der IRT-Aufnahme führt. Durch die Falschfarbendarstellung werden zudem weitere feine lokale Unterschiede erkennbar.

**Lokale Ausströmverteilung** Das in Abb. 4.5 betrachtete *SampleB* ist aus einzelnen miteinander verklebten C/C-Segmenten aufgebaut. Durch das Bindemittel kommt es an den Fügstellen zu einer lokalen Blockage der internen Porenstruktur. Liegt ein Druckunterschied über der Probe an, werden diese Bereiche weniger stark durchströmt. Der auftretende JTE kann seine kühlende Wirkung an diesen Stellen somit nicht komplett entfalten. In den IRT-Aufnahmen sind diese Bereiche als wärmere Linien in  $x$ -Richtung bei  $z \approx 8 \text{ mm}$  und  $z \approx -6 \text{ mm}$  zu erkennen. Eine ähnliche Charakteristik, wenngleich weniger stark ausgeprägt,

ist bei  $z \approx 23 \text{ mm}$  und  $z \approx -20 \text{ mm}$  ersichtlich. In den Bereichen zwischen den Fügestelle tritt hingegen die größte auf der Probe detektierte Abkühlung auf. Neben dieser allgemeinen Erkenntnis sind in Abb. 4.5 kleine Strukturen durch lokal kältere Temperaturen zu erkennen. Folgt man dem Ansatz, dass der JTE an Stellen mit hohem Gasdurchfluss seine Wirkung am direktesten auf die poröse Struktur überträgt, deuten diese kalten IRT-Signaturen auf einzelne Poren hin, über die das Kühlfluid die Struktur verlässt. Diese Beobachtung steht in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen von Langener [60] und Selzer et al. [10e, 14e], welche die lokale Ausströmung an C/C-Proben durch Staudruckmessungen untersuchten und ebenfalls eine porenbasierte Verteilung feststellen konnten.

Abbildung 4.6 (a) zeigt eine solche staudruckbasierte Visualisierung der lokalen Ausströmungsverteilung an einem kleinen Ausschnitt einer parallel durchströmten C/C-Probe bei  $\dot{m}_c = 4 \text{ g/s}$  bzw.  $\Delta p = 2.668 \text{ bar}$ . Vergleichbar zum Vorgehen in [10e, 60] wurde der Bildausschnitt in  $\Delta x = \Delta z = 0.05 \text{ mm}$  großen Inkrementen mäanderförmig mit einer Pitot-Sonde vermessen. Die Sonde weist dabei einen Außendurchmesser von  $0.5 \text{ mm}$  und einen Innendurchmesser von  $0.3 \text{ mm}$  auf. In einem Abstand von  $0.1 \text{ mm}$  wurde diese normal zur Oberfläche über die Probe bewegt. Der hierfür verwendete Versuchsaufbau und Messprogramm sind identisch zu denen von Langener [60]. Der weiße Viertelkreis im linken unteren Bildbereich ist eines der oberflächenbündig verbauten TE. Der Temperatursensor dient in dieser Untersuchung als geometrische Referenz. Die Messwerte sind in der Darstellung mit dem maximal aufgezeichneten Druck normalisiert. Im Vergleich zu Abb. 4.5 ergibt sich dadurch eine invertierte Farbgebung. Von null verschiedene Messwerte beschränken sich auf einzelne, relativ deutlich abgegrenzte Bereiche. Eine porenbasierende lokale Ausströmungsverteilung wird ersichtlich.

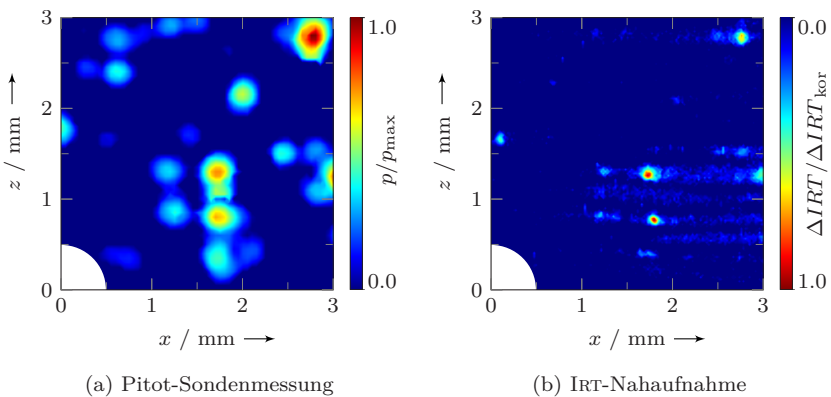


Abbildung 4.6: Ausströmungsverteilung an parallel durchströmtem C/C bei  $\dot{m}_c = 4 \text{ g/s}$

## 4 Material und materialspezifische Eigenschaften

---

In Abb. 4.6 (b) ist derselbe Ausschnitt der Probe als IRT-Nahaufnahme dargestellt. Zur Messung wurde die FLIR SC7600 Kamera mit einem Makro-Objektiv (FLIR MW G1 F/3.0, L0905) verwendet. Die IRT-Daten werden hier wieder als Differenz zur Messung ohne Ausströmung verwendet. In der Darstellung werden die Differenzen mit  $\Delta IRT_{\text{kor}}$  und nicht wie in Abb. 4.5 mit  $\Delta IRT_{\text{min}}$  normalisiert. In diesem angepassten Bezugswert ist der integral auftretende JTE herausgerechnet. Übrig bleibt eine IRT-Signatur wie sie exemplarisch in Abb. 4.6 (b) für parallel durchströmtes C/C-Material dargestellt ist. Die Farbgebung ist an die Staudruckmessungen in Abb. 4.6 (a) angepasst. Die metallische Oberfläche des TE und das damit verbundene deutliche Abheben auf den Wärmebildaufnahmen, ermöglicht den Bezug auf eine gemeinsame geometrische Referenz. Ein direkter Vergleich der beiden Messungen wird dadurch möglich. Hierbei zeigt sich, dass die per Pitot-Sondenmessung detektierte lokale Verteilung gut mit der Signatur des IRT-Bilds übereinstimmt. Detektierte Poren zeichnen sich in Abb. 4.6 (b) schärfer und in ihrer Struktur kleiner ab. Diese stimmen damit besser mit den in Kap. 4.2 angegebenen mittleren Rissdurchmessern überein. Zudem geben die IRT-Aufnahmen Informationen unmittelbar auf der Oberfläche wieder. Eine Verfälschung aufgrund einer möglichen Ausströmung unter einem Winkel ist somit nicht gegeben. Dies sind Details, die nur schwer durch eine im Vergleich zum beobachteten Effekt ( $\mu\text{m}$ ), mehrere Größenordnungen größere Pitot-Sonde (mm) abgebildet werden können. Auch bzgl. der Messdauer ist die IRT-basierte Darstellung der Ausströmverteilung sehr vorteilhaft. Die Messdauer des auf  $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$  begrenzten Ausschnitts betrug mit der Pitot-Sonde ca. 4 Stunden. Möchte man bei gleicher Auflösung eine komplette Probe vermessen, ergeben sich Betriebszeiten von über 1000 Stunden. Die IRT-Aufnahme ermöglicht die augenblickliche Darstellung der lokalen Ausströmverteilung der kompletten Probe. Ist die Beschreibung der lokalen Ausströmverteilung poröser Strukturen wie bspw. in [18, 33, 97] von Interesse, kann die IRT-basierte Methode direkt zur qualitativen Analyse verwendet werden.

Die hier skizzierten Sachverhalte zur lokalen Ausströmverteilung adressieren die mikroskopische Beschreibung der Transpirationskühlung. Nachfolgend werden jedoch ausschließlich makroskopische Modelle betrachtet. Die geführte Diskussion soll als Hinweis dienen, dass feinere mikroskopische Untersuchungen notwendig sein können, um die Transpirationskühlung umfassender zu charakterisieren.



## Experimente und Modellbildung

Die zugrunde liegenden physikalischen Mechanismen der Transpirationskühlung sind eingeführt und die verwendeten Versuchsaufbauten beschrieben. Das hierbei eingesetzte Material und deren relevanten materialspezifischen Eigenschaften sind im vorangegangenen Kapitel aufgeführt. Als zentraler Teil dieser Arbeit folgt nun die Darstellung und Diskussion der experimentell gewonnenen Daten. Verfügbare Modelle werden, falls möglich, direkt zur theoretischen Beschreibung aufgegriffen sowie, falls nötig, angepasst und weiterentwickelt.

Gemäß der vorangegangenen Abschnitte, wird zur fokussierten Beschreibung wird zunächst auf die internen und dann auf die externen Mechanismen der Transpirationskühlung eingegangen. Die Diskussion der Kopplungseigenschaften erfolgt als letzter Teil des Kapitels.

### 5.1 Interne Eigenschaften

Der Fokus der nachfolgenden Diskussion ist auf den materialinternen Wärmeübergang gesetzt. Die Untersuchungen basieren dabei auf 1D und 0D Modellen zur Charakterisierung der internen Transpirationskühlungseigenschaften, wie sie bspw. in Langener et al. [59, 60] beschrieben sind. Eine Weiterentwicklung dieser Ansätze findet u.a. auch am Partnerinstitut DLR-BK statt. Das Ziel ist dort, die vorhandenen Modellansätze von Labor- auf reale Brennkammerbedingungen zu erweitern und darauf basierend eine optimale Kühlkonfiguration bzgl. Geometrie, Material und Kühlgasaufwand zu erstellen. Ausgewählte Erkenntnisse auf diesem Weg sind bspw. in Selzer et al. [11e, 12e] beschrieben. Die in der Folge verwendeten experimentellen Daten stammen aus Versuchen am strahlungsbeheizten DTV.

### 5.1.1 Temperaturverlauf

In den Arbeiten von Langener et al. [59, 60] wird der gemessene Temperaturverlauf entlang der Dicke verschiedener C/C-Proben in guter Übereinstimmung mit der analytischen Lösung des stationären Wärmeaustauschproblems beschrieben. Neben der räumlichen und zeitlichen Vereinfachung wird in diesen Untersuchungen lokales thermisches Gleichgewicht (LTE - *local thermal equilibrium*) angenommen. Dies bedeutet, dass an gleicher Position innerhalb der porösen Probe, Fluid- und Solidtemperatur identisch sind ( $T_f = T_s = T$ ). Mit diesen Annahmen kann die problemspezifische Energiegleichung durch

$$\rho_f c_{p,f} v \frac{dT}{dy} = k_{\text{eff}} \frac{d^2T}{dy^2} \quad (5.1)$$

beschrieben werden (vgl. Gln. (2.1) u. (2.2)). Die Konvektion befindet sich nach dieser Formulierung in direktem Bezug zur Konduktion des Problems.

Der Wärmeaustausch zwischen Fluid und Solid, bzw. damit auch deren Temperaturdifferenz, wird durch den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten  $h_v$  beschrieben. Die Annahme des LTE für eine aktiv gekühlte poröse Probe mit Temperaturgradient über die Dicke, setzt somit ein gegen unendlich strebendes  $h_v$  voraus<sup>1</sup>. Für eine reale Situation erscheint dies wenig plausibel. Hier muss davon ausgegangen werden, dass  $h_v$  mitunter sehr hohe aber endliche Werte annimmt. Gleichung (5.1) beschreibt das zugrundeliegende Problem somit auf eine idealisierte Art und Weise.

Löst man sich von der zeitlich konstanten Betrachtung des Problems sowie der Annahme des LTE, resultiert daraus das System gekoppelter Energiegleichungen nach den Gln. (2.1) und (2.2) zur Beschreibung des internen Wärmeaustauschs. Sind die Stoffwerte von Fluid und Solid bekannt, sind die zugehörigen Temperaturen sowie  $h_v$  die einzigen Unbekannten des Systems. Für CMC-Werkstoffe ist  $h_v$  bislang noch verhältnismäßig wenig untersucht. Auf Zusammenhänge zur Quantifizierung von  $h_v$  bei C/C, kann zum Zeitpunkt der durchgeführten Betrachtung nach Wissen des Autors nicht zurückgegriffen werden. Studien zum internen Temperaturverlauf in C/C-Strukturen, die lokales thermisches Ungleichgewicht (LTNE - *local thermal non-equilibrium*) zulassen, verwenden zur Dimensionierung von  $h_v$  daher bspw. Korrelationen, die an anderen porösen Werkstoffen entwickelt wurden (z.B. in [4]) oder setzen abgeschätzte Werte ein (z.B. in [13, 81]). Die Charakterisierung von  $h_v$  an den untersuchten C/C-Proben bildet somit die Basis einer weiterführenden Diskussion der internen Eigenschaften der Transpirationskühlung.

---

<sup>1</sup>Nicht isothermer Betrachtung: Sehr hohes  $h_v$  Grundvoraussetzung für kleines  $\Delta T = T_s - T_f$

Mit dieser Motivation wurde im Rahmen der Arbeit ein Verfahren entwickelt, welches die Bewertung der volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten von C/C ermöglicht. Das prinzipielle Vorgehen ist dabei an eine Methodik angelehnt, wie sie bei Younis und Viskanta [112] oder Dietrich [15] beschrieben ist. Darin werden zeitlich aufgelöste Messdaten mit den Temperaturverläufen aus einer numerischen Berechnung des Wärmeaustauschproblems korreliert. Das im Rahmen der Arbeit zugrunde gelegte Gleichungssystem ergibt sich bei dieser Betrachtung zu

$$\epsilon \rho_f c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_{p,f} v \frac{\partial T_f}{\partial y} = h_v (T_s - T_f) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss},f}}{AL} \quad (5.2)$$

für den Fluidanteil sowie

$$(1 - \epsilon) \rho_s c_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_{\text{eff}} \frac{\partial^2 T_s}{\partial y^2} + h_v (T_f - T_s) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss},s}}{AL} \quad (5.3)$$

für den Solidanteil des Austauschproblems. Im Vergleich zur Grundformulierung nach Gln. (2.1) und (2.2) wird die Wärmeleitfähigkeit des Fluids vernachlässigt ( $k_{\text{eff},f} \ll k_{\text{eff},s} = k_{\text{eff}}$ ; [102, 104]). Zusätzlich berücksichtigt werden sekundäre Wärmeströme  $\dot{Q}_{\text{loss},f}$  und  $\dot{Q}_{\text{loss},s}$ , welche potenzielle Verluste am System durch Realgaseffekte, Strahlung oder laterale Wärmeleitung beschreiben<sup>2</sup>. Die Berücksichtigung dieser Wärmeströme ist vergleichbar mit dem verfolgten Ansatz in Langener et al. [59, 60]. Die Quantifizierung von  $\dot{Q}_{\text{loss},f}$  und  $\dot{Q}_{\text{loss},s}$  basiert auf einer Energiebilanz der porösen Probe, welche im Anhang B.1.1 näher erläutert wird. Die Terme werden dabei räumlich nicht aufgelöst und beziehen sich auf das komplette Volumen der porösen Probe ( $V = AL$ ).

Zur Lösung des gekoppelten Systems partieller Differentialgleichungen (DGL) nach Gln. (5.2) und (5.3) wird eine Finite-Elemente-Methode verwendet. Die räumliche und zeitliche Dimension des Problems wird dazu in kleine Teilabschnitte zerlegt. Die Diskretisierung erzeugt so eine 2D Gitterstruktur des Rechengebiets, bestehend aus  $n$  Abschnitten im Raum und  $m$  Unterteilungen in der Zeit. Der funktionale Zusammenhang zwischen den einzelnen Gitterpunkten wird schließlich durch Ansatzfunktionen approximiert. Die Umsetzung und Lösung des Problems wurde in der mathematischen Entwicklungsumgebung MATLAB realisiert. Zur Berechnung von Systemen partieller DGL nach einer Raumrichtung und der Zeit, bietet MATLAB die Möglichkeit, auf ein bereits implementiertes Verfahren zurückzugreifen (PDEPE). Die Genauigkeit des Lösers entspricht dabei zweiter Ordnung im Raum und einer zwischen erster und fünfter Ordnung angepassten Rechengenauigkeit in der Zeit. Details zu den implementierten Algorithmen sind in [92] und [95] beschrieben sowie in Kap. B.1.4 zusammengefasst.

---

<sup>2</sup>Je nach Zustand können  $\dot{Q}_{\text{loss},f}$  und  $\dot{Q}_{\text{loss},s}$  dem System auch Wärme zuführen

## 5 Experimente und Modellbildung

---

### Anfangsbedingungen

Neben Randbedingungen benötigt die Lösung des Wärmeaustauschproblems nach Gln. (5.2) und (5.3) die Initialisierung durch Anfangsbedingungen (AB). Für  $t \leq 0$  s befindet sich das betrachtete System in Ruhe und kann somit durch

$$\rho_f c_{p,f} v \frac{dT_f}{dy} = h_v (T_s - T_f) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss},f}}{AL} \quad (5.4)$$

für das Fluid sowie

$$0 = k_{\text{eff}} \frac{d^2 T_s}{dy^2} + h_v (T_f - T_s) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss},s}}{AL} \quad (5.5)$$

für das Solid beschrieben werden. Dieses gekoppelte System lässt sich analytisch lösen. Die unternommenen Schritte zur Entwicklung der allgemeinen Lösung sind an die Methodik nach von Wolfersdorf [102] angelehnt und im Anhang B.1.2 aufgeführt. Die daraus bestimmten  $T_f$  und  $T_s$  werden in den durchgeführten Untersuchungen als AB zur Beschreibung des instationären Problems verwendet.

### Randbedingungen

Die verwendeten Randbedingungen (RB) sind für den stationären und den instationären Fall identisch. Durch die Vernachlässigung der Konduktion beim Fluid, werden zur Lösung des Problems jeweils nur drei RB benötigt. Für das Solid wird dazu auf der beheizten Seite (HS) die Strahlungswärmestromdichte durch

$$\text{Solid} \rightarrow y = 0 \text{ (HS): } k_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T_s}{\partial y} \right|_{\text{HS}} = \dot{q}_{\text{Str},\text{net}} \quad (5.6)$$

als Neumann-RB vorgegeben. Der Index ›net‹ bezieht sich dabei auf den in die poröse Struktur eingetragenen Wärmestrom ( $\dot{q}_{\text{Str},\text{net}} = \alpha \dot{q}_{\text{Str}}$ ). Auf der Kaltgasseite (CS) wird für das Solid die gemessene Temperatur als Dirichlet-RB über

$$\text{Solid} \rightarrow y = -L \text{ (CS): } T_s \Big|_{\text{CS}} = T_{\text{CS}} \quad (5.7)$$

angesetzt. Als dritte Bedingung wird auf der Kaltgasseite für das Fluid

$$\text{Fluid} \rightarrow y = -L \text{ (CS): } k_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T_s}{\partial y} \right|_{\text{CS}} = \rho_c c_{p,c} v_v (T_{f,\text{CS}} - T_c) \quad (5.8)$$

eine sogenannte system-adiabate RB vorgegeben. Diese Formulierung entspricht einer Energiebilanz wie sie bspw. auch Colladay und Stepka [11] beschreiben. Das Produkt aus Temperaturgradient und effektiver Wärmeleitfähigkeit wird dabei als

Wärmestromdichte interpretiert, welche über Cs aus der porösen Probe austritt. Das ankommende Kühlgas nimmt diesen Wärmestrom auf und überträgt ihn durch Konvektion zurück in die poröse Struktur. Ist die Energiebilanz ausgeglichen, liegt eine system-adiabate Situation vor. Durch die Abhängigkeit von RB und Lösung muss zur Bestimmung der Temperaturverläufe ein iteratives Verfahren herangezogen werden.

Da der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient eine der unbekanntenen Größen des betrachteten Systems ist, muss vor dem ersten Iterationsschritt eine Abschätzung von  $h_v$  erfolgen. Je nach initialer Wahl werden dabei sehr hohe Temperaturgradienten an der Kaltgasseite berechnet. Werden diese im nächsten Iterationsschritt direkt als Wärmestromdichte berücksichtigt, ergeben sich mitunter unphysikalische Ergebnisse. Um dieses Verhalten zu dämpfen, werden unterrelaxierte Werte der nachfolgenden Iterationen als neue RB übergeben.

### 5.1.2 Bestimmung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten

Die Verknüpfung der einzelnen Schritte zur Bestimmung von  $h_v$  ist in Abb. 5.1 als Ablaufdiagramm veranschaulicht. Der seriell ablaufende Prozess beginnt damit, dass für den stationären Fall ( $t \leq 0$ ) die Energiebilanz aufgestellt und daraus die Verlustwärmeströme  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  aus den Messdaten bestimmt werden (s. Kap. B.1.1). Diese werden in der Folge als inhomogene Anteile den stationären Energiegleichungen zur Verfügung gestellt. Mithilfe der RB aus Gln. (5.6) bis (5.8) sowie der initialen Abschätzung von  $h_v$  werden diese schließlich gelöst. Die verwendeten Lösungen sind im Anhang B.1 aufgeführt. Die implizite Formulierung des Problems spiegelt sich in Abb. 5.1 durch den gegenseitigen Austausch zwischen RB und Energiegleichungen wider. Die Überprüfung der resultierenden Temperaturverläufe  $T_f$  und  $T_s$  findet im Anschluss durch die system-adiabate Bedingung nach Gl. (5.8) statt. Ist die Energiebilanz an der Kaltgasseite nicht erfüllt, werden die Temperaturverläufe, bzw. deren Randwerte, relaxiert und zur erneuten Berechnung der Energiebilanz verwendet. Dieses iterative Verfahren wird so lange durchgeführt, bis dieses ›system-adiabte Kriterium‹ erfüllt ist und die berechneten  $T_f(y)$  sowie  $T_s(y)$  als Anfangsbedingungen der instationären Betrachtung ( $t > 0$ ) übergeben werden können. Der iterative Prozess ist bei der zeitlich aufgelösten Betrachtung prinzipiell identisch zu dem des stationären Vorgehens. Lediglich die Lösung der Energiegleichungen findet nun numerisch und nicht mehr analytisch statt. Ist das system-adiabate Kriterium auch hier erfüllt, werden die zeitlich und räumlich aufgelösten  $T_f(y,t)$  sowie  $T_s(y,t)$  zum Abgleich mit den gemessenen Temperaturverläufen verwendet. Ergibt sich hierbei keine zufriedenstellende Übereinstimmung, wird  $h_v$  in der Folge angepasst und als neue Eingangsgröße dem nächsten Durchlauf des Verfahrens zur Verfügung gestellt.

## 5 Experimente und Modellbildung

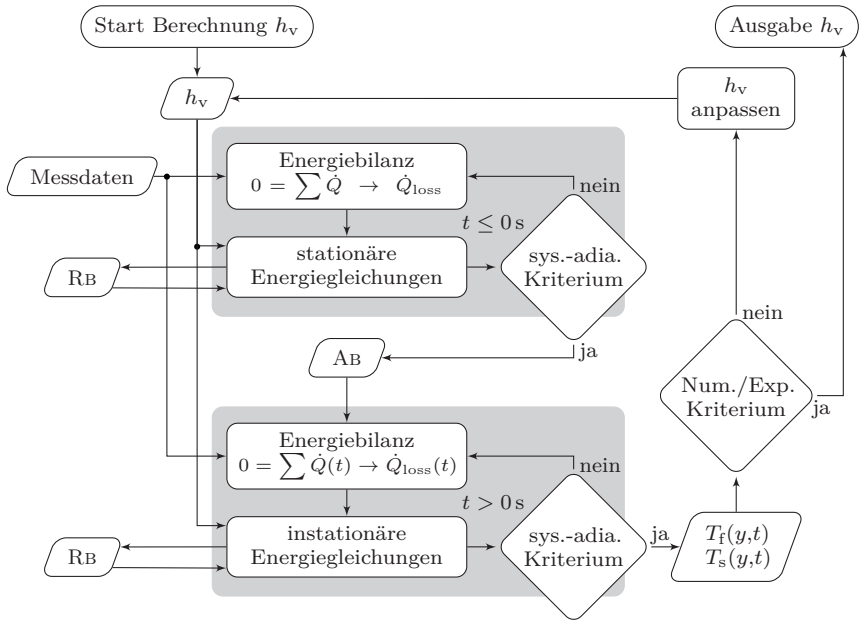


Abbildung 5.1: Ablaufdiagramm zur iterativen Bestimmung von  $h_v$

Diese dritte, äußere Iterationsschleife entspricht dem Vorgehen in [15, 112] und wird so lange ausgeführt, bis der Abgleich zwischen numerischem und experimentellem Temperaturverlauf hinreichend genau übereinstimmt. In der Anwendung ist dies durch die Messauflösung determiniert. Temperaturunterschiede  $< 0.2\text{K}$  fallen hierbei in den Bereich der Messunsicherheit und können somit nicht mehr unterschieden werden. Ist dieses Kriterium ( $\langle \text{Num./Exp. Kriterium} \rangle$ ) erreicht, ist ein passendes  $h_v$  gefunden und der Prozess wird beendet.

Das übergeordnete Ziel des entwickelten Verfahrens ist die Beschreibung des internen Wärmeübergangs der C/C-Materialien. Von großem Interesse ist hier die Aussage, ob bei den verwendeten Proben von lokalem thermischem Gleichgewicht ausgegangen werden kann oder deren Beschreibung anhand von zwei Temperaturen erfolgen muss. Um die hierfür eingesetzte Methode zu validieren, werden zunächst die in Kap. 4.1.2 vorgestellten metallischen Kugelschüttungen betrachtet. Der interne Wärmeübergang bei Kugelschüttungen wurde bereits häufig untersucht und ist verhältnismäßig gut bekannt. Zusammenhänge zur Bestimmung von  $h_v$  liegen durch Studien wie bspw. [1, 29, 108] vor und können zur Überprüfung der

eingesetzten Methodik herangezogen werden. Die nachfolgende Diskussion wird exemplarisch anhand der SIKΑ-B80-Probe durchgeführt. Eine Zusammenfassung der Resultate aller Materialien wird durch Tab. 5.1 gegeben.

Die zeitliche Änderung des Systems wird im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich durch das abrupte Entfernen einer Strahlungsbarriere erzeugt. Im Vergleich zum plötzlichen Einbringen der Strahlungsbarriere, enthält das betrachtete System zu Beginn der zeitlichen Änderung bei dieser Variante weniger Energie (vgl. Kap. 3.1.3). Die auftretenden Sekundärwärmeströme  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  sind dadurch geringer ausgeprägt. Eventuelle Unschärfen, die durch die Modellierung der Wärmeströme auftreten können, fallen hierbei weniger stark ins Gewicht und das zeitliche Verhalten der gekühlten Proben kann direkter bewertet werden.

Einen ersten Eindruck der räumlichen und zeitlichen Temperaturentwicklung kann Abb. 5.2 entnommen werden. Dargestellt sind hier die berechneten Verläufe der Fluid- und Solidtemperatur an der SIKΑ-B80-Probe bei einem Kühlgasmassenstrom von 3 g/s in den letzten 6 s vor und ersten 60 s nach dem Entfernen der Strahlungsbarriere. In diesem Beispiel wurde die Anpassungsschleife des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten nicht ausgeführt (s. Abb. 5.1) und ein exemplarisch abgeschätztes  $h_v$  von 50 kW/m<sup>3</sup>K zur Berechnung eingesetzt. Das angedeutete Gitter veranschaulicht die verwendete Diskretisierung des Problems. Um eine übersichtliche Darstellung zu erhalten, sind in der Abbildung lediglich jeder 10. berechnete Wert im Raum sowie jeder 30. Wert in der Zeit eingezeichnet. Dies entspricht einer Auflösung der Geometrie von 0.1 mm und der Zeit von 0.1 s. Eine angemessene Auflösung, die zu gitterunabhängigen Ergebnissen führt, hängt von den Parametern des betrachteten Falls ab (Wärmestrom, Kühlgasmassenstrom,

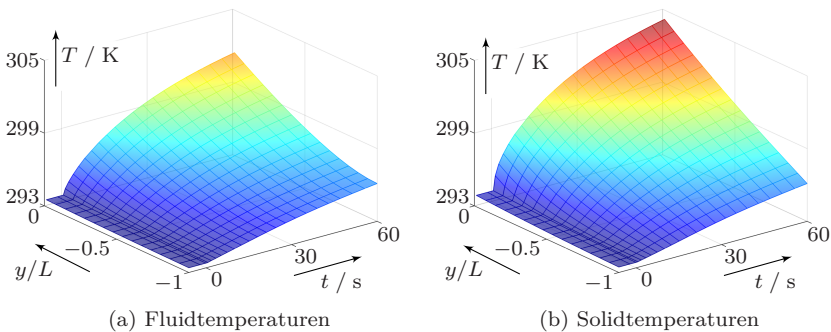


Abbildung 5.2: Räumliche und zeitliche Temperaturverläufe an SIKΑ-B80-Probe; exemplarisch gezeigt für  $h_v = 50 \text{ kW/m}^3\text{K}$ ;  $\dot{m}_c = 3 \text{ g/s}$

## 5 Experimente und Modellbildung

---

Material, etc.). Für die hier exemplarisch diskutierte Sika-B80-Probe wurde dies mit der angegebenen Diskretisierung für alle untersuchten Fälle erreicht.

Die kombinierte Darstellung der jeweiligen Dimension durch Abb. 5.2 erlaubt die qualitative Interpretation der Temperaturentwicklung. Über die gesamte Dicke der Probe und zu jedem Zeitpunkt laufen die Fluid- den Solidtemperaturen hinterher. Diese Beobachtung entspricht der theoretischen Beschreibung der Transportvorgänge in einer porösen Struktur. Hier wird davon ausgegangen, dass die an der beheizten Seite anliegende Wärmelast vornehmlich den Solidanteil der Struktur erwärmt. Die eingetragene Energie wird durch Wärmeleitung in die Tiefe der Struktur transportiert. Zeitgleich ist diesem Vorgang der interne Wärmeübergang zwischen Fluid und Solid überlagert. Wird der Fluidanteil, wie im betrachteten Fall, durch den kontinuierlichen Nachfluss eines kälteren Mediums gespeist, tritt ein konvektiver Wärmetransport in Richtung des Fluids auf. Die verwendete system-adiabte Randbedingung nach Gl. (5.8) führt dazu, dass das Kühlgas annähernd mit Solidtemperatur über Cs in die poröse Struktur eintritt. Dadurch ist der Temperaturunterschied zwischen Fluid und Solid an der Kaltgasseite sehr klein und verhältnismäßig wenig Wärme wird übertragen. Dies spiegelt sich in den flach zur Kaltgasseite auslaufenden Temperaturverläufen des Fluids wider. Beide Verläufe entsprechen dabei der erwarteten zeitlichen Reaktion des Systems auf eine plötzliche Änderung der Wärmelast.

Die berechneten Verläufe in Abb. 5.2 befinden sich in guter Übereinstimmung mit der phänomenologischen Beschreibung der Transpirationskühlung. Die quantitative Analyse wird nun anhand des lokalen Temperaturverlaufs innerhalb der porösen Probe vorgenommen. Dies ermöglicht den direkten Vergleich von berechneter und gemessener Temperaturänderung. Abbildung 5.3 (a) zeigt einen solchen Vergleich für  $\dot{m}_c = 3 \text{ g/s}$  an der Messposition des TE bei  $y = -4.57 \text{ mm}$  bzw.  $y/L = -0.3$ . In der Darstellung sind die numerisch bestimmten Temperaturverläufe für vier verschiedene, sukzessive größer werdenden  $h_v$  eingezeichnet. Jedes Kurvenpaar ( $T_f(t)$ ,  $T_s(t)$ ) entspricht dabei dem Ergebnis eines Programmdurchlaufs nach Abb. 5.1. Die bislang diskutierten Fluid- und Solidverläufe für den Fall  $h_v = 50 \text{ kW/m}^3\text{K}$  sind in Abb. 5.3 (a) mit (i) bzw. (ii) gekennzeichnet. Aus der Darstellung geht recht eindeutig hervor, dass dieses exemplarisch abgeschätzte  $h_v$  deutlich zu klein ist, um den Fall angemessen zu charakterisieren. Mit jeder Steigerung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten rücken die berechneten Temperaturverläufe näher an die Messwerte. Ab einem  $h_v$  in Höhe von  $1.9 \text{ MW/m}^3\text{K}$  kann kein Unterschied zwischen Fluid- und Solidtemperatur mehr bestimmt werden. Als Kriterium hierfür dient die Temperaturdifferenz zwischen Solid und Fluid ( $\Delta T(y,t)|_{\max} = T_s(y,t) - T_f(y,t)$ ). Sinkt diese Differenz unter  $0.2 \text{ K}$  müssen die beiden Systemtemperaturen als identisch angesehen werden ( $0.2 \text{ K}$  Krit., def. d. Messunsicherheit  $\Leftrightarrow$  Num./Exp. Vergleich  $\langle$  n. Abb. 5.1). Die räumlich minimal und maximal berechneten Temperaturen sind für  $h_v = 1.9 \text{ MW/m}^3\text{K}$  in



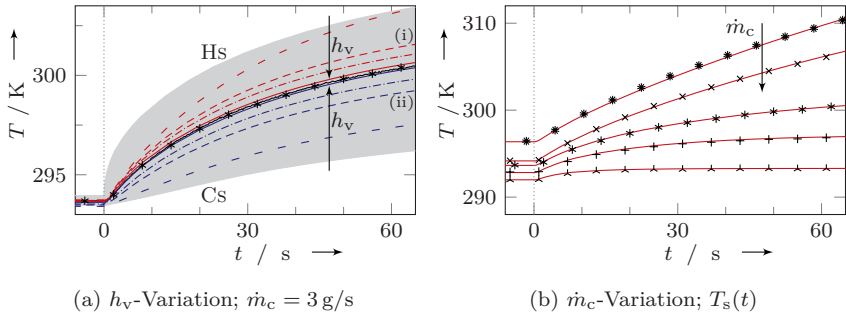


Abbildung 5.3: Zeitliche Temperaturverläufe an Sika-B80-Probe;  
 in (a)  $h_v$ :  $10 \text{ kW/m}^3\text{K}$ ,  $50 \text{ kW/m}^3\text{K}$ ,  $100 \text{ kW/m}^3\text{K}$ ,  $500 \text{ kW/m}^3\text{K}$ ;  
 in (b)  $\dot{m}_c$ :  $0.5 \text{ g/s}$ ,  $1 \text{ g/s}$ ,  $3 \text{ g/s}$ ,  $5 \text{ g/s}$ ,  $10 \text{ g/s}$ ;  
 (Symbole) TE-Messwerte bei  $y/L = -0.3$ , ( $\ominus$ )  $T_f(t)$ , ( $\omin�$ )  $T_s(t)$

Abb. 5.3 (a) als grauer Schleier eingezeichnet. Diese Temperaturgrenzen spiegeln die Berandungen durch die heiße und kalte Seite der Probe wider.

In Abb. 5.3 (a) stimmen die numerischen und experimentellen Temperaturverläufe für das höchste  $h_v$  am besten überein. Dies weist auf lokales thermisches Gleichgewicht beim betrachteten Fall hin. Diese Beobachtung ergibt sich auch bei den übrigen untersuchten Kühlgasmassenströmen. Die beste Übereinstimmung zwischen Berechnung und Messung resultiert jeweils aus  $h_v$ -Werten, die kaum einen Unterschied zwischen  $T_f$  und  $T_s$  erlauben. In Abb. 5.3 (b) sind deshalb lediglich  $T_s(t)$  zum Vergleich mit den Messdaten des jeweiligen  $\dot{m}_c$  eingezeichnet ( $T_s \hat{=} T_{TE}$ ; s. Kap. 4.1.3). Die zugehörigen Werte für  $h_v$  sind in Tab. 5.1 zusammengefasst.

In Abb. 5.4 (a) sind die berechneten Wärmeströme des Falls bei  $\dot{m}_c = 3 \text{ g/s}$  für  $h_v = 1.9 \text{ MW/m}^3\text{K}$  dargestellt. Durch das Entfernen der Strahlungsbarriere erfährt die Probe zum Zeitpunkt  $t = 0 \text{ s}$  einen sprunghaften Wärmeeintrag ( $\dot{Q}_{\text{Str,net}}$ ). Durch die Temperaturregelung des Flächenstrahlers, der emittierenden Quelle des Wärmestroms, kann  $\dot{Q}_{\text{Str,net}}$  für  $t \geq 0 \text{ s}$  auf annähernd konstantem Niveau gehalten werden (s. Kap. 3.1.3). Die Wärmelaständerung erzeugt in den ersten beheizten Momenten große zeitliche Temperaturgradienten. Diese werden von der porösen Probe als gespeicherte Wärme aufgenommen ( $\dot{Q}_s$ ). Die Probe wird wärmer sowie in der Folge der zeitliche Temperaturgradient und damit auch  $\dot{Q}_s$  kleiner. Der eingetragene Wärmestrom bildet einen räumlichen Temperaturgradienten zwischen beheizter und gekühlter Seite aus. Das durchströmende Kühlgas nimmt dadurch kontinuierlich mehr Wärme auf, was sich in einem anwachsenden internen Wärmestrom widerspiegelt ( $\dot{Q}_{\text{int}}$ ). Diese Wechselwirkung der Wärmeströme wurde im Grunde bereits bei der Diskussion der räumlichen und zeitlichen

## 5 Experimente und Modellbildung

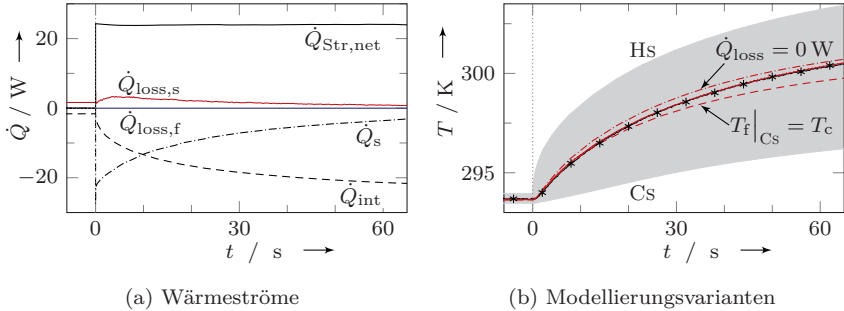


Abbildung 5.4: Einflussgrößen an Sika-B80-Probe;  $h_{\text{v}} = 1.9 \text{ MW/m}^3\text{K}$ ;  $\dot{m}_{\text{c}} = 3 \text{ g/s}$ ; (Symbole) TE-Messwerte ( $y/L = -0.3$ ), (—) Fluid-, (---) Solid-Größen

Temperaturverläufe in Abb. 5.2 veranschaulicht. Neben diesen, in der Grundformulierung des Problems enthaltenen Energieanteilen, sind in Abb. 5.4 (a) auch die berücksichtigten Verlustterme  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  eingezeichnet. Für den hier betrachteten Fall treten diese in ihrer Wirkung, im Vergleich zu den dominierenden  $\dot{Q}_{\text{Str,net}}$ ,  $\dot{Q}_{\text{s}}$  und  $\dot{Q}_{\text{int}}$ , eine Größenordnung kleiner in Erscheinung<sup>3</sup>. Die relativ geringen Druckverluste der Sika-B80-Probe erzeugen einen lediglich moderat ausgeprägten JTE. Da der durch diesen Realgaseffekt hervorgerufene Wärmestrom der einzige ist, der in seiner Wirkung dem Fluid zugerechnet wird (s. Kap. B.1.1), ergeben sich für den betrachteten Fall nur sehr kleine  $\dot{Q}_{\text{loss,f}}$ . Deutlich ausgeprägter treten die Verlustwärmeströme des Solids in Erscheinung. In den ersten Sekunden nach der Wärmelaständerung erzeugen die sich ausbildenden Temperaturen an Probe, Deckplatte und Plenum zunächst ansteigende  $\dot{Q}_{\text{loss,s}}$ , die in der Folge abklingen.

Der Einfluss der Verlustwärmeströme bei der Modellierung des Problems ist in Abb. 5.4 (b) veranschaulicht. Werden die Verlustterme nicht berücksichtigt ( $\dot{Q}_{\text{loss}} = 0 \text{ W}$ ), ergeben sich selbst bei den relativ kleinen  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  des betrachteten Falls ( $< 4 \text{ W}$ ) Abweichungen vom gemessenen Temperaturverlauf. Mit zunehmender Laufzeit werden diese Abweichungen sukzessive kleiner. Diese Beobachtung befindet sich in Übereinstimmung mit den in Abb. 5.4 (a) eingezeichneten und ebenfalls kleiner werdenden  $\dot{Q}_{\text{loss}}$ . Ist in der numerischen Formulierung  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  enthalten, resultiert dies in qualitativ und quantitativ übereinstimmenden Temperaturverläufen. Als weitere Variante bei der Modellierung ist in Abb. 5.4 (b) der resultierende Temperaturverlauf für den Fall eingezeichnet, dass an der Kaltgasseite die im Plenum gemessene Kühlgastemperatur  $T_{\text{f}}|_{\text{Cs}} = T_{\text{c}}$  als Dirichlet-RB gesetzt wird. Im Vergleich zur system-adiabaten RB führt dies dazu, dass der

<sup>3</sup>Für hohe  $\dot{m}_{\text{c}}$  können die Verlustwärmeströme in der gleichen Größenordnung liegen. Hier ist  $\Delta T$  zwischen Probe und Deckplatte mitunter groß, was wiederum zu hohen  $\dot{Q}_{\text{lat}}$  führen kann.

interne Wärmestrom ( $\dot{Q}_{\text{int}} = \rho_f c_{p,f} v A (T_c - T_{f,\text{HS}})$ ) mehr Wärme aufnimmt und dadurch geringere Temperaturen innerhalb der Probe berechnet werden. Die resultierenden Verläufe identifizieren auch diese Variante als weniger geeignet zur Modellierung der thermischen Situation der transpirationsgekühlten Probe.

In Tab. 5.1 sind die, nach dem in Abb. 5.1 beschriebenen Verfahren, ermittelten  $h_v$  Werte für alle untersuchten Materialien und Versuchsparameter unter der Bezeichnung  $\nu$ Num./Exp. Vergleich  $\nu$  zusammengefasst. Die beste Übereinstimmung zwischen numerisch berechneten und experimentell gemessenen Temperaturverläufen stellen sich bei allen betrachteten Fällen für  $h_v$ -Werte ein, bei denen das 0.2 K Kriterium keine Unterscheidung zwischen Fluid- und Solidtemperatur mehr erlaubt. Zur weiteren Bewertung dieser Ergebnisse sind für die Kugelschüttungen die ermittelten  $h_v$ -Werte aus den Korrelationen nach Gnielinski [29], Achenbach [1] sowie Whitaker [108] aufgeführt. Alle drei Nusselt-Zusammenhänge sind durch eine Funktion aus Reynolds- und Prandtl-Zahl definiert. Als charakteristische Länge wird jeweils der Kugeldurchmesser verwendet. Um auch die Werte der C/C-Probe mit einem etablierten Zusammenhang in Relation zu setzen, ist zusätzlich die Korrelation nach Florio et al. [23] aufgeführt. Die Definitionen der betrachteten Korrelationen und deren Gültigkeitsbereich sind im Anhang B.1.5 angegeben. Bei den Kugelschüttungen weist der Zusammenhang nach Achenbach [1] den breitesten Gültigkeitsbereich auf. Die betrachteten Fälle sind darin vollständig enthalten. Die Ansätze nach Gnielinski [29] und Whitaker [108] decken lediglich die untersuchten Fälle bei hohem Kühlgasmassenstrom ab. Für die Sika-B80-Probe sind diese dennoch aufgeführt, da sie die prinzipielle Charakteristik der errechneten Werte nach Achenbach bestätigen (gilt auch für Sika-B8).

Mit Ausnahme der theoretischen Werte nach Florio et al. [23], liegen die gelisteten Korrelationen deutlich über den nach dem eingeführten Verfahren bestimmten  $h_v$ . Die Gültigkeit des Ansatzes nach Florio et al. [23] zur Beschreibung von C/C muss hier jedoch infrage gestellt werden, da die Korrelation an einem anderen Werkstoff und in einem abweichenden Strömungsregime entwickelt wurde (s. Kap. B.1.5). Für die weitere Bewertung wird dieser Zusammenhang somit nicht weiter berücksichtigt. Die resultierenden Unterschiede zwischen den ermittelten und theoretisch errechneten Werten ermöglichen leider keine Bewertung auf Basis eines direkten Vergleichs. Dies bedeutet jedoch nicht zwangsläufig, dass die eingesetzte Methode zu falschen Ergebnissen führt. Die im Vergleich zu den Studien von Dietrich [15] oder Younis und Viskanta [112] relativ großen  $h_v$  implizieren vielmehr einen sehr ausgeprägten internen Wärmeaustausch bei den untersuchten Materialien. Derart gut ausgeprägt, dass innerhalb des porösen Materials nicht mehr zwischen Fluid- und Solidtemperatur unterschieden und lokales thermisches Gleichgewicht (LTE) angenommen werden kann.

Tabelle 5.1: Zusammenfassung und Vergleich des volumetrischen Wärmübergangskoeffizienten  $h_v$  / MW/m<sup>3</sup>K

	$m_c$ / g/s	0.5	0.75	1	1.93	3	5	6	10
Num./Exp. Vergleich	> 0.6	> 0.9	> 1.9	> 2.8	> 5.5				
Gnielinski [29]	4.48	4.99	6.32	7.25	8.98				
Achenbach [1]	1.61	2.40	4.49	6.04	9.06				
Whitaker [108]	1.97	2.89	5.34	7.14	10.60				
(LTe) Wang u. Wang [104]	> 0.03	> 0.13	> 1.13	> 3.10	> 12.15				
Num./Exp. Vergleich	> 0.2	> 0.4	> 0.7	> 1.2	> 1.6				
Achenbach [1]	34.74	51.58	96.67	130.01	194.17				
(LTe) Wang u. Wang [104]	> 0.02	> 0.07	> 0.57	> 1.57	> 6.18				
Num./Exp. Vergleich	> 8.9	> 10.6	> 14.5	> 19.8					
Florio et al. [23]	0.03	0.08	0.13	0.27					
(LTe) Wang u. Wang [104]	> 1.07	> 6.44	> 15.65	> 61.34					
									C/C (SampleA)

Neben dem durch die Messtechnik definierten 0.2K Kriterium wird zur Überprüfung der Gültigkeit des LTE ein weiteres Kriterium nach Wang und Wang [104] herangezogen (LTE Kriterium). Die Autoren beschreiben in ihrer Studie eine analytische Betrachtung des Problems. Die daraus resultierende Ungleichung

$$\frac{\dot{m}_c c_{p,f} L}{A k_{\text{eff}}} < 0.223 \left( \frac{h_v L^2}{k_{\text{eff}}} \right)^{0.507} \quad (5.9)$$

ermöglicht die Aussage, ab welchem  $h_v$  lokales thermisches Gleichgewicht mit einem Fehler von  $< 5\%$  angenommen werden kann<sup>4</sup>. Die sich daraus ergebenden Grenzwerte sind für die untersuchten Fälle ebenfalls in Tab. 5.1 eingetragen.

Für die Kugelschüttungen und bei Kühlgasmassenströmen  $\leq 3 \text{ g/s}$  liegen die ermittelten  $h_v$ -Werte aus dem ›Num./Exp. Vergleich‹ deutlich über den Werten nach dem LTE-Kriterium. Die Unterschiede ergeben sich bei diesen Fällen um bis zu eine Größenordnung. Auch diese Abweichung muss in keinem Widerspruch stehen. So werden bspw. für den Fall Sika-B80 bei  $\dot{m}_c = 0.5 \text{ g/s}$  und unter Verwendung von  $h_v = 33.7 \text{ kW/m}^3\text{K}$  (resultierender Wert nach LTE Kriterium) maximale Unterschiede von lediglich 0.8 K zwischen Fluid- und Solidtemperatur errechnet. Dies führt zu einem ›LTE Fehler‹ von 4.6 % und ist damit absolut konform zur Definition des LTE Kriteriums nach [104]. In diesem Zusammenhang kann festgestellt werden, dass die Überschreitung eines gewissen  $h_v$ -Schwellwerts, noch vor dem Erreichen des LTE Kriteriums, zu einer starken Einflussminderung des Wärmeübergangskoeffizienten auf die interne Temperaturcharakteristik führt<sup>5</sup>.

Bei  $\dot{m}_c = 5 \text{ g/s}$  an der Sika-B80-Probe werden nach beiden Kriterien in etwa gleich große  $h_v$ -Werte bestimmt. Für höhere Kühlgasmassenströme unterschreiten die aus dem 0.2K Kriterium resultierenden Werte die Koeffizienten des LTE Kriteriums. Die per Nusselt-Korrelationen ermittelten  $h_v$  liegen hier noch immer deutlich über den Grenzwerten nach Wang und Wang [104]. Dies ändert sich bei  $\dot{m}_c = 10 \text{ g/s}$ . Im Vergleich zum LTE Kriterium schätzen hier alle drei Korrelationen den Wärmeübergangskoeffizienten kleiner ein. Setzt man die Gültigkeit der Literaturzusammenhänge voraus, tritt für diesen Fall lokales thermisches Ungleichgewicht (LTNE) auf. Der ›Num./Exp. Vergleich‹ spiegelt dieses Verhalten jedoch nicht wider. Die wahrscheinlichste Ursache für diese Beobachtung ist in der hohen Kühlwirkung selbst zu finden. So ergibt sich bei diesem Fall die maximal gemessene Temperaturdifferenz ( $\Delta T = T_{\text{HS}} - T_{\text{CS}}$ ) zu lediglich  $\approx 3.5 \text{ K}$ . Die aufgenommene Strahlungswärmelast wird mehr oder weniger komplett durch die Transpirationskühlung aufgenommen. Dieses Beispiel veranschaulicht die enorme

<sup>4</sup>  $\delta = (\theta_s - \theta_f) / \theta_s$  mit  $\theta_{f,s} = (T_{f,s} - T_c) / (T_\infty - T_c)$

<sup>5</sup> Bspw. in Abb. 5.3 (a) hier ergibt sich für Sika-B80 bei  $\dot{m}_c = 3 \text{ g/s}$  ein sehr großer  $h_v$ -Einfluss zwischen 10 und  $50 \text{ kW/m}^3\text{K}$ . Für jede weitere  $h_v$ -Erhöhung wird dieser zunehmend kleiner.

## 5 Experimente und Modellbildung

---

Leistung der Kühlmethode, zeigt aber auch, dass die Heizleistung am DTV zu gering ist für die  $h_v$ -Bestimmung bei hohen Kühlgasmassenströmen.

Trotz dieser Limitierung durch den experimentellen Aufbau kann festgehalten werden, dass die untersuchten Materialien einen sehr hohen internen Wärmeübergang aufweisen. Die Diskussion der Ergebnisse belegt zudem die generelle Eignung des eingeführten Verfahrens zur Dimensionierung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten. Werden bspw. die jeweiligen  $h_v$ -Mindestwerte nach Wang und Wang [104] zur numerischen Berechnung der Temperaturverläufe verwendet, wird ziemlich genau der von den Autoren angegebene Fehler  $< 5\%$  durch den ›Num./Exp. Vergleich‹ berechnet. Dies stellt ein aussagekräftiges Indiz für die Richtigkeit der im Rahmen dieser Arbeit umgesetzte Modellierung des Wärmeaustauschproblems dar. Eine Quantifizierung kann jedoch nicht stattfinden, da bei den betrachteten Fällen von LTE ausgegangen werden kann bzw. zu wenig Energie in das betrachtete System eingebracht wird. Bei den Messungen zum C/C-Material unterschreiten die aus dem ›Num./Exp. Vergleich‹ resultierenden  $h_v$ , die Werte nach dem LTE Kriterium erstmals bei  $\dot{m}_c = 3 \text{ g/s}$ . In Bezug auf die durchgeführten Messungen zu den externen Eigenschaften, korrespondieren Kühlgasmassenströme  $> 3 \text{ g/s}$  mit Ausblaseraten  $F > 1\%$  und sind damit nur noch bedingt relevant für die Charakterisierung der Transpirationskühlung.

Das eigentliche Ziel dieser Betrachtung, die Quantifizierung des unbekanntes  $h_v$  von C/C, wird somit leider nicht erreicht. Eine exakte Bestimmung könnte jedoch ohnehin nur bei LTNE stattfinden. Für den untersuchten Parameterbereich würde dies Fällen entsprechen, die nach der eingangs getroffenen Definition nicht mehr der Transpirationskühlung zugeordnet werden. Erreicht wurde indes eine allgemeine Charakterisierung der C/C-Proben hinsichtlich des internen Wärmeübergangs für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Kühlgasmassenströme. In diesem Bezug kann für alle der Transpirationskühlung zugeordneten Fälle von LTE ausgegangen werden. Innerhalb des betrachteten Parameterbereichs kann somit der interne Temperaturverlauf vereinfacht durch lediglich eine Energiegleichung beschrieben werden. Dies entspricht der Grundannahme der u.a. von Langener et al. [59, 60] verwendeten Modelle zur Beschreibung der internen Temperatur- und Druckverteilung transpirationsgekühlter CMC-Materialien. Da diese Eigenschaften bspw. in [60] bereits umfangreich diskutiert sind, wird an dieser Stelle lediglich auf diese referenziert und auf eine erneute Darstellung verzichtet. Zur Vollständigkeit sind im Anhang B.1.7 einige charakteristische Druckverläufe unter dem Einfluss von Wärmelast dargestellt. An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass Studien wie die von Selzer et al. [12e] die mögliche Diskrepanz zwischen den hier durchgeführten Versuchen und realen Anwendungsbedingungen verdeutlichen. Eine allgemeingültige Aussage darf somit nicht gezogen und eine individuelle Bewertung muss für jeden betrachteten Fall durchgeführt werden. Sollte dabei eine  $h_v$ -Quantifizierung nötig sein, kann auf das in diesem Abschnitt vorgestellte

Vorgehen in Kombination mit potenziellen Anpassungen und Vorschlägen bzgl. weiteren Untersuchungen nach Kap. B.1.6 zurückgegriffen werden.

Konkret kann aus der vorangegangenen Diskussion abgeleitet werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Fälle unter lokalem thermischem Gleichgewicht stattfinden. Für die nachfolgenden Betrachtungen bedeutet dies, dass die Solidtemperatur auf der Heißgasseite der porösen Wand mit der Temperatur des Kühlgases gleich gesetzt werden darf (Wandtemperatur entspricht Injektionstemperatur des Kühlfluids).

## 5.2 Externe Eigenschaften

Die Betrachtung der externen Transpirationskühlungseigenschaften basiert auf den Experimenten am Heißgaskanal (HGK) und der Verwendung der C/C-Proben. Zunächst wird dazu die generelle Grenzschichtcharakteristik mit und ohne Kühlgasinjektion anhand der Geschwindigkeits- und der Temperaturprofile vorgestellt. Die vermessenen Profile werden in der Folge eingehend diskutiert, bevor mittels Grenzschichtkenngrößen der Fokus auf die Kopplung zwischen Heißgasströmung (HGs) und poröser Probe gelegt wird. Die Betrachtungen der externen Eigenschaften beschränken sich dabei auf zeitlich konstante Untersuchungen.

### 5.2.1 Lokale Grenzschichtprofile

Einen ersten Eindruck der Interaktion zwischen Heißgasströmung und Kühlgasinjektion kann durch die Betrachtung der lokalen Grenzschichtprofile vermittelt werden. Dies wird durch den Einsatz der Kombisonde ermöglicht (s. Abb. 3.6). Die Sonde erlaubt die quasi zeitgleiche Messung von Geschwindigkeit und Temperatur an nahezu identischer Position im HGK. Die gegenseitige Abhängigkeit dieser beiden Messgrößen in einer kompressiblen Strömung kann dadurch berücksichtigt und die Auswirkung der Kühlgasinjektion auf die Gs direkt beschrieben werden. Durch das vertikale Verfahren der Kombisonde entlang der  $y$ -Achse des HGK, können lokale Gs-Profile abgeleitet werden. Die einzelnen Profile setzen sich für Geschwindigkeit und Temperatur jeweils aus 37 Messpositionen entlang der traversierten Achse ( $y$ ) zusammen. Für die Erfassung der Messgrößen werden an jeder  $y$ -Position 20 Einzelmesswerte aufgenommen und in der Auswertung zu einem Mittelwert zusammengefasst. Eine mögliche Positionsdiskrepanz zwischen Pitot- und Temperatursonde in  $y$ -Richtung wird durch die in Kap. A.2.1 beschriebene Interpolation auf eine gemeinsame Abstandsbasis über der Wand berücksichtigt. Zudem ermöglicht die eingesetzte Axialtraverse die Erfassung der Gs-Profile an beliebiger  $x$ -Position im HGK. Für eine aussagekräftige Beschreibung der Gs

## 5 Experimente und Modellbildung

wurden vier verschiedene  $x$ -Positionen für die Traversierung gewählt. Drei der Positionen befinden sich mit  $x = 10$  mm,  $30$  mm und  $50$  mm direkt über sowie eine im Nachlauf der gekühlten Probe bei  $x = 80$  mm. Durch diese Verteilung ermöglichen die Gs-Profile die Beschreibung des sich aufbauenden Kühleffekts als auch die Vermischung des Kühlgases im Nachlauf der jeweiligen C/C-Probe.

### Geschwindigkeitsprofile

Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch die resultierenden Geschwindigkeitsprofile der Pitot-Sondenmessungen für verschiedene Ausblaseraten  $F$  bei  $Re_{dh} = 250\,000$  und  $T_g = 100\text{ °C}$  (Sollgrößen der HGS-Regelung, nachfolgend als Re250k/T100C bezeichnet). Die Messposition befindet sich an der Probenhinterkante (HK) bei  $x = 50$  mm. Die dargestellten Daten basieren auf der Betrachtung von *SampleB180* und sind bis  $y = 15$  mm über der gekühlten Wand eingezeichnet ( $1/4$  Kanalhöhe).

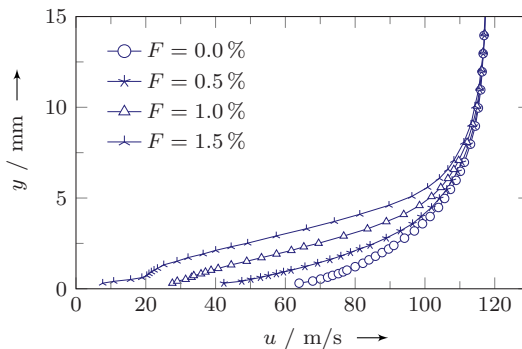


Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsprofile für verschiedene Ausblaseraten bei Re250k/T100C *SampleB180* für  $x = 50$  mm

In Abb. 5.5 wird der axiale Impulsverlust durch die Kühlgasinjektion innerhalb der Gs veranschaulicht. Mit zunehmendem  $F$  wird die Geschwindigkeit in der Gs merklich verlangsamt. Zusätzlich zeigt sich ein Zusammenhang zwischen Ausblaserate und Interaktionshöhe. Wird mehr Kühlgas injiziert, reicht der Einflussbereich der Kühlung in  $y$ -Richtung weiter in den HGK hinein. Oberhalb von  $10$  mm können im betrachteten Fall die Geschwindigkeitsprofile der einzelnen Ausblaseraten nicht mehr voneinander unterschieden werden. Für  $y > 13$  mm geht die Geschwindigkeit in die konstanten Werte der ungestörten HGS über ( $u_\infty \approx 117$  m/s). Bei den Fällen  $F = 1.0\%$  und  $1.5\%$  führt die Kühlgasinjektion zu einer stark verzögerten Gs. Die zugehörigen Profilverläufe weisen einen Wendepunkt auf und deuten



damit auf eine abgelöste Strömung hin. Quantitativ befinden sich die Messwerte der Pitot-Sonde jedoch alle im positiven Bereich. Der charakteristische negative Druckgradient einer Gs-Ablösung liegt somit nicht vor. Dies kann auf die hier betrachteten Fälle einer Gs-Strömung mit Ausblasung zurückgeführt werden. Der vertikalen in die Gs eingetragene Impuls ist derart groß, dass die HGS der Wandkontur nicht mehr folgen kann. Die Scherkräfte der HGS führen jedoch zu einem Abtransport des ausgeblasenen Kühlgases in  $x$ -Richtung, weshalb keine Rezirkulation auftritt. Diese Beobachtung wird in der Literatur als *blow off* bezeichnet. Nach Kays et al. [51] tritt dieser Effekt für  $F > 1.0\%$  auf und steht damit in guter Übereinstimmung<sup>6</sup> zu den diskutierten Daten aus Abb. 5.5.

Die Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile entlang der  $x$ -Achse des HGK ist in Abb. 5.6 dargestellt. Der geometrische Bezug liefert in der Darstellung die obere Abszisse. Für jede der traversierten Positionen sind die Gs-Profile wieder für verschiedene  $F$  eingezeichnet. Zur Erhaltung der Übersichtlichkeit ist in der Abbildung nur jeder zweite Messwert als Symbol dargestellt. Die in Abb. 5.5 diskutierten Geschwindigkeiten entsprechen hier den Profilen bei  $x = 50$  mm.

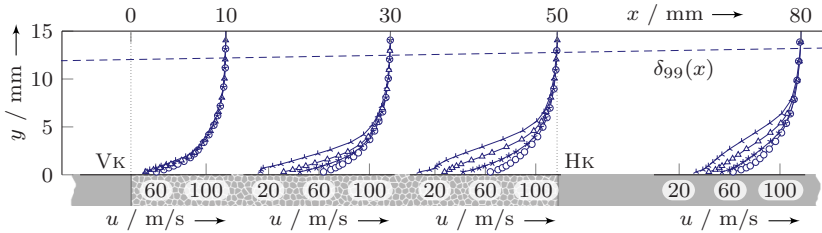


Abbildung 5.6: Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile direkt über sowie im Nachlauf der Probe bei  $Re_{250k}/T_{100C}/SampleB180$  für verschiedene  $F$ : (O) 0.0%, ( $\star$ ) 0.5%, ( $\Delta$ ) 1.0% und ( $\blacktriangle$ ) 1.5%

Die bereits identifizierte Verzögerung der Gs-Strömung sowie die Ausbildung einer Interaktionszone aufgrund der Kühlgasinjektion wird auch in Abb. 5.6 ersichtlich. An allen Messpositionen entlang der  $x$ -Achse werden mit steigendem  $F$  im wandnahen Bereich kleinere Geschwindigkeiten gemessen und die zugehörigen Verläufe gleichen sich erst bei jeweils größerem Abstand zur Wand dem Referenzprofil ohne Kühlung an. Darüber hinaus zeigt sich ein deutlicher Einfluss der traversierten  $x$ -Position auf die Interaktions- bzw. Mischungszone. Nahe der Vorderkante (VK) sind die einzelnen Geschwindigkeitsprofile für die verschiedenen  $F$  nur schwer voneinander zu trennen. Mit zunehmendem Abstand zur VK wächst die aktiv gekühlte Fläche und damit auch die ausgeblasene Kühlgasmenge vor der

<sup>6</sup> *Blow off* Effekt tritt bei allen untersuchten HGS-Bdg. bei  $x = 50$  mm für  $F > 1.0\%$  auf

## 5 Experimente und Modellbildung

---

jeweiligen Messposition. Dadurch wird für  $F > 0.0\%$  zwischen  $V_K$  und  $H_K$  die Gs-Strömung kontinuierlich stärker verlangsamt sowie die Ausdehnung der Vermischungszone sukzessive vergrößert. Diese positionsabhängige Kühlwirkung wird zusätzlich durch den Einfluss der Wandtemperatur auf den internen Druckverlust der durchströmten porösen Probe verstärkt<sup>7</sup>. Die deutlich verformten Profile für  $F > 0.0\%$  implizieren nahe der HK einen hohen Kühlgasanteil in der Gs (bestätigt durch Temperaturprofile in Abb. 5.8). Dies lässt den Schluss zu, dass in diesem Bereich auch kältere Wandtemperaturen auftreten. Die poröse Wand ist dadurch kälter und der Druckverlust bei Durchströmung kleiner, wodurch mehr Kühlgas durch den hinteren Teil der Probe strömt. Experimentell wird dieser Effekt durch die aufgenommenen IRT-Bilder abgebildet, welche die kältesten Temperaturen nahe der HK detektieren (s. Abb. 5.20). Numerisch ist dieser Sachverhalt bspw. auch in Dahmen et al. [01e] und in Prokein et al. [81] beschrieben.

Die akkumulierende Wirkung der Kühlgasinjektion zeigt sich auch in Bezug auf die *blow off* Charakteristik. Während bei  $x = 50$  mm die Profilverläufe für  $F \geq 1.0\%$  auf *blow off* hindeuten, weisen bei  $x = 30$  mm die Profile erst für  $F = 1.5\%$  auf einen Wendepunkt hin. Bei  $x = 10$  mm haben alle Geschwindigkeitsverläufe ein rein konvexes Profil und zeigen somit keine *blow off* Eigenheit. Neben der Kühlgasrate  $F$  spielt somit auch die Kühlgasmenge in der Gs eine Rolle für das Auftreten dieses Effekts. Für nicht vollausgebildete Gs mit Kühlgasinjektion können demnach deutlich höhere Kühlgasraten anliegen, ohne dass es zwangsläufig zum *blow off* bzw. der einhergehenden ineffizienten Kühlung kommen muss<sup>8</sup>.

Im Nachlauf der gekühlten Probe weisen die Profile mit Kühlgasinjektion, im Vergleich zu jenen bei  $x = 30$  mm und  $50$  mm, wieder höhere Geschwindigkeiten auf. Nach der HK wird kein neuer Kühlgasstrom in die Gs eingebracht. Die jeweilige Höhe<sup>9</sup> der Mischungszone wächst jedoch weiter in den HGK hinein. Neben der Impulsübertragung kommt es an der Scherschicht zwischen Mischungszone und HGS auch zum Stofftransport. Anteile der schnelleren HGS werden in die Mischungszone eingetragen, weshalb diese beschleunigt und vergrößert wird. Im betrachteten Fall reichen die aus der HGS eingetragene Masse und Impuls aus, um für  $F = 1.0\%$  bei  $x = 80$  mm wieder ein Gs-Profil monotoner Steigung zu formen. Die *blow off* Charakteristik ist im Nachlauf lediglich noch für  $F = 1.5\%$  zu erkennen. Der Wendepunkt geprägte Profilverlauf lässt hier den Schluss zu, dass eine vollständige Durchmischung des injizierten Gases mit der Gs-Strömung nicht mehr stattfindet und dadurch ein reiner Kühlfilm an der Wand anliegt.

Neben den jeweiligen Profilen ist in Abb. 5.6 auch die Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht  $\delta_{99}(x)$  eingezeichnet. Nach Gersten und Herwig [27] definiert sich

---

<sup>7</sup>Interne Eigenschaft: Je wärmer die Wandstruktur desto größer der Druckverlust (s. Kap. B.1.7)

<sup>8</sup>In [51] angegebene *blow off* Grenzwert ( $F > 1.0\%$ ) bezieht sich auf vollausgebildete Gs

<sup>9</sup> $y$ -Pos., bei der  $u(y)$  ( $F > 0.0\%$ ) erstmals wieder  $u(y)$  des Referenzfalls ( $F = 0.0\%$ ) entspricht

die Grenzschichtdicke durch den Abstand zur Wand, an dem 99% der Geschwindigkeit der ungestörten Hauptströmung erreicht sind ( $\delta_{99} = y(u/u_\infty = 0.99)$ ). Der Zusammenhang zwischen Gs-Dicke und Reynolds-Zahl wird in [27] durch

$$\frac{\delta_{99} u_\infty}{\nu} = \kappa \frac{\text{Re}_{x^*}}{\ln(\text{Re}_{x^*})} G(\Lambda; D) \quad (5.10)$$

beschrieben. Die Reynolds-Zahl wird hier mit  $x^*$ , dem Abstand zum Startpunkt der Gs, als charakteristische Länge gebildet. Die Karman-Konstante des Impulstransports ist durch  $\kappa$  wiedergegeben und wird im Rahmen dieser Arbeit als  $\kappa = 0.41$  verwendet. Die Funktion  $G(\Lambda; D)$  resultiert aus der Inversion eines gültigen Widerstandsgesetzes und ist in [27] tabelliert<sup>10</sup>. Der Versuchsaufbau verfügt über keinen definierten Startpunkt bspw. durch Absaugung der Gs. Der Startpunkt der betrachteten Gs ist somit zunächst eine unbekannte Größe. Wird aus den vermessenen Geschwindigkeitsprofilen jedoch  $\delta_{99}$  bestimmt, kann Gl. (5.10) nach  $x^*$  aufgelöst werden. Bildet man den Mittelwert aus den derart betrachteten 96 Einzelprofilen und bezieht diesen wieder auf die Koordinate  $x$ , resultiert dies in einen theoretischen Startpunkt der Gs bei  $x_{99} = -901 \text{ mm} \pm 24 \text{ mm}$ . Die errechnete Position liegt damit deutlich vor der eigentlichen Versuchsstrecke im Bereich der querschnittsverengenden Düse (s. Abb. 3.4). Da der Zusammenhang nach Gl. (5.10) von einem konstanten Querschnitt ausgeht, sollte der bestimmte Startpunkt als theoretischer Wert angesehen werden, für welchen diese geometrische Restriktion gelten würde. Der gewählte Bildausschnitt in Abb. 5.5 und 5.6 umfasst somit etwas mehr als die Dicke der Geschwindigkeits-Gs.

### Temperaturprofile

In Abb. 5.7 sind die Temperaturprofile für  $\text{Re}250\text{k}/\text{T}100\text{C}$  bei  $x = 50 \text{ mm}$  für verschiedene  $F$  angegeben. Betrachtet wird hier das gleiche Experiment wie zuvor bei der Diskussion der Geschwindigkeitsverläufe. Der gewählte Bildausschnitt umfasst wieder  $1/4$  der Kanalhöhe. Zur Analyse der Profilverläufe werden nachfolgend die gemessenen Temperaturen ( $T_{\text{Te}}$ ) verwendet<sup>11</sup>.

Die Temperaturverläufe in Abb. 5.7 veranschaulichen, dass jede Ausblaserate zu einer Änderung der thermischen Gs-Dicke<sup>12</sup> ( $\delta_{\text{T}01}$ ) führt. Dies steht in Kontrast zu den beobachteten Geschwindigkeitsprofilen, bei welchen die Beeinflussung der Gs-Dicke für  $F > 0.0\%$  nicht durch die Sondenmessung beobachtet wurde. Insbesondere beim Vergleich des jeweiligen Referenzfalls ( $F = 0.0\%$ ) in Abb. 5.5 und 5.7 wird ersichtlich, dass  $\delta_{\text{T}01}$  wesentlich kleiner als  $\delta_{99}$  ist. Eine Erklärung

<sup>10</sup>Im Rahmen der durchgef. Exp.:  $14.58 \leq \Lambda \leq 15.16$ ;  $D = 0.04 \Rightarrow 1.45 \leq G(\Lambda; D) \leq 1.46$

<sup>11</sup>Stat. Temperaturen, u.a. zur Bestimmung der lok. Stoffwerte, exemp. in Abb. A.7 dargestellt

<sup>12</sup>Dicke der Temperatur-Gs nach [27] definiert als  $\delta_{\text{T}01} = y((T - T_\infty)/(T_w - T_\infty) = 0.01)$

## 5 Experimente und Modellbildung

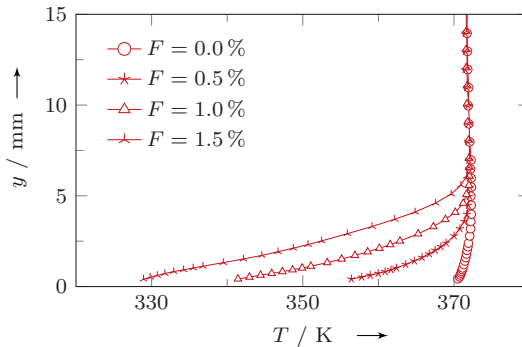


Abbildung 5.7: Temperaturprofile für verschiedene Ausblaseraten bei  $Re_{250k}/T_{100C}/SampleB180$  für  $x = 50$  mm

für diese Beobachtung kann die Betrachtung des Startpunktes der jeweiligen Gs liefern. Hier besitzt die Temperatur-Gs analog zur Gs der Geschwindigkeit keinen definierten Startpunkt. Die gründliche thermische Isolierung des HGK endet jedoch erst unmittelbar vor der Teststrecke ( $x \approx -150$  mm). Dadurch kann davon ausgegangen werden, dass bis zu dieser  $x$ -Position die Verlustwärmeströme über die HGK-Wände moderat sind<sup>13</sup> und damit die thermische Gs relativ klein ist. Der theoretische Startpunkt der Temperatur-Gs liegt dadurch wesentlich näher an der eigentlichen Messposition ( $x_{T_{01}} \approx -150$  mm  $\Leftrightarrow x_{99} \approx -900$  mm), weswegen bei den durchgeführten Experimenten  $\delta_{T_{01}}$  kleiner als  $\delta_{99}$  ist. Zusätzlich sorgt der HGK-Boden, aus nur gering wärmeleitendem TECAPEEK, für moderate Verlustwärmeströme in der Teststrecke, was eine ausgeprägte thermische Gs auch ohne aktive Kühlung unterbindet.

Der charakteristische *blow off* Verlauf ist bei den Temperaturprofilen lediglich andeutungsweise zu erkennen. Diese Beobachtung kann insbesondere auch damit erklärt werden, dass bei den Temperaturprofilen der jeweilig erste Messwert an der Wand nicht mit dargestellt ist. Bei der ersten Messposition befinden sich die Sonden noch in Wandkontakt. Während die Geschwindigkeitsmessung hiervon unbeeinträchtigt bleibt, stellt der wandnächste Temperaturmesswert damit eine Mischung aus Wand- und Strömungstemperatur dar und darf somit nicht bei der Diskussion der Temperatur-Gs berücksichtigt werden<sup>14</sup>.

In Abb. 5.8 ist die Entwicklung der Temperatur-Gs im HGK in Strömungsrichtung veranschaulicht. Die Darstellung entspricht dem versuchstechnischen Äquivalent

<sup>13</sup>Beleg für gute therm. Isolierung des HGK liefert Vergleich von  $T_{\infty} = 372$  K bei  $x = 50$  mm und  $T_{soll} = 373$  K bei  $x \approx -1500$  mm  $\Rightarrow \Delta T_{loss} = 1$  K auf  $\Delta x \approx 1550$  mm (vgl. Kap. 3.2.1)

<sup>14</sup>In Abb. A.7 (b) sind die wandnächsten  $T_{Te}$  der Traversierung exemplarisch mit eingezeichnet

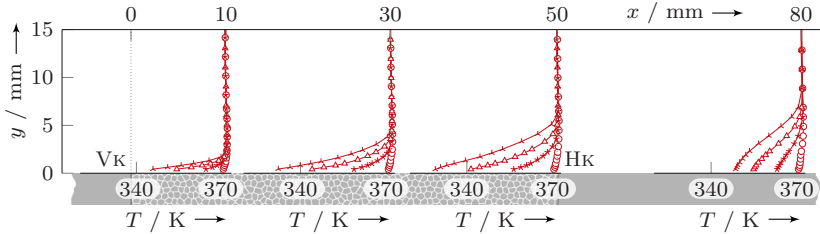


Abbildung 5.8: Entwicklung der Temperaturprofile direkt über und im Nachlauf der Probe bei  $Re_{250k}/T_{100C}/SampleB180$  für verschiedene  $F$ : (O) 0.0 %, ( $\star$ ) 0.5 %, ( $\Delta$ ) 1.0 % und ( $\clubsuit$ ) 1.5 %

der Abb. 5.6, mit welcher zuvor die Geschwindigkeitsprofile entlang der  $x$ -Achse diskutiert wurden. Vergleicht man jeweils eine Ausblaserate an den unterschiedlichen  $x$ -Positionen, wird die Ausbildung der thermischen Gs ersichtlich. In Strömungsrichtung wächst  $\delta_{T_{01}}$  sukzessive weiter in den HGK hinein. Zwischen  $x = 50$  mm und 80 mm wird kein weiteres Kühlmedium in die Gs eingebracht. Durch Einmischung heißerer Anteile aus der Hauptströmung sowie ausgleichender Wärmeleitung, nimmt  $\delta_{T_{01}}$  auch in diesem Bereich weiter zu. Die jeweilig gemessenen Temperaturen nähern sich jedoch wieder dem Referenzfall ohne Kühlung an. Bemerkenswert sind an dieser Messposition ( $x = 80$  mm) die Verläufe der Temperaturprofile. Insbesondere bei den höheren Ausblaseraten flacht der Temperaturgradient in Richtung der Wand zunehmend ab. Nach dem Fourier'schen Erfahrungssatz, sind Wärmestrom und Temperaturgradient proportional zu einander. Im Vergleich zu den Gradienten über der Probe deuten jene im Nachlauf damit auf sehr kleine an die Wand übertragene Wärmeströme hin. Diese Beobachtung entspricht relativ anschaulich dem Wirkprinzip der Filmkühlung<sup>15</sup>, bei welcher der Kühlfilm bzw. die Mischungszone (Mz) den Bereich hoher Wärmeströme von der Wand separiert und dadurch den Wärmeeintrag in die Wand reduziert.

Vergleicht man die Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile aus Abb. 5.6 mit den Temperaturverläufen aus Abb. 5.8 lässt sich ableiten, dass  $\delta_{T_{01}}$  für  $F > 0.0\%$  mit den  $y$ -Werten zusammen fällt, an welchen die lokalen Geschwindigkeiten in den Verlauf der Referenzprofile übergehen. Die Dicke der Temperatur-Gs bei Kühlung kann somit auch als die Höhe der Mischungszone ( $\delta_{Mz}$ ) interpretiert werden. Ein Versuch diese Beobachtung zu veranschaulichen, ist in Abb. 5.9 unternommen. Die Darstellung entspricht einer Überlagerung der Geschwindigkeiten des Referenzfalls sowie des gekühlten Falls bei 1.0% und der zugehörigen Mz bei identischer Ausblaserate. Der eingezeichnete Mz-Verlauf ( $\delta_{Mz}(x)$ ) entspricht einem Polynom zweiter Ordnung, welches die lokal gemessenen thermischen Gs-Dicken

<sup>15</sup>Nach eingeführter Def. in Kap. 1.1 ist Filmkühlung die vorherrschende Kühlung im Nachlauf

## 5 Experimente und Modellbildung

(▲) als Stützstellen einbezieht. Die jeweiligen  $\delta_{T01}$  fallen recht gut mit jenen  $y$ -Werten zusammen, an welchen die gekühlten Geschwindigkeitsprofile wieder in den Referenzverlauf übergehen.

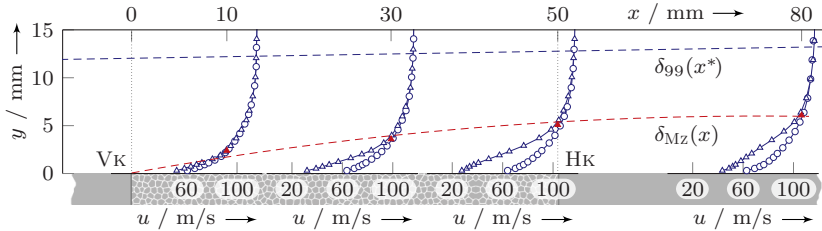


Abbildung 5.9: Entwicklung der Mischungszone (—) direkt über u. im Nachlauf der Probe bei  $Re250k/T100C/SampleB180$  für  $F = 1.0\%$ ; Geschwindigkeitsprofile (—) für  $F = 0.0\%$  (O) u.  $1.0\%$  (Δ) überlagert

Die vorangegangene Diskussion der lokalen Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe beschreibt die Mischungszone als Bereich, in dem das injizierte Kühlgas mit der Heißgasströmung interagiert. Durch die experimentellen Gegebenheiten erstreckt sich die Mz innerhalb der Geschwindigkeits-Gs, welche in ihrer Dicke durch die Kühlgasinjektion kaum beeinflusst wird. Die Experimente zeigen, dass die Dicke der Mz gut mit der thermischen Gs-Dicke bei aktiver Kühlung korreliert. Die beobachtete Gs-Situation ohne Kühlung ( $\delta_{99} > \delta_{T01}$ ) kann dabei als repräsentativ für die Strömung einer Brennkammer betrachtet werden, da i.d.R. auch hier kein gemeinsamer Startpunkt von Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs vorliegt. Im nachfolgenden Abschnitt werden nun die Gs-Profile für unterschiedliche Strömungsbedingungen über den verschiedenen C/C-Proben diskutiert.

### Vergleich unterschiedlicher Versuchsparameter

Die Auswirkung verschiedener Strömungsbedingungen in Kombination mit unterschiedlichen C/C-Proben auf die Gs wird nachfolgend anhand der Vergleiche in Abb. 5.10 diskutiert. Um die Profile der unterschiedlichen Versuchsparameter miteinander vergleichbar zu machen, sind in den Diagrammen die Messdaten mit ihren jeweiligen Werten außerhalb der Gs normalisiert. Die eingezeichneten Symbole repräsentieren dabei wieder jeden zweiten Messwert. Zur detaillierten Betrachtung beschränkt sich die Darstellung auf lediglich drei Ausblaseraten bei Position  $x = 50$  mm und bis zu einer Höhe von 10 mm über dem Boden des HGK.

Der Vergleich der Profile bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen und gleicher Strömungstemperatur sowie identischer C/C-Probe in Abb. 5.10 (a) und (b) deutet auf

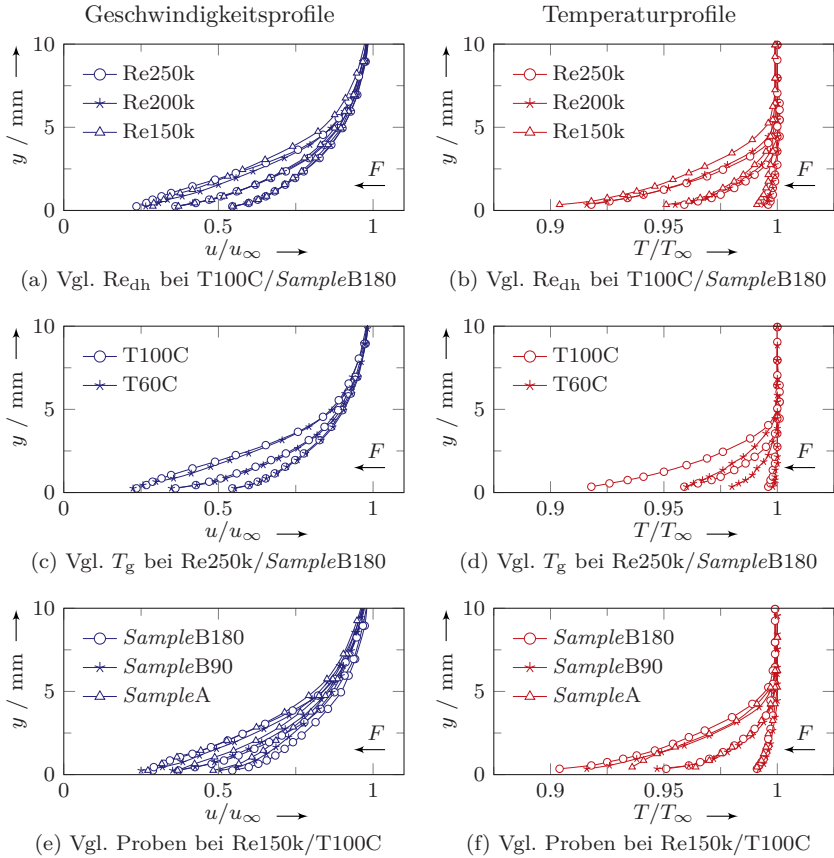


Abbildung 5.10: Vergleich der Gs-Profile für verschiedene Versuchsparametern bei  $x = 50$  mm und unterschiedlichen Ausblaseraten:  $F = 0.0\%$ ,  $0.5\%$  und  $1.0\%$  (jeweils von rechts nach links)

ein selbstähnliches Gs-Verhalten durch die Versuchsregelung nach charakteristischen Kennzahlen hin. Insbesondere bei den Geschwindigkeiten fallen die Verläufe der einzelnen Reynolds-Zahlen bei gleichem  $F$  quasi aufeinander. Lediglich bei der höchsten Ausblaserate und kleinsten Reynolds-Zahl weichen die zugehörigen Profile leicht von den übrigen Verläufen ab. Diese Beobachtung kann zu guten Teilen auf die enthaltene Messunsicherheiten bei der Versuchsdurchführung zurückgeführt werden. Je kleiner die Reynolds-Zahl, desto kleiner ist auch der benötigte Kühlgasmassenstrom, um eine bestimmte Ausblaserate einzustellen.

## 5 Experimente und Modellbildung

---

Bedingt durch die verwendete Messtechnik, weisen kleine Kühlgasmassenströme und damit auch die zugehörigen Ausblaseraten die höchsten Messunsicherheiten auf (s. Kap. C). Die beobachteten Abweichungen in Abb. 5.10 (a) und (b) fallen damit mit den Experimenten zusammen, welche die größten Messunsicherheiten beinhalten. Als weiterer Aspekt in diesem Bezug kann die zuvor diskutierte Neigung zum *blow off* an dieser Messposition genannt werden. Tritt dieser Effekt auf ( $F \geq 1.0\%$ ), können die Auswirkungen bei den verschiedenen  $Re_{\text{dh}}$  unterschiedlich stark ausgeprägt und die einzelnen Fälle nicht mehr vollständig vergleichbar sein.

In Abb. 5.10 (c) und (d) sind die GS-Profile bei gleicher Reynolds-Zahl und unterschiedlichen Heißgastemperaturen über *SampleB180* dargestellt. Während die normalisierten Geschwindigkeitsprofile erneut quasi deckungsgleich sind, weisen die Temperaturverläufe innerhalb der thermischen GS nun deutliche Unterschiede auf. Die jeweilige Dicke der GS ( $\delta_{T01}$ ) ist dabei jedoch wieder nahezu identisch. Diese Beobachtung kann mit der per Kühlgasinjektion geänderten Wärme

$$\Delta Q_{\text{GS}} = [c_p m \Delta T]_{\text{GS}} \quad (5.11)$$

innerhalb der GS begründet werden. Vernachlässigt man die Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften und betrachte  $\delta_{T01}$  innerhalb derselben Ausblaserate als gleich, ist der einzige Unterschied zwischen den jeweiligen Profilen die durch die Kühlung intensivierte Temperaturdifferenz zur Heißgasströmung ( $\Delta T = T_\infty - T$ ). Beim Fall  $Re_{250k}/T_{100C}$  fällt der Temperaturunterschied in der GS wesentlich größer aus, was sich schließlich in den ausgeprägteren Profilen widerspiegelt. Um dieses zu berücksichtigen, wird die dimensionslose Temperatur

$$\theta = \frac{T - T_w}{T_\infty - T_w} \quad (5.12)$$

zur Diskussion der GS-Profile verwendet (bspw. in [70], s. Kap. B.2.1). Die lokal gemessene Temperatur wird darin als Differenz zur Wandtemperatur  $T_w$  auf die maximal auftretende Temperaturdifferenz ( $\Delta T = T_\infty - T_w$ ) bezogen.

Als letzter Vergleich sind in Abb. 5.10 (e) und (f) die GS-Profile bei gleichen Heißgasbedingungen und unterschiedlichen C/C-Proben dargestellt. Hier zeigen sich leichte Unterschiede bei den Geschwindigkeiten. Innerhalb der gleichen Ausblaserate fallen die Verläufe zwar qualitativ aufeinander, quantitativ weisen diese jedoch eine vergleichsweise breite Streuung auf. Die ausgeprägtesten Abweichungen treten dabei beim Referenzfall ohne Kühlung auf. Ein Indiz, dass sich die generelle Strömungscharakteristik beim Wechsel der C/C-Proben bzw. dem einhergehenden Umbau des HGK leicht geändert haben könnte<sup>16</sup>. Bei der Temperatur tritt neben der qualitativen, auch wieder eine quantitative Vergleichbarkeit auf. Einzig bei

---

<sup>16</sup>Bspw. durch leicht geänderte Spaltmaße zwischen TEKAPEEK und C/C-Proben (s. Kap. 3.2.1)



*SampleA* und  $F = 1.0\%$  ergeben sich nahe des Kanalbodens Abweichungen zu den jeweiligen Verläufen von *SampleB*. Da diese Beobachtung lediglich bei den ersten vier Messpunkten auftritt, kann hier von einem lokalen Effekt ausgegangen werden. Zusätzlich zur mutmaßlichen Änderung der Strömungscharakteristik durch den Probenwechsel, sind den Profilen die zuvor aufgeführten Gründe potenzieller Abweichungen überlagert (Messunsicherheit, Regelung u. *blow off*). Mit diesen Überlegungen kann aus den angestellten Vergleichen auch die Unabhängigkeit von Gs-Verlauf und Probenmaterial herausgelesen werden.

Basierend auf den durchgeführten Versuchen und dem einhergehenden Detailgrad der Messungen wird unabhängig von Reynolds-Zahl, Heißgastemperatur sowie C/C-Probe ein ähnliches Gs-Verhalten beobachtet. Dies bestätigt die Regelung der Experimente nach den charakteristischen bzw. dimensionslosen Kennzahlen als geeignet, um die Interaktion zwischen Kühl- und Heißgasströmung zu studieren. Wird die Ausblaserate  $F$  konstant gehalten, lassen sich die Gs-Verläufe der Geschwindigkeit und der Temperatur auch bei unterschiedlichen Versuchsparametern ineinander überführen. Dies hebt die Ausblaserate als wesentliche Kennzahl zur Charakterisierung der Transpirationskühlung hervor. Eine Beobachtung, die in Übereinstimmung mit den Ausführungen in Kays et al. [51] und Meinert [70] steht, welche den Impuls- sowie Wärmeübertrag zwischen Gs-Strömung und transpirationsgekühlter Wand in enger Korrelation zu  $F$  beschreiben.

### 5.2.2 Selbstähnlichkeit der Gs-Profile

Nachdem ein ähnliches Verhalten an einer Messposition und unterschiedlichen Versuchsparametern beobachtet wurde, adressiert die folgende Studie die Selbstähnlichkeit der Gs. Um diese Eigenschaft zu diskutieren sind in Abb. 5.11 die normierten Geschwindigkeits- und Temperaturprofile für verschiedene Ausblaseraten dargestellt. Normiert meint in diesem Zusammenhang die Diskussion der Messdaten anhand von  $u/u_\infty$  bzw.  $\theta$  nach Gl. (5.12), über dem Abstand zur Wand als Verhältnis von Messposition zur jeweiligen Gs-Dicke. Jedes Schaubild zeigt eine Ausblaserate an den jeweilig traversierten  $x$ -Positionen<sup>17</sup>. Die Symbole fallen auch hier mit jedem zweiten Messwert der Traversierung zusammen.

Die gewählte Art der Darstellung veranschaulicht ein selbstähnliches Gs-Verhalten innerhalb einer Ausblaserate unabhängig von der jeweiligen Messposition in  $x$ -Richtung. Größere Abweichungen werden lediglich bei  $x = 80\text{ mm}$  und für  $F \geq 1.0\%$  ersichtlich. An den Messpositionen nahe der Probenhinterkante tritt für hohe Ausblaseraten *blow off* auf. Wie zuvor beschrieben, ändert sich dadurch

---

<sup>17</sup>Messungen für  $F = 0.25\%$  u.  $0.75\%$  lediglich bei  $x = 30\text{ mm}$  u.  $50\text{ mm}$  (Re250k/T100C)

## 5 Experimente und Modellbildung

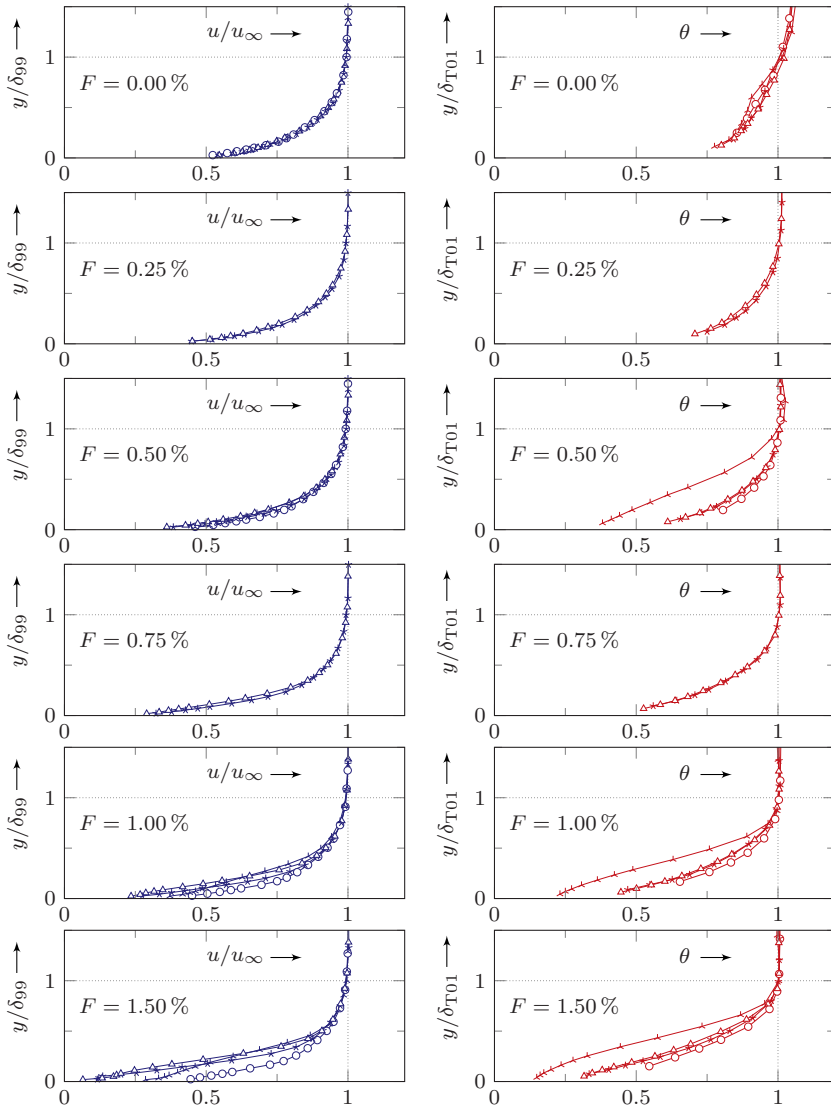


Abbildung 5.11: Normierte Strömungsprofile bei  $Re_{250k}/T100C/SampleB180$ :  
 (○)  $x = 10$  mm, (☆)  $x = 30$  mm, (△)  $x = 50$  mm, (⋈)  $x = 80$  mm;  
 (—) Geschwindigkeit, (---) Temperatur

die prinzipielle Gs-Charakteristik, was sich in den abweichenden Profilen widerspiegelt. Nach der aktiv gekühlten Probe ( $x > 50$  mm) wird kein neues Kühlfluid injiziert. Somit ergeben sich auch hier abweichende Gs-Verläufe. Kleinere Abweichungen werden in Abb. 5.11 beim Vergleich der Gs-Verläufe für  $x = 10$  mm mit den übrigen  $x$ -Positionen derselben Ausblaserate ersichtlich<sup>18</sup>. Sowohl bei der Geschwindigkeit als auch der Temperatur sind die Profile dieser Messposition weniger stark ausgeprägt. Ein weiteres Indiz dafür, dass sich die Interaktionszone sukzessive und nicht *ad hoc* über der gekühlten Wand ausbildet (s. Abb. B.5).

In Abb. 5.12 sind die normierten Profile für verschiedene Ausblaseraten und Messpositionen zusammengefasst. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen, werden nun lediglich die Daten bei  $x = 30$  mm und 50 mm sowie für  $F = 0.25\%$ ,  $0.50\%$  und  $0.75\%$  diskutiert. In der gemeinsamen Darstellung von Ausblaserate und Messposition fallen die Gs-Profile nicht mehr aufeinander. Diese Beobachtung kann durch die Einbringung des Kühlgases in die Gs begründet werden. Bei der Geschwindigkeits- bzw. Impulsbetrachtung wird das Kühlgas normal zur Hauptstromrichtung ( $y$ -Richtung) eingeblasen. Die dadurch zusätzlich eingebrachte Masse mit Impuls in  $y$ -Richtung und ohne signifikanten  $x$ -Impuls, verlangsamt die Gs-Strömung. Der Kühlgasmassenstrom wird zudem, im Vergleich zur ungestörten Gs, bei geringerer Temperatur eingemischt. Die zugehörigen Profile ergeben sich dadurch mit zunehmendem  $F$  als »langsamer« bzw. »kälter«. Die eingeführte Normierung berücksichtigt diese Effekte, kann sie jedoch nicht vollständig kompensieren (vgl. Abb. 5.6 u. 5.8).

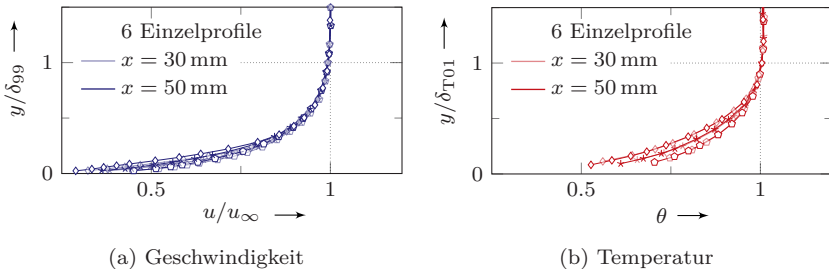


Abbildung 5.12: Normierte Strömungsprofile bei  $Re_{250k}/T_{100C}/SampleB180$ :  
 ( $\triangle$ )  $F = 0.25\%$ , ( $\star$ )  $F = 0.50\%$ , ( $\diamond$ )  $F = 0.75\%$

Ausgehend von der angewendeten Normierung der Verläufe nach  $u/u_\infty$  und  $\theta$ , kann ein selbstähnliches Verhalten bei Transpirationssählung unabhängig von der axialen Messposition (für  $x > 10$  mm) aber nicht von der Ausblaserate festgestellt

<sup>18</sup>Ausnahme  $F = 0.0\%$ ; hier treten keine derartigen Abweichungen auf, jedoch liegt auch keine Kühlung vor. Die Streuung innerhalb der  $\theta$ -Verläufe werden in Kap. B.2.1 diskutiert.

## 5 Experimente und Modellbildung

werden. Um eine vollständige Selbstähnlichkeit der Strömungsprofile zu erzeugen, wird im folgenden Abschnitt versucht, die Kühlgaseinblasung bzw. das damit verbundenen Impuls- und Energiedefizit der Gs zu charakterisieren.

In Anlehnung an Modelle zur Beschreibung der Kühleffektivität bei Filmkühlung nach Goldstein [31], wird die transpirationsgekühlte Gs über der porösen Probe als Kontrollvolumen (Kv) abstrahiert (s. Abb. 5.13 (a)). An dessen jeweiligen Grenzen treten über die Gs- bzw. Mischungszonendicke ( $\delta_{Mz} \hat{=} \delta_{T01}$  s. Abb. 5.9) Massenanteile der Heißgasströmung

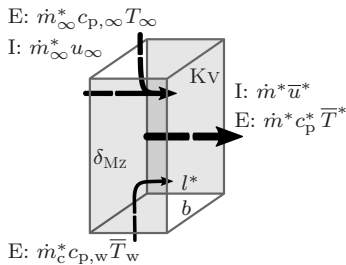
$$\dot{m}_\infty^* = \frac{7}{8} \rho_\infty u_\infty \delta_{Mz} b \quad (5.13)$$

und über die gekühlte Lauflänge ( $l^*$ ) Anteile des Kühlgasmassenstroms

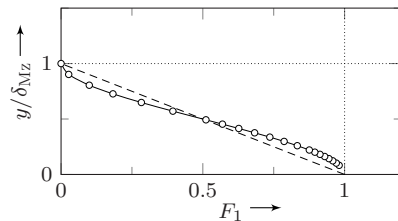
$$\dot{m}_c^* = \rho_w v_w l^* b \quad (5.14)$$

in das Kv ein. Die Breite  $b$  des betrachteten Kv wird durch die laterale Ausdehnung der gekühlten Probe begrenzt (Breite der Probe in  $z$ -Richtung). Die Formulierung nach Gl. (5.13) ist aus dem  $1/7$ -Potenzgesetz abgeleitet und wird bspw. in [31] herangezogen, um den in den Kühlfilm eingemischten Heißgasanteil zu quantifizieren. In Gl. (5.14) beschreibt  $v_w$  die Injektionsgeschwindigkeit, mit der das Kühlgas in das Kv eintritt<sup>19</sup>. Innerhalb des Kv vermischen sich die beiden Massenstromanteile zu  $\dot{m}^* = \dot{m}_\infty^* + \dot{m}_c^*$ , welcher stromab den betrachteten Bereich wieder verlässt. Durch die Erweiterung der Massenstrombeiträge mit der jeweiligen Geschwindigkeit bzw. der spezifischen Enthalpie, lassen sich die Bilanzgleichung des Impulsstromes

$$(\dot{m}_\infty^* + \dot{m}_c^*) \bar{u}^* = \dot{m}_\infty^* u_\infty \quad (5.15)$$



(a) Kontrollvolumen



(b) Blendfunktion

Abbildung 5.13: Modellannahmen zur Korrektur der Strömungsprofile

<sup>19</sup> $v_w$  berechnet mit  $\bar{T}_w$  als Bezugstemperatur für  $\rho_w \Rightarrow v_w = \dot{m}c/\rho_w A_c$

sowie die Bilanzgleichung des Enthalpiestroms

$$\dot{m}^* c_p^* \bar{T}^* = \dot{m}_\infty^* c_{p,\infty} T_\infty + \dot{m}_c^* c_{p,w} \bar{T}_w \quad (5.16)$$

aufstellen. Da sich die Wandtemperatur entlang der Lauflänge der gekühlten Probe ändert, wird eine aus den wandinternen Messungen gemittelte Temperatur  $\bar{T}_w(l^*)$  zur Bilanzierung verwendet<sup>20</sup>. Durch das Einsetzen der Gln. (5.13) und (5.14), kann aus Gl. (5.15) eine charakteristische Mischungsgeschwindigkeit

$$\bar{u}^* = \frac{u_\infty}{1 + \frac{8}{7} F^* \frac{l^*}{\delta_{Mz}}} \quad (5.17)$$

bestimmt werden. Analog lässt sich aus Gl. (5.16) eine Mischungstemperatur

$$\bar{T}^* = \frac{T_\infty + \frac{8}{7} F^* \frac{l^*}{\delta_{Mz}} \frac{c_{p,w}}{c_{p,\infty}} \bar{T}_w}{1 + \frac{8}{7} F^* \frac{l^*}{\delta_{Mz}}} \quad (5.18)$$

ableiten. Die im Kv resultierende spezifische Wärmekapazität  $c_p^*$  wird hierbei in guter Näherung durch  $c_{p,\infty}$  approximiert<sup>21</sup>.

Zur Bestimmung dieser Modellgrößen wird die Ausblaserate nach deren eigentlicher Definition  $F^* = \rho_w v_w / (\rho_\infty u_\infty)$  verwendet. Im Vergleich zur eingesetzten Variante zur Regelung der Experimente ( $F = (\dot{m}_c / A_c) / (\dot{m}_g / A_g)$ ), werden Verdrängungs- und Temperatureffekte der Gs dadurch bereits implizit berücksichtigt. Diese zusätzlichen Informationen machen  $F^*$  repräsentativer bei der Beschreibung der Gs-Charakteristik. Die experimentelle Regelung nach  $F$  gestaltet sich jedoch als wesentlich einfacher und wurde bei der Versuchsdurchführung bevorzugt. Zur Unterscheidung dieser Formulierungen dient der hochgestellte Index an  $F^*$ .

Werden die Mischungsgrößen  $\bar{u}^*$  und  $\bar{T}^*$  auf die jeweilige Größe der ungestörten Heißgasströmung bezogen, kann der durch die Kühlung eingetragene Impuls- bzw. Energiedefekt quantifiziert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür eine Formulierung gewählt, die eine direkte Berechnung korrigierter Geschwindigkeiten

$$u_{\text{kor}} = u + u_\infty \left( \frac{u_\infty}{\bar{u}^*} - 1 \right) F_1 \quad (5.19)$$

und korrigierter Temperaturen

$$T_{\text{kor}} = T + T_\infty \left( \frac{T_\infty}{\bar{T}^*} - 1 \right) F_1 \quad (5.20)$$

<sup>20</sup>Aus den oberflächenbündigen TE (s. Kap. 4.1.3)  $\Leftrightarrow$  LTE:  $T_w = T_{f,HS}$  (s. Kap. 5.1.2)

<sup>21</sup>Nach [31]:  $c_p^* = (\dot{m}_\infty^* c_{p,\infty} + \dot{m}_c^* c_{p,w}) / (\dot{m}_\infty^* + \dot{m}_c^*) \Rightarrow (c_{p,\infty} - c_p^*) / c_{p,\infty} \leq 0.04\%$

## 5 Experimente und Modellbildung

erlaubt. Die Größen  $u$  und  $T$  entsprechen dabei den gemessenen Werten der Gs-Traversierung. Der zusätzliche Term  $F_1$  in Gln. (5.19) und (5.20) repräsentiert eine Blendfunktion, die die integralen Mischungsgrößen über den jeweiligen Abstand  $y$  zur Wand gewichtet. Diese Funktion ist in ihrem Charakter

$$F_1 = \left(1 + \frac{2y}{\delta_{Mz}}\right) \left(\frac{y}{\delta_{Mz}} - 1\right)^2 \quad (5.21)$$

an die Wichtungsfunktion des SST-Turbulenzmodells nach Menter [71] orientiert. Der Verlauf dieser Blend- oder Wichtungsfunktion ist in Abb. 5.13 (b) dargestellt.

In Abb. 5.14 sind die nach Gln. (5.19) und (5.20) korrigierten Verläufe für den Fall  $Re_{250k}/T100C$  abgebildet. Die resultierende Überlappung der sechs Einzelprofile lässt schlussfolgern, dass die Normierung mittels der korrigierten Größen den Impuls- und Energiedefekt der transpirationsgekühlten Gs angemessen beschreibt. Überträgt man das beschriebene Vorgehen auf die übrigen untersuchten Fälle unterschiedlicher Versuchsbedingungen, können ebenfalls annähernd deckungsgleiche Gs-Verläufe hergestellt werden. Die zugehörige Darstellung ist in Abb. 5.15 gegeben. Die resultierenden, nach dem beschriebenen Vorgehen korrigierten, Profile erlauben die Feststellung eines selbständigen Gs-Verhaltens unabhängig von Reynolds-Zahl, Heißgastemperatur, Ausblaserate und Messposition.

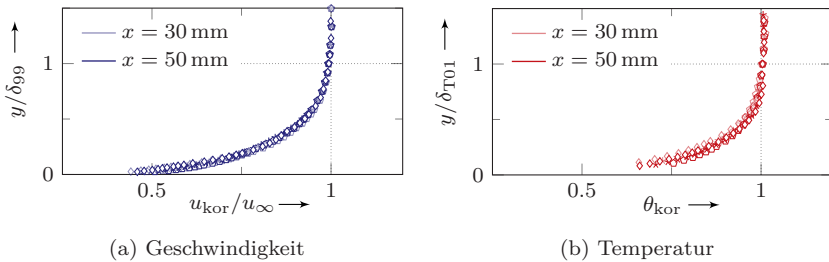


Abbildung 5.14: Korrigierte Strömungsprofile bei  $Re_{250k}/T100C/SampleB180$ :  
 (○)  $F = 0.25\%$ , (★)  $F = 0.5\%$ , (◇)  $F = 0.75\%$

In Abb. 5.15 (a) und (b) sind neben den korrigierten Werten die Funktionen  $\varphi$  und  $\vartheta$  eingezeichnet. Beide Ausgleichskurven stammen aus einer Regressionsanalyse nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Levenberg-Marquard-Algorithmus nach MATLAB Standard Implementierung). Die Datengrundlage bilden die korrigierten 30 Einzelprofile. Die beiden gebrochenrationalen Funktionen

$$\varphi = \frac{u_{kor}}{u_{\infty}} = \frac{19.2 (y/\delta_{99})^2 + 2.3 (y/\delta_{99})}{(y/\delta_{99})^3 + 15.9 (y/\delta_{99})^2 + 4.6 (y/\delta_{99})} \quad (5.22)$$

zur Beschreibung der normierten Geschwindigkeit und

$$\vartheta = \frac{T_{\text{kor}} - T_w}{T_\infty - T_w} = \frac{-295.9 (y/\delta_{T01})^2 + 14101.9 (y/\delta_{T01})}{(y/\delta_{T01})^2 + 12894.8 (y/\delta_{T01}) + 910.4} \quad (5.23)$$

zur Beschreibung der Temperatur, haben sich für diese Aufgabe als zielführend herausgestellt.

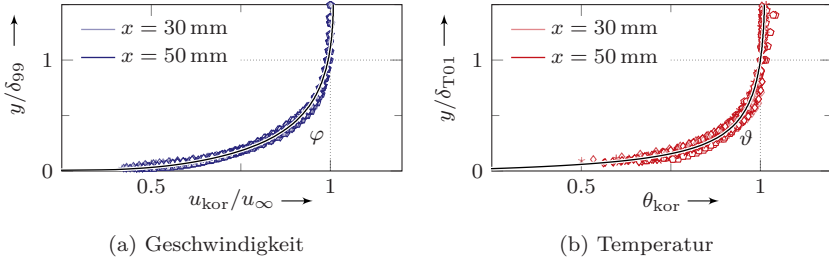


Abbildung 5.15: Korrigierte Profile inkl. abgeleiteter Funktionen über *SampleB180* für  $\text{Re}150\text{k}/60\text{C}/100\text{C}$ ,  $\text{Re}200\text{k}/60\text{C}/100\text{C}$  u.  $\text{Re}250\text{k}/60\text{C}/100\text{C}$ :  
 (◊)  $F = 0.25\%$ , (★)  $F = 0.5\%$ , (◇)  $F = 0.75\%$

Werden  $\varphi$  und  $\vartheta$  dazu verwendet, korrigierte Verläufe zu bestimmen sowie zusätzlich die eingeführten Korrekturansätze nach Gln. (5.19) und (5.20) angewendet, lässt sich daraus auf ›reale‹ Gs-Größen zurückrechnen. Abb. 5.16 zeigt das Ergebnis dieses Vorgehens für *SampleB180* bei  $\text{Re}250\text{k}/\text{T}100\text{C}$  und  $x = 50\text{ mm}$ . Die gute Übereinstimmung zwischen Messwerten und Modellfunktion in Abb. 5.16 (a) und (b) ist wenig überraschend, da die eingezeichneten Datenpunkte Teil der Regressionsanalyse zur Bestimmung von  $\varphi$  und  $\vartheta$  sind. Dennoch ist bemerkenswert, dass zur Berechnung der eingezeichneten Verläufe lediglich Informationen

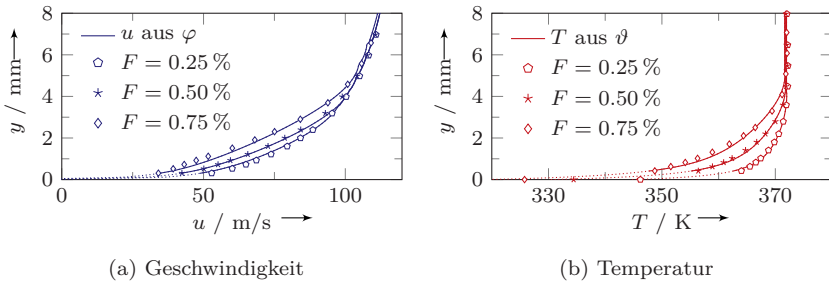


Abbildung 5.16: Gemessene Strömungsprofile und Rückrechnung aus abgeleiteten Funktionen bei  $\text{Re}250\text{k}/\text{T}100\text{C}/\text{SampleB180}$  für  $x = 50\text{ mm}$

## 5 Experimente und Modellbildung

---

zur thermischen Grenzschichtdicke, den Geschwindigkeiten und Temperaturen der ungestörten Heißgasströmung sowie des eingeblasenen Kühlgases benötigt werden. Unter Ausnutzung der Selbstähnlichkeit einer transpirationsgekühlten Gs, kann mit diesen sechs, verhältnismäßig einfach bestimmbar, Messwerten ( $\delta_{99}$ ,  $\delta_{T01}$ ,  $u_\infty$ ,  $T_\infty$ ,  $v_w$  u.  $\bar{T}_w$ ) auf die zugrundeliegenden Gs-Profile geschlossen werden.

Der Gültigkeitsbereich für die Herstellung bzw. Ausnutzung der Selbstähnlichkeit einer transpirationsgekühlten Gs kann nach dem demonstrierten Vorgehen mit  $150\,000 \leq Re_{dh} \leq 250\,000$ ,  $60\,^\circ\text{C} \leq T_g \leq 100\,^\circ\text{C}$  und  $0.25\% \leq F \leq 0.75\%$  für das Einstoffsystem Luft/Luft angegeben werden. Die Erweiterung des betrachteten Parameterfensters ist nötig, um die Gültigkeit des Ansatzes auf weitere Versuchsbedingungen zu übertragen.

### 5.2.3 Schlierenfotografie

Neben den sondenbasierten Punktmessverfahren kommt zur Charakterisierung der externen Transpirationskühlungseigenschaften die Schlierenfotografie zum Einsatz. Der hierfür verwendete Versuchsaufbau ist in Kap. 3.2.4 beschrieben. Die Anordnung ist derart ausgelegt, dass der durch die Kombisonde vermessene Bereich komplett erfasst wird ( $0\text{ mm} < x < 90\text{ mm}$ ). Darin auftretende Dichteunterschiede können somit direkt mit den Punktmessdaten korreliert werden.

In Abb. 5.17 sind die, nach dem in Kap. A.2.3 beschriebenen Vorgehen, prozessierten Schlierenaufnahmen für  $Re_{250k}/T_{100C}$  bei unterschiedlichen Ausblaseraten über *SampleB180* dargestellt. Die sich in  $x$ -Richtung über der gekühlten Probe sukzessive aufbauende Mischungszone wird darin als grauer Schleier sichtbar. Für größer werdende  $F$  nimmt die Intensität dieser Zone sowie die Ausdehnung in  $y$ -Richtung stetig zu. Die prinzipielle Gs-Charakteristik, wie sie in Kap. 5.2.1 identifiziert wurde, kann somit in den Schlierenbildern wiedererkannt werden. Die Diskussion wird hier exemplarisch anhand der Aufnahmen zu *SampleB180* geführt. Die herausgearbeiteten Eigenschaften treten bei allen untersuchten C/C-Proben ähnlich ausgeprägt auf.

Die Schlierenfotografie ermöglicht die Visualisierung von Dichteunterschieden [91]. In gasförmigen Medien kann die Variation der Dichte auf unterschiedliche Stoffsysteme, die Kompressibilität einer Strömung oder auf Temperaturunterschiede zurückgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich die Injektion von Luft als Kühlmedium in eine erwärmte Luftströmung untersucht. In der Heißgasströmung treten dabei Mach-Zahlen  $\leq 0.3$  auf (vgl. Tab. 3.1). Kompressibilitätseffekte fallen dadurch relativ moderat aus und Unstetigkeiten durch Verdichtungsstöße können ausgeschlossen werden. Damit bleibt als Ursache von Schlieren in einer transpirationsgekühlten Gs, lediglich das Auftreten von



Temperaturunterschieden übrig. Durch das Einmischen des Kühlgases in die Gs der Heißgasströmung, werden bei der Transpirationskühlung genau solche Temperaturunterschiede hervorgerufen. Die Schlierenfotografie visualisiert somit den gekühlten Bereich, die Mischungszone, über der porösen Probe.

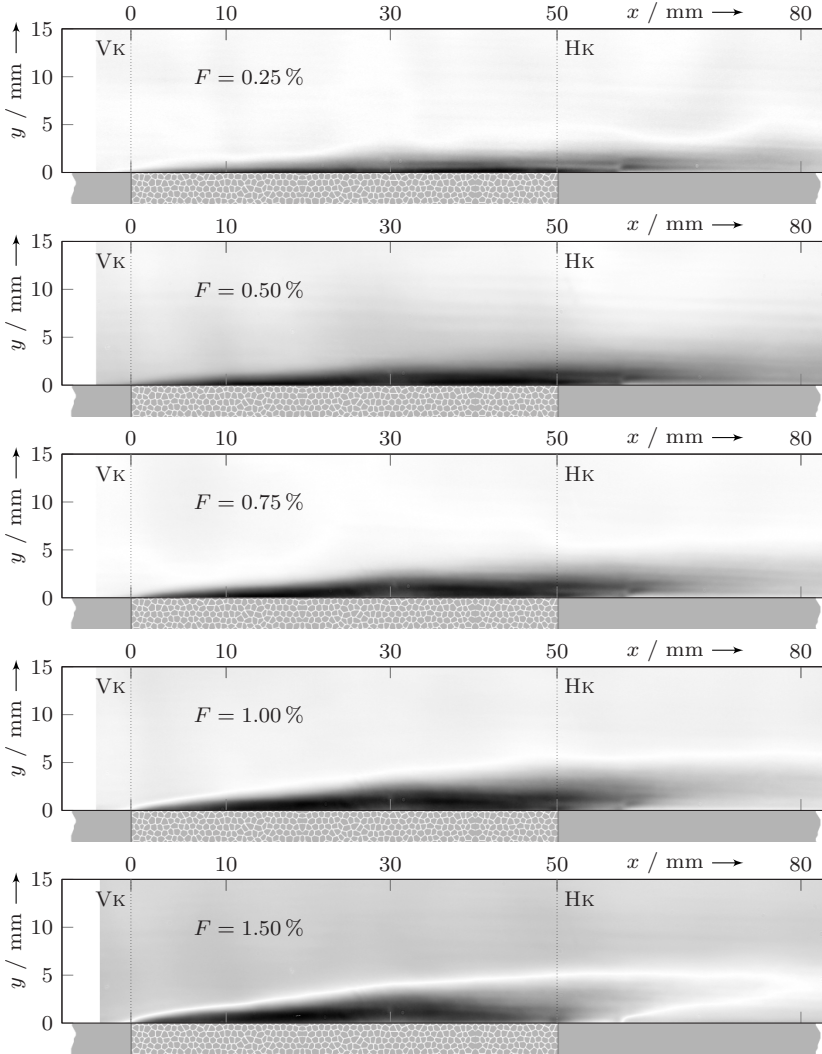


Abbildung 5.17: Prozessierte Schlierenbilder bei  $Re250k/T100C/SampleB180$

## 5 Experimente und Modellbildung

Quantitativ können die aufgenommenen Schlierenbilder dazu genutzt werden, um die Ausdehnung der Mischungszone zu bestimmen. Um in diesem Bezug die Aufnahmen in Abb. 5.17 möglichst objektiv auszuwerten, wird zur Ermittlung des Übergangs der gekühlten GS zur HGS das Verfahren nach Otsu [77] verwendet. Die Anwendung dieser histogrammbasierten Methode resultiert in automatisch berechnete Schwellwerte, die zur Binarisierung der Graustufenbilder genutzt werden können. Aus den binarisierten Aufnahmen lässt sich schließlich direkt auf die Ausdehnung der Mischungszone in  $x$ - und  $y$ -Richtung schließen.

In Abb. 5.18 ist das nach diesem Verfahren ausgewertete Schlierenbild für  $F = 1.0\%$  dargestellt. Der nach Otsu [77] bestimmte Schwellwert identifiziert dabei den Übergang (schwarze Kurve mit Streuung) zwischen Mischungszone (grauer Schleier) und Heißgasströmung (weißer Hintergrund). Zusätzlich sind in Abb. 5.18 die per Sonde gemessenen Temperaturprofile ( $\Delta$ ) sowie die daraus abgeleiteten Verläufe der Mischungszonendicke  $\delta_{Mz}(x)$  (--) und die Geschwindigkeitsgrenschichtdicke  $\delta_{99}(x^*)$  (--) eingezeichnet. Die Dicke der Geschwindigkeits-GS dient in der Abbildung zur Einordnung der Dimensionen des betrachteten Bereichs.

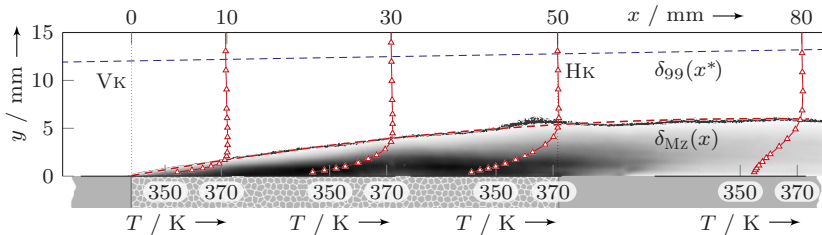


Abbildung 5.18: Schlierendaten und Temperaturprofile bei  $Re_{250k}/T_{100C}$  für *SampleB180* und  $F = 1.0\%$

Die Temperaturprofile der jeweiligen Messposition entlang der  $x$ -Achse zeigen eine gute Übereinstimmung zur schlierenbasiert abgeleiteten Grenze zwischen MZ und HGS. Auch der in Kap. 5.2.1 gewählte Ansatz zur Beschreibung von  $\delta_{Mz}(x)$  über die polynombasierte Ausgleichskurve (--), fügt sich gut in das bearbeitete Schlierenbild. Diese Erkenntnisse bestätigen die Schlierenfotografie als geeignet, um die eindimensionale Bestimmung der MZ-Dicke durch die Sondenmessungen, in die flächige Beschreibung dieser charakteristischen Größe zu überführen.

Nutzt man diese Möglichkeit der schlierenbasierten Bestimmung von  $\delta_{Mz}(x)$ , kann diese Größe zur Berechnung der zweidimensionalen Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung innerhalb der MZ verwendet werden. Abbildung 5.19 zeigt die Umsetzung dieser Möglichkeit anhand der Temperaturverteilung in der MZ für  $Re_{250k}/T_{100C}$  bei  $F = 0.75\%$  über *SampleB180*. Grundlage bildet hierfür

die in Kap. 5.2.2 beschriebenen Korrekturmethode nach Gln. (5.20) und (5.23). Die Wahl des hier exemplarisch gezeigten Falls liegt darin begründet, dass die Gültigkeit der in Kap. 5.2.2 beschriebene Korrekturen nur bis  $F \leq 0.75\%$  gegeben ist.

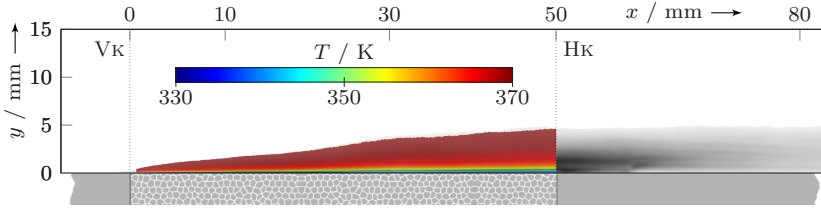


Abbildung 5.19: Schlierendaten und Gs-Temperaturen bei  $Re_{250k}/T_{100C}$  für *SampleB180* und  $F = 0.75\%$

## 5.3 Kopplungseigenschaften

Die internen und externen Mechanismen der Transpirationskühlung besitzen eine gemeinsame Schnittstelle. Basierend auf den getroffenen Definitionen der vorliegenden Arbeit, fällt diese geometrisch auf den Übergang zwischen poröser Probe und Heißgasströmung. Die zuvor unabhängig voneinander betrachteten Kühlungscharakteristiken lassen sich an dieser Stelle ineinander überführen. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Vorgang als Kopplung bezeichnet. Die Beschreibung der zugehörigen Eigenschaften erfolgt nachfolgend als letzter Teil dieses Kapitels.

Prinzipiell können Kopplungseigenschaften aus den internen als auch den externen Charakteristiken der Transpirationskühlung abgeleitet werden. Die Diskussion der internen Kühlungseigenschaften in Kap. 5.1 hat gezeigt, dass die getroffenen Annahmen nach Langener et al. [59, 60] bei den hier betrachteten Versuchsbedingungen Gültigkeit besitzen (LTE). Die Beschreibung der Kopplung über die internen Eigenschaften der gekühlten Probe käme somit einer teilweisen Wiederholung gleich. In den nachfolgenden Betrachtungen werden deshalb die Eigenschaften der Schnittstelle aus Richtung der Heißgasströmung diskutiert.

### 5.3.1 Oberflächentemperaturen

Zur direkten Charakterisierung der Kopplungseigenschaften werden die IRT-Aufnahmen herangezogen. Die flächigen Informationen der IRT ergeben sich aus der Überlagerung der internen sowie externen Kühlungseigenschaften und können

## 5 Experimente und Modellbildung

---

dadurch als charakteristisch für deren Kopplung angesehen werden. Durch das in Kap. 3.2.4 und A.2.2 beschriebene Vorgehen können die Oberflächentemperaturen vor, hinter sowie an der gekühlten Probe selbst visualisiert werden.

Abbildung 5.20 gibt einen Überblick der betrachteten C/C-Proben bei unterschiedlichen Ausblaseraten<sup>22</sup>. Aus diesen 2D Daten lassen sich Liniendiagramme ableiten, die den Temperaturverlauf der betrachteten Kanalwand ergänzend beschreiben. Die zugehörigen Diagramme sind in Abb. 5.21 abgebildet. Die jeweiligen Linien entsprechen dem Mittel aus 5 Pixeln, normal zur Betrachtungsrichtung (entspricht ca. 1.7 mm auf der Probe). Die verwendeten Symbole korrespondieren zu jedem 20. Messwert und sollen die Zuordnung der dargestellten Fälle erleichtern.

Der Vergleich bei jeweils gleichen Versuchsparametern veranschaulicht die materialspezifischen Eigenschaften der untersuchten C/C-Proben. Insbesondere bei *SampleB* wird die Materialanisotropie deutlich. Durch die höhere Wärmeleitfähigkeit entlang der Faserlagen (vgl. Tab. 4.2), ergibt sich bei *SampleB90* im Vergleich zu *SampleB180* eine homogenere Kühlung in der Breite des Kanals ( $z$ -Richtung). Innerhalb desselben Vergleichs, resultiert die Kühlgaseinblasung in einen breiteren aber auch weniger stark gekühlten Bereich im Nachlauf der Probe (s. Abb. 5.21 (d) u. (f)). Beim Einbau parallel zur HGS (*SampleB180*), können zudem die Fugestellen von *SampleB* in den IRT-Signaturen wiedererkannt werden. Im Herstellungsprozess kommt es an den Fugestellen zur Verblockung der Poren des C/C-Materials (s. Kap. 4.3 u. Abb. 4.5). Dies hat zur Folge, dass an diesen Stellen weniger Kühlfluid austritt und dadurch unter Wärmelast höhere Oberflächentemperaturen auftreten. Diese Eigenheit zeigt sich deutlich im Nachlauf, wo sich die einzelnen Platten der gefügten Probe als kältere ›Strähnen‹ abzeichnen (s. Abb. 5.21 (f)).

Bei *SampleA* tritt die C/C typische Materialanisotropie über die Probendicke ( $y$ -Richtung) auf. Die beobachtete  $x$ - $z$ -Ebene ist dadurch frei von richtungsabhängigen Materialeigenschaften. Zudem ist *SampleA* ohne Fugestelle aufgebaut. Die resultierenden IRT-Messungen ermöglichen dadurch Rückschlüsse auf die vergleichsweise ungestörte Wechselwirkung zwischen Kühl- und Heißgasströmung. In den zugehörigen Abbildungen ergeben sich dadurch relativ homogene Temperaturverteilungen. Der sich aufbauende Kühleffekt in  $x$ -Richtung resultiert in leicht niedrigeren Temperaturen nahe der Probenhinterkante. Im Nachlauf von *SampleA* wird eine gleichmäßige Kühlwirkung durch die Messung angezeigt.

Die IRT-Aufnahmen geben zudem die C/C charakteristischen Oberflächenstrukturen wieder. Vergleichbar zum sichtbaren Licht, das an den strukturierten C/C-Oberflächen unterschiedlich gebrochen wird (s. Abb. A.3), kann davon ausgegangen werden, dass auch die IR-Strahlung an diesen Strukturen unterschiedlich

---

<sup>22</sup>Keine Darstellungen zu  $F = 0.0\%$ , da Referenzfall als Differenzwert jeweils direkt enthalten

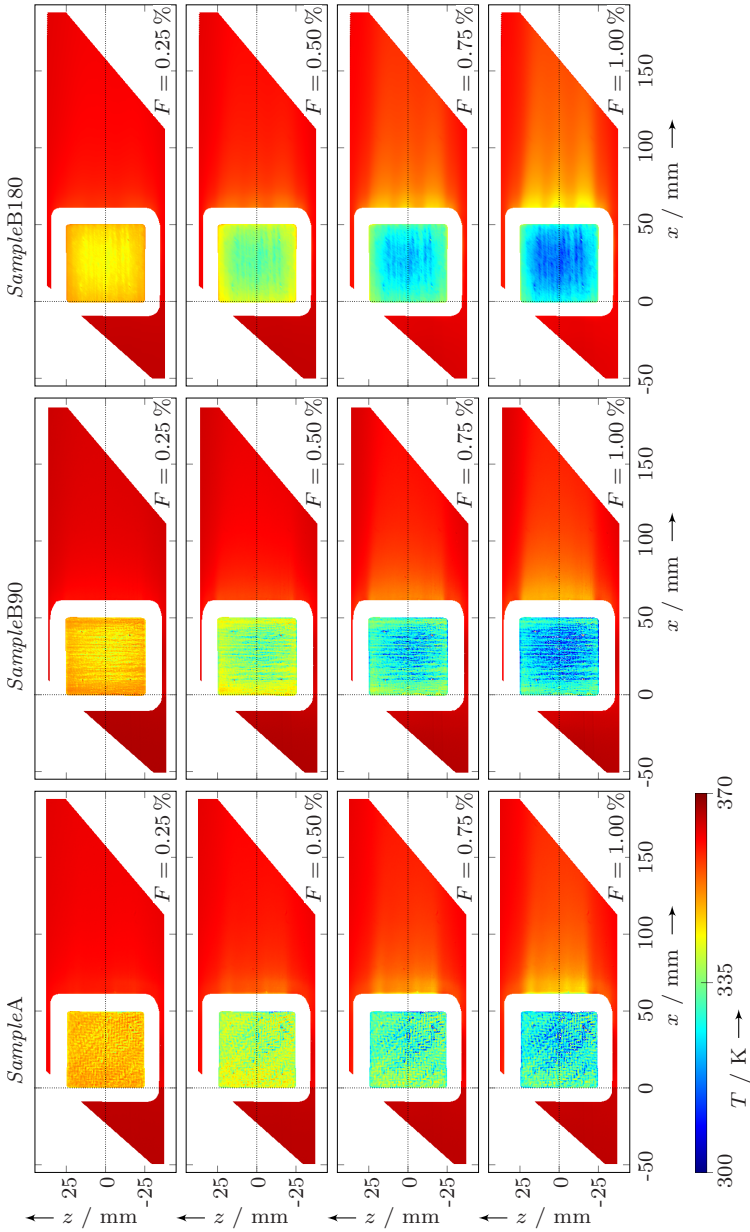


Abbildung 5.20: Irrt-Aufnahmen aller betrachteten C/C-Proben bei Rel50k/T100C und unterschiedlichen Ausblaseraten

## 5 Experimente und Modellbildung

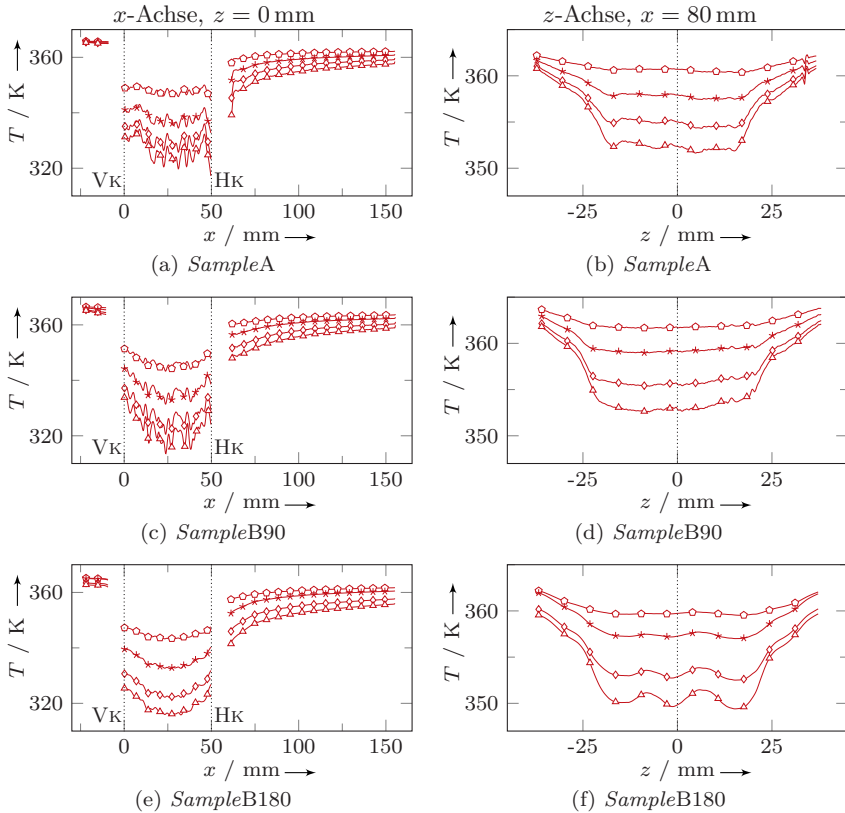


Abbildung 5.21: IRT-Daten basierte Liniendiagramme für  $Re_{150k}/T_{100C}$ ; linke Reihe: Mittellinie ( $x$ -Achse,  $z = 0$  mm); rechte Reihe: Nachlauf der Probe, quer zur Strömung ( $z$ -Achse,  $x = 80$  mm); ( $\circ$ )  $F = 0.25\%$ , ( $\star$ )  $F = 0.5\%$ , ( $\diamond$ )  $F = 0.75\%$ , ( $\Delta$ )  $F = 1.0\%$

emittiert wird. Die resultierenden IRT-Signaturen ergeben sich dadurch aus lokal variierenden Emissionskoeffizienten und weniger aufgrund von unterschiedlichen Temperaturen. Diese Charakteristik erschwert die quantitative Analyse der Liniendiagramme direkt über der Probe. Die  $x$ -Achsenverläufe in Abb. 5.21 (a), (c) und (e) erlauben jedoch die Aussage, dass identische Ausblaseraten zu sehr ähnlichen Oberflächentemperaturen und damit auch Kühlwirkungen führen. Im Nachlauf setzt sich diese Beobachtung fort. Bei  $x = 80$  mm ergibt sich bspw. eine maximale Temperaturdifferenz von lediglich 3.2 K unter allen betrachteten Fällen. Werden die Versuchsparameter konstant gehalten, ergeben sich unabhängig von der Art

der C/C-Probe vergleichbare Oberflächentemperaturen entlang der Mittellinie des HGK. Diese Beobachtung steht damit in guter Übereinstimmung mit den gemessenen GS-Profilen, die innerhalb derselben Versuchsbedingungen ebenfalls in materialunabhängigen Verläufen resultieren (s. Abb. 5.10 (e) u. (f)).

Die beschriebenen C/C spezifischen Eigenheiten können jedoch zu teilweise erheblichen Unterschieden in der lokalen Kühlwirkung führen. In Selzer et al. [14e] und König et al. [02e] konnte gezeigt werden, dass sich diese materialspezifischen Ungleichheiten in erster Linie auf die örtliche Verteilung der Kühlgasausblasung zurückführen lassen. Treten hierbei jedoch keine Unregelmäßigkeiten auf (bspw. in Symmetrieebene oder *SampleA* ohne Fügstellen), kann Materialunabhängigkeit auch bzgl. der resultierenden Oberflächentemperaturen festgestellt werden. Qualitativ ergeben sich dadurch vergleichbare Temperaturverläufe auf der Oberfläche wie sie bspw. auch für metallische Wandstrukturen berichtet werden [44, 64].

Nach der in Kap. 1.1 getroffenen Unterteilung, werden Betrachtungen  $x > 50$  mm der Filmkühlung zugeordnet. In Beck [03s] wurden deshalb Möglichkeiten untersucht, den Nachlauf der transpirationsgekühlten Probe durch bekannte Zusammenhänge zur Bestimmung der Filmkühlungseffektivität zu beschreiben. Durch den Vergleich experimenteller Daten<sup>23</sup> und deren Auswertung nach verschiedenen Literaturansätzen, konnte die beste Übereinstimmung durch die Beschreibung nach Kutateladze und Leont'ev [54] gefunden werden. Die Studien in [03s] zeigen zudem, dass die Betrachtung des Nachlaufs erst bei gesteigerter Kühlgasinjektion ( $F > 1\%$ ) in Einklang zu den theoretischen Filmkühlungsansätzen zu bringen ist. Die Übersicht in Abb. B.7 vermittelt einen Eindruck der IRT-Signaturen bei hohen Ausblaseraten. In diesem Bezug kann festgestellt werden, dass die Anisotropie des C/C-Materials mit zunehmenden  $F$  sukzessive an Bedeutung verliert.

### 5.3.2 Lokale Grenzschichtparameter

Nach der qualitativen Diskussion der Kopplungseigenschaften über die IRT, werden nun lokale GS-Parameter zur Beschreibung der Schnittstelle betrachtet. Dazu werden die gemessenen GS-Verläufe aus Kap. 5.2 in charakteristische Kennzahlen überführt. Die geschwindigkeits- bzw. impulsbasierte Beschreibung erfolgt hierbei anhand des Reibungsbeiwerts  $c_f$  und die temperatur- bzw. energiebasierte Betrachtung mittels der Stanton-Zahl  $St$ . Zur Bestimmung dieser beiden dimensionslosen GS-Größen wird das Vorgehen nach Clauser [10] angewendet.

Theoretisch lässt sich diese Aufgabe auch mit den in Kap. 5.2.2, aus der Selbstähnlichkeit der GS-Profile, ermittelten Funktionen  $\varphi$  und  $\vartheta$  umsetzen. Anhand dieser

---

<sup>23</sup>Gewonnen an *SampleA* bei identischem experimentellen Setup wie im Rahmen dieser Arbeit

## 5 Experimente und Modellbildung

Zusammenhänge können funktionsbasierte Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe berechnet werden. Die Verläufe, bzw. deren Funktion, lassen sich wiederum als Gradienten darstellen und erlauben so eine direkte Berechnung von  $c_f$  über Gln. (2.4) und (2.5) sowie St über Gln. (2.8) und (2.9). Die Datengrundlage von  $\varphi$  und  $\vartheta$  bilden Gs-Profile für  $y > 0$  mm bei unterschiedlicher Reynolds-Zahl, Heißgastemperatur, axialer Messposition sowie Ausblaserate. Die daraus berechneten Gs-Verläufe stellen dadurch eine Approximation dar (s. Abb. 5.16). In der Umsetzung dieses alternativen Ansatzes hat sich gezeigt, dass die derart berechneten Gradienten zu unpräzise sind, um auf die lokalen Gs-Größen zu rechnen.

**Clauser-Verfahren** Bei dieser Methode wird das logarithmische Verhalten turbulenter Gs ausgenutzt. Annähernd alle turbulenten Strömungen weisen in Wandnähe eine logarithmische Geschwindigkeitsverteilung auf [27]. Dieser Sachverhalt ist als ›universelles‹ oder auch ›logarithmisches‹ Wandgesetz bekannt. Gehorcht eine Geschwindigkeits-Gs dieser Charakteristik, resultieren die zugehörigen Profile bei logarithmischer Betrachtung in einer Geraden. Als maßgebliche Größe dieses Bereichs gilt wiederum die Wandschubspannung  $\tau_w$ , welche sich durch  $c_f/2 = \tau_w/(\rho_\infty u_\infty^2)$  nach Gl. 2.5 in den Reibungsbeiwert überführen lässt.

Beim Clauser-Verfahren wird dieser Zusammenhang ausgenutzt, um aus einem Geschwindigkeitsprofil den zugehörigen Reibungsbeiwert abzuleiten. Dazu werden zunächst die aus den Messwerten bestimmten Geschwindigkeiten

$$\frac{u}{u_\infty} = u^+ \sqrt{\frac{c_f \rho_\infty}{2 \rho_w}} \quad (5.24)$$

normiert und über der, mit dem Wandabstand  $y$  gebildeten, Reynolds-Zahl

$$\text{Re}_y = \frac{u_\infty y}{\nu} = y^+ \sqrt{\frac{2 \rho_w}{c_f \rho_\infty}} \quad (5.25)$$

halb-logarithmisch aufgetragen. In Abb. 5.22 (a) ist die beschriebene Aufbereitung der Messwerte exemplarisch dargestellt. Der Zusammenhang zwischen  $u^+$  und  $y^+$  lässt sich über ein gültiges logarithmisches Wandgesetz beschreiben. Der Bezug zum Reibungsbeiwert erfolgt somit über die dimensionslosen Gs-Koordinaten

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad (5.26)$$

bzw. der darin enthaltenen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  (s. Gl. (2.7)). Die einzige Unbekannte dieser Betrachtung ist hierbei  $c_f$ , welche schließlich durch den Abgleich von Messwerten und Wandgesetz ermittelt wird.



Auch bei der Temperaturbetrachtung kann für viele turbulente Gs ein logarithmisches Verhalten beobachtet werden. Analog zur Geschwindigkeits-Gs lassen sich auch hier Wandgesetze ableiten. Als charakteristische Kenngröße gilt hierbei der flächenspezifische Wandwärmestrom  $\dot{q}_w$  bzw. dessen dimensionsloses Äquivalent die Stanton-Zahl. Die Anwendung des Clauser-Verfahrens erfolgt bei der thermischen Gs durch die Betrachtung der dimensionslosen Temperaturmesswerte

$$\theta = \frac{T - T_w}{T_\infty - T_w} = T^+ \text{St} \sqrt{\frac{2}{c_f} \frac{\rho_\infty}{\rho_w} \frac{c_{p,\infty}}{c_{p,w}}} \quad (5.27)$$

über den logarithmisch aufgetragenen  $\text{Re}_y$ -Zahlen nach Gl. (5.25). Die Verbindung zur St-Zahl wird wieder über die dimensionslosen Gs-Koordinaten

$$T^+ = \frac{T - T_w}{T_\tau} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad (5.28)$$

bzw. der darin enthaltenen Reibungstemperatur  $T_\tau$  hergestellt (s. Gl. (2.11)). Durch den Abgleich der gemessenen Temperaturprofile und deren Beschreibung durch ein gültiges logarithmisches Wandgesetz, können schließlich Stanton-Zahlen als charakteristische Gs-Parameter abgeleitet werden.

#### Referenzfall ohne Kühlgaseinblasung

Die Anwendung des Clauser-Verfahrens beschränkt sich auf Grenzschichten, die eine logarithmische Charakteristik aufweisen. Die dargestellten Messwerte in Abb. 5.22 und 5.23 bestätigen diese Voraussetzung für den Referenzfall bei  $F = 0.0\%$ . Eine weitere Bedingung für den Einsatz der Methode ist die Kenntnis gültiger Wandgesetze. Zur Beschreibung der Geschwindigkeits-Gs ohne Transpirationskühlung wird das universelle Wandgesetz

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+ \quad (5.29)$$

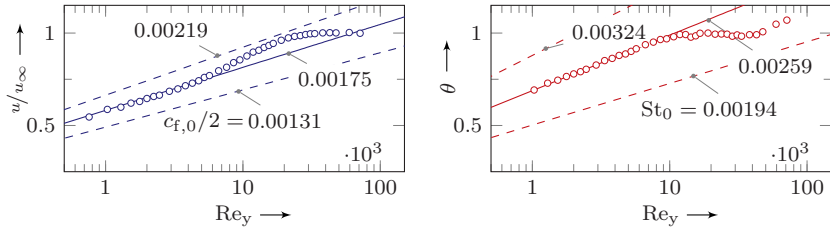
herangezogen. Neben den dimensionslosen Gs-Koordinaten aus Gl. (5.26), sind darin die Karman-Konstante  $\kappa$  und  $C^+$  als weitere dimensionslose Größen enthalten. Diese beiden zusätzlichen Konstanten werden nachfolgend mit  $\kappa = 0.41$  und  $C^+ = 5.0$  verwendet [27]. Analog dazu, wird das logarithmische Verhalten der thermischen Gs über das Wandgesetz

$$T^+ = \frac{1}{\kappa_\Theta} \ln(y^+) + 13.7 \text{Pr}^{2/3} - 7.5 \quad (5.30)$$

## 5 Experimente und Modellbildung

beschrieben. Die Größe  $\kappa_\Theta$  bezeichnet darin die Karman-Konstante der Wärmeübertragung, welche nachfolgend mit  $\kappa_\Theta = \kappa/P_{rt} = 0.47$  verwendet wird [27].

Werden die logarithmischen Wandgesetze nach Gl. (5.29) und (5.30) dazu verwendet, die lokalen Gs-Parameter nach Clauser zu bestimmen, resultiert dies in den in Abb. 5.22 exemplarisch dargestellten Verläufen. Sowohl bei der Geschwindigkeits- als auch Temperaturbetrachtung ergeben sich Bereiche, die ein logarithmisches Verhalten aufweisen. Durch die Anpassung von  $c_{f,0}/2$  bzw.  $St_0$  können die Messwerte in gute Übereinstimmung zu den eingeführten Wandgesetzen gebracht werden<sup>24,25</sup>. In Abb. 5.22 ist zusätzlich eine Variation der ermittelten  $c_{f,0}/2$  bzw.  $St_0$  um  $\pm 25\%$  eingezeichnet. Diese dient zur Verdeutlichung des Clauser-Verfahrens und zeigt die Sensitivität der Methodik gegenüber den zu ermittelnden Größen.



(a)  $c_{f,0}/2$  aus Geschwindigkeitsprofil

(b)  $St_0$  aus Temperaturprofil

Abbildung 5.22: Clauser-Diagramme der Gs-Profile ohne Kühlung; exemplarisch gezeigt bei  $Re_{150k}/T_{100C}/SampleB180$  für  $x = 50$  mm

Zur Einordnung der exemplarisch für den Fall  $Re_{150k}/T_{100C}$  nach Clauser bestimmten  $c_{f,0}/2$  und  $St_0$ , sind diese als  $u^+$  bzw.  $T^+$  über  $y^+$  in der ›klassischen‹ halb-logarithmischen Darstellung in Abb. 5.23 (a) eingezeichnet<sup>26</sup>. Die Bereiche A bis C kennzeichnen darin die Aufteilung der turbulenten Gs nach Schlichting und Gersten [89], welche nach Tab. 5.2 benannt und quantifiziert werden.

Tabelle 5.2: Unterteilung der turbulenten Gs nach [89]

reinviskose Unterschicht:	$0 \leq y^+ < 5$	A
Übergangsschicht:	$5 < y^+ < 70$	B
Überlappungsschicht:	$70 < y^+$	C

Mit  $y_1^+$ -Werten (erster Messpunkt über der Wand) von 39 bei der Geschwindigkeit und 55 für die Temperatur können die gemessenen Gs-Profile dem Übergangsbe-

<sup>24</sup>Die Größen des Referenzfalls sind durch den Index 0 gekennzeichnet

<sup>25</sup>Anpassung im log. Bereich durch Nelder-Mead-Verfahren; MATLAB Implementierung

<sup>26</sup>Alle Profile der untersuchten Versuchsparameter bei  $F = 0\%$  sind in Abb. B.8 dargestellt

reich zugeordnet werden. Die Geschwindigkeits- und Temperaturprofile stellen sich durch die halb-logarithmische Auftragung in Abb. 5.23 (a) bis  $y^+ < 300$  als Geraden dar. Die Messwerte stehen damit in guter Übereinstimmung zur theoretischen Beschreibung einer turbulenten Gs nach [89].

**Preston-Verfahren** Neben dem Clauser-Verfahren kommt zur Ermittlung des Reibungsbeiwerts ohne Transpirationskühlung das Verfahren nach Preston [80] zum Einsatz. Die Methode nutzt das selbstähnliche Verhalten turbulenter wandgebundener Strömungen, um über Messungen des dynamischen Drucks auf die Wandschubspannung zu schließen. Dazu wird eine parallel zur Strömung ausgerichtete Pitot-Sonde in direkten Wandkontakt gebracht (damit wird die Pitot-zur Preston-Sonde). Die Sonde sollte dabei ein Innen- zu Außendurchmesser Verhältnis von 0.6 besitzen [82]. Sowohl die geforderte Positionierung als auch das Durchmesser Verhältnis wird von der Kombisonde erfüllt (s. Kap. 3.2.4). Damit kann das Preston-Verfahren zur alternativen Ermittlung der Wandschubspannung eingesetzt werden. Die Umrechnung der Messwerte der Preston-Sonde erfolgt nach der von Rechenberg [82] vorgeschlagenen Formulierung über

$$p^+ = \tau^+ \left( 4.14 \lg^2(\tau^+) + 8.64 \lg(\tau^+) + 10.8 \right) + \sqrt{\tau^+} (301 \tau^+ - 205) - 7670$$

$$\text{mit } p^+ = \frac{p_{\text{dyn}} d_a^2}{\rho_w \nu_w^2} \quad \text{und} \quad \tau^+ = \frac{\tau_w d_a^2}{\rho_w \nu_w^2}. \quad (5.31)$$

Die Größe  $d_a$  bezeichnet darin den Außendurchmesser der Sonde ( $d_a = 0.5 \text{ mm}$ ). Der Zusammenhang nach Gl. (5.31) gilt nur für die Fälle ohne Kühlgaseinblasung. Die nach Preston bestimmten  $c_{f,0}/2$  werden im Rahmen dieser Arbeit daher lediglich zur Verifikation des Clauser-Verfahrens herangezogen.

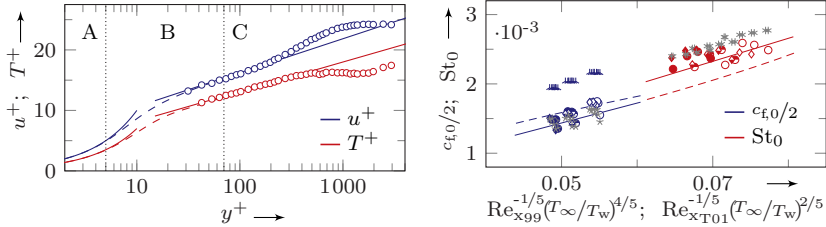
Eine Übersicht der ermittelten Gs-Parameter des ungekühlten Referenzfalls gibt Abb. 5.23 (b). In der Darstellung sind alle aus den Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen abgeleiteten  $c_{f,0}/2$  und  $St_0$  sowie verschiedene Literaturzusammenhänge zur Einordnung der ermittelten Größen eingezeichnet.

Die in Kap. 5.2.1 diskutierten Gs-Profile, lassen auf Eigenschaften schließen, wie sie bei turbulenten Plattenströmungen auftreten. Als Abszisse der Abb. 5.23 (b) wurde deshalb die Reynolds-Zahl, gebildet mit der jeweiligen Lauflänge  $x$ , gewählt. Durch die unterschiedlichen Startpunkte der Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs ( $x_{99} \approx -900 \text{ mm}$  u.  $x_{T01} \approx -150 \text{ mm}$ ; s. Kap. 5.2.1) ergeben sich auch unterschiedliche  $Re_x$ -Werte. In Anlehnung an die vorgeschlagene Systematisierung der Gs-Parameter in [70], werden die jeweiligen Datenpunkte in Abb. 5.23 (b) als

$$\frac{c_{f,0}}{2} = f \left[ Re_{x_{99}}^{-1/5} \left( \frac{T_\infty}{T_w} \right)^{4/5} \right] \quad \text{und} \quad St_0 = f \left[ Re_{x_{T01}}^{-1/5} \left( \frac{T_\infty}{T_w} \right)^{2/5} \right] \quad (5.32)$$

## 5 Experimente und Modellbildung

aufgetragen. Der zusätzliche Einbezug des Temperaturverhältnisses  $(T_\infty/T_w)^n$ , berücksichtigt die auftretenden Verlustwärmeströme und verringert somit versuchs-anlagenspezifische Eigenschaften. Durch diese Normierung ergibt sich ein linearer Verlauf für die nach Clauser abgeleiteten  $c_{f,0}/2$  und  $St_0$  in Abb. 5.23 (b).



(a) Vgl. zu Wandgesetzen ( $x = 50$  mm)

(b) Ermittelte  $c_{f,0}/2$  und  $St_0$

Abbildung 5.23: Gs-Charakteristik ohne Kühlung über *Sample*B180; abgeleitet nach Clauser-Verfahren: ( $\diamond$ ) T60C, ( $\circ$ ) T100C; (gefüllt) Re250k, (halbgefüllt) Re200k, (nicht gefüllt) Re150k; in (b): ( $\star$ )  $c_{f,0}/2$  nach Preston in Gl. (5.31), ( $\blacktriangle$ )  $c_{f,0}/2$  nach Gersten in Gl. (5.35), ( $\star$ )  $St_0$  nach Gnielinski in Gl. (3.2); ( $\leftarrow$ )  $c_{f,0}/2$  nach Kays in Gl. (5.33), ( $--$ )  $c_{f,0}/2$  nach Gersten in Gl. (5.34), ( $\rightarrow$ )  $St_0$  nach Kays in Gl. (5.33); ( $-\cdot-$ )  $St_0$  nach Kays in Gl. (5.37)

Die nach Preston [80] bestimmten Reibungsbeiwerte sind in Abb. 5.23 (b) ebenfalls eingezeichnet ( $\star$ ). Diese stehen in guter Übereinstimmung zu den Werten aus dem Clauser-Verfahren. Bei der quantitativen Gegenüberstellung der resultierenden  $c_{f,0}/2$  ergeben sich Abweichungen von weniger als 4% zwischen den beiden messwertbasierten Methoden. Der Vergleich der voneinander unabhängigen Ansätze lässt somit auf die gerechtfertigte Anwendung des primär eingesetzten Verfahrens nach Clauser [10] schließen (s. dazu auch Tab. B.2).

Nachfolgend werden nun die in Abb. 5.23 (b) dargestellten Gs-Größen gegenüber verschiedenen Formulierungen aus der Literatur diskutiert. In Kays et al. [51] sind dazu u.a. vereinfachte Zusammenhänge zwischen Reibungsbeiwert und Reynolds-Zahl bzw. Stanton- und Reynolds-Zahl über

$$\frac{c_{f,0}}{2} = 0.0287 \text{Re}_{x99}^{-1/5} \quad \text{und} \quad St_0 = 0.0287 \text{Re}_{xT01}^{-1/5} \text{Pr}_\infty^{-2/5} \quad (5.33)$$

formuliert. Der zur Normierung der  $\text{Re}_x$ -Werte eingeführte Exponent ( $-1/5$ ) aus Gl. (5.32) ist in den beiden Korrelationen ebenfalls enthalten. Als dessen Ursprung kann die Beschreibung der Gs über Potenzgesetze angegeben werden [70]. Die aus Gl. (5.33) resultierenden Werte sind in Abb. 5.23 (b) als durchgezogene Linien dargestellt. Trotz ihres verhältnismäßig einfachen Charakters, geben die Formulierungen nach Kays et al. [51] die beobachtete Gs-Situation gut wieder.

Neben der potenzgesetzbasierten Beschreibung durch Gl. (5.33) ist in der Übersichtsdarstellung auch der Zusammenhang nach Gersten und Herwig [27]

$$\frac{c_{f,0}}{2} = \left[ \frac{\kappa}{\ln(\text{Re}_{x99})} G(\Lambda; D) \right]^2$$

mit:  $14.58 \leq \Lambda \leq 15.16$ ;  $D = 0.04$ ;  $\Rightarrow 1.45 \leq G \leq 1.46$  (5.34)

eingezeichnet. Diese Formulierung entspricht in ihrem Ausgangspunkt der Funktion aus Gl. (5.10), welche zuvor bereits zur Bestimmung des Startwertes der Geschwindigkeits-Gs verwendet wurde. Die Größenordnungen der nach Gl. (5.34) berechneten  $c_{f,0}/2$  stehen ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten (– in Abb. 5.23 (b)). Der resultierende Verlauf (Steigung) weicht indes leicht von der gemessenen Charakteristik ab.

Zur Einordnung der ermittelten lokalen Wärmeübergangseigenschaften ist die Stanton-Korrelation nach Gl. (3.2) bzw. Gnielinski [30] mit aufgenommen (\* in Abb. 5.23 (b)). Die Werte dieses Zusammenhangs liegen leicht über den aus dem Clauser-Verfahren ermittelten  $St_0$ . Die Steigung gibt die untersuchte Gs-Situation jedoch gut wieder und ist zum Verlauf aus Messungen und Potenzgesetz lediglich leicht parallel verschoben.

Der Zusammenhang nach Gnielinski [30] ist aus Daten turbulenter Rohrströmungen abgeleitet und korreliert den Druckverlust mit dem Wärmeübergang. Als charakteristische Größe gilt hierbei die Reynolds-Zahl, gebildet mit dem hydraulischen Durchmesser  $Re_{dh}$ . Durch Inversion des Widerstandsgesetzes für ausgebildete turbulente Durchströmungen, geben Gersten und Herwig [27] eine Beschreibung des Reibungsbeiwerts über

$$\frac{c_{f,0}}{2} = \left[ \frac{\kappa}{\ln(\text{Re}_{dh})} G(\Lambda; D) \right]^2$$

mit:  $23.84 \leq \Lambda \leq 24.86$ ;  $D = -0.46$ ;  $\Rightarrow 1.34 \leq G \leq 1.35$  (5.35)

an. Die hierüber berechneten  $c_{f,0}/2$  liegen deutlich über den experimentell bestimmten Beiwerten (♣ in Abb. 5.23 (b)). Damit lässt sich indirekt folgern, dass die Übereinstimmung zu den  $St_0$ -Werten nach Gl. (3.2) eng mit der darin berücksichtigten thermischen Anlaufänge<sup>27</sup>, über den Term in den eckigen Klammern

$$St_0(\text{Re}_{dh}, x) = St_0 \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{d_h}{x_{T01}} \right)^{2/3} \right], \quad (5.36)$$

---

<sup>27</sup>Therm. Anlaufänge bzw. Anlauf beschreibt den untersch. Start von Geschw.- u. Temp.-Gs

## 5 Experimente und Modellbildung

---

verbunden ist. Analog dazu kann auch bei der turbulenten Plattenströmung ein thermischer Anlauf mit in Betracht gezogen werden. In Kays et al. [51] ist hierfür die Formulierung (ebenfalls in den eckigen Klammern)

$$\text{St}_0(\text{Re}_x, x) = \text{St}_0 \left[ 1 - \left( \frac{x_{99} - x_{T01}}{x_{99}} \right)^{9/10} \right]^{-1/9} \quad (5.37)$$

vorgeschlagen. Werden darin ›unkorrigierten‹ Stanton-Zahlen mit  $x_{99}$  als Lauflänge verwendet (vgl. Gl. (5.33)), resultiert dies im Vergleich zu den Clauser-basierten Werten in deutlich zu kleinen  $\text{St}_0$ -Zahlen (-- in Abb. 5.23 (b)).

Die experimentell beobachtete Gs-Situation ohne Transpirationskühlung lässt sich somit durchaus über allgemein bekannte Zusammenhänge beschreiben. Am geeignetsten erscheinen hierfür die Formulierungen nach Gl. (5.33), über die Betrachtung nach den Potenzgesetzen. Bei deren Anwendung müssen jedoch die unterschiedlichen Startpunkte der Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs beachtet werden. Die ebenfalls als adäquat herausgearbeitete Stanton-Korrelation nach Gnielinski [30], bildet diese versuchsanlagenspezifische Gegebenheit ( $x_{99} \neq x_{T01}$ ), durch die Berücksichtigung einer nicht vollentwickelten Strömung ab. Die Betrachtung des thermischen Anlaufs hat zudem gezeigt, dass die prinzipielle Charakteristik am HGK tendenziell eher einer Durchströmung entspricht.

Die vorangegangene Diskussion der lokalen Gs-Parameter des Referenzfalls lässt eine gewisse Systematik erkennen. Der eingesetzte experimentelle Aufbau, in Anlehnung an die Charakteristik einer Brennkammer ohne gemeinsamen Startpunkt der Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs, erschwert jedoch die Kategorisierung der beobachteten Strömung. Analogiebeziehungen zur Überführung von Reibungswerten in Stanton-Zahlen können somit leider nicht direkt in Betracht gezogen werden. Die gute Übereinstimmung der ermittelten Werte nach unterschiedlichen Ansätzen ( $e_{f,0/2}$ : Clauser/Preston bzw.  $\text{St}_0$ : Clauser/Gnielinski) kann jedoch als aussagekräftiges Indiz angesehen werden, dass die experimentell untersuchte Gs-Situation ohne Kühlung hinreichend gut beschrieben ist.

### Lokale Gs-Parameter mit Transpirationskühlung

Nach der Analyse des Referenzfalls folgt nun die Auswertung der Gs-Profile bei Transpirationskühlung. Zunächst werden hierfür logarithmische Wandgesetze vorgestellt, welche in ihrer Formulierung auch die Kühlgaseinblasung berücksichtigen. Dazu werden im Rahmen dieser Arbeit jeweils zwei Gesetzmäßigkeiten zur Beschreibung der logarithmischen Geschwindigkeits- sowie Temperaturverteilung

herangezogen. Die Auswahl der Wandgesetze orientiert sich am bereits erfolgreichen Einsatz in vergleichbaren Studien [01e, 06e, 70]. Zur Bestimmung der lokalen Gs-Parameter wird in der Folge wieder das Clauser-Verfahren verwendet.

Die Beschreibung der Kühlgaseinblasung erfolgt bei allen betrachteten logarithmischen Wandgesetzen über die zusätzliche Gs-Koordinate

$$v_w^+ = \frac{v_w}{u_\tau}, \quad (5.38)$$

welche die Charakterisierung der Gs-Situation nach  $u^+$ ,  $T^+$  und  $y^+$  ergänzt. Die darin enthaltene Darcy-Geschwindigkeit ( $v_w$ ) bezieht sich auf den Strömungszustand des Kühlfluids direkt am Austritt aus der porösen Probe.

**Logarithmische Wandgesetze der Geschwindigkeit ( $F > 0$  %)** Die Beschreibung einer Gs, welche Ausblasung ( $v_w > 0$  m/s) oder Absaugung ( $v_w < 0$  m/s) ausgesetzt ist, formuliert Stevenson [96] über

$$u^+ = \frac{1}{v_w^+} \left\{ \left[ \frac{v_w^+}{2} \left( \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+ \right) + 1 \right]^2 - 1 \right\}. \quad (5.39)$$

In der mittleren Klammer findet sich darin das universelle Wandgesetz wieder. Die Kühlgasausblasung (oder Absaugung) wird über den entsprechende Einbezug von  $v_w^+$  berücksichtigt. Die Formulierung nach Gl. (5.39) ist aus Messwerten unter Zu- oder Abführung eines Massenstroms in die Gs abgeleitet. Der untersuchte Parameterbereich zur Ausblasung lag in der Studie von Stevenson [96] zwischen  $0 < v_w^+ \leq 0.45$ . Dies entspricht bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten Ausblaseraten von  $F < 0.75$  %.

Ein weiteres Wandgesetz zur Berücksichtigung von Kühlgasinjektion findet sich in Wilcox [109]. Das Zuführen zusätzlicher Masse in eine turbulente Gs wird darin über eine ›effektive‹ Karman-Konstante ( $\kappa_v$ ) durch

$$u^+ = \frac{1}{\kappa_v} \ln(y^+) + C^+ \\ \text{mit: } \kappa_v = \frac{\kappa}{1 + \Xi v_w^+} \quad \text{und} \quad \Xi = \frac{1}{2} \left( C^+ - \frac{3\sigma - 2}{2\sigma\kappa} \right) + \frac{1}{4\kappa} \ln(y^+) \quad (5.40)$$

formuliert. Die darin enthaltene Größe  $\sigma$  entspricht einem Schließungskoeffizienten, welcher aus der allgemeinen Betrachtung turbulenter Gs durch Störfunktionen stammt. Wilcox [109] gibt diesen als abhängig von der Konstanten  $C^+$  des logarithmischen Wandgesetzes an. Für das in dieser Arbeit verwendet  $C^+ = 5.0$  ergibt

## 5 Experimente und Modellbildung

sich der Schließungskoeffizient  $\sigma$  zu 0.56 [109]<sup>28</sup>. Liegt keine Kühlgaseinblasung vor, reduziert sich Gl. (5.40) auf das universelle Wandgesetz nach Gl. (5.29).

**Logarithmische Wandgesetze der Temperatur ( $F > 0\%$ )** Auch bei der Temperaturbetrachtung mit Einblasung können logarithmische Wandgesetze zur Beschreibung der Gs herangezogen werden. Bradshaw [7] formuliert eine solche Gesetzmäßigkeit beispielsweise über

$$T^+ = \frac{1}{v_w^+} \left\{ \left[ 1 + u^+ v_w^+ \right]^{\text{Pr}_t} \left[ 1 - 1.1 v_w^+ + (v_w^+)^2 \right] - 1 \right\}. \quad (5.41)$$

Der logarithmische Bezug erfolgt hier über die dimensionslose Geschwindigkeit  $u^+$ , welche ihrerseits über ein Wandgesetz zu bestimmen ist (z.B. Gl. (5.39) oder Gl. (5.40)). Die Abhängigkeit der Energie- von der Impulserhaltung wird dadurch offensichtlich. Bradshaw [7] entwickelte das Wandgesetz nach Gl. (5.41) anhand von Messwerten von Isaacson und Alsa'ji [47]. Die zugrundeliegenden Daten aus [47] werden dabei in guter Übereinstimmung mit dem Wandgesetz nach Stevenson [96] beschrieben und sind bis  $F \leq 0.63\%$  erhoben. Der Exponent ( $\text{Pr}_t$ ) stellt die turbulente Prandtl-Zahl dar. Diese Kennzahl charakterisiert die Auswirkung der Turbulenz auf ein Fluidteilchen [89]. Durch eine asymptotische Beschreibung der Gs kann in der Überlappungsschicht der Zusammenhang  $\text{Pr}_t = \kappa/\kappa_\Theta = 0.87$  gefunden werden [89]. Außerhalb der Überlappungsschicht kann diese charakteristische Größe abweichende Werte annehmen<sup>29</sup>. Da sich das Clauser-Verfahren in erster Linie auf Daten dieses Bereichs stützt (s. Abb. 5.25), wird im Rahmen dieser Arbeit  $\text{Pr}_t = 0.87$  angenommen.

Basierend auf der Formulierung nach Faraco-Medeiros und Silva-Freire [22] wird in Meinert [70] ein zweites, alternatives Temperaturwandgesetz über

$$T^+ = \frac{v_w^+ T_a^+ + 1}{v_w^+} \left[ \frac{\frac{v_w^+}{2\kappa} \ln\left(\frac{y^+}{y_a^+}\right) + \sqrt{1 + u_a^+ v_w^+}}{\sqrt{1 + u_a^+ v_w^+}} \right]^{2\text{Pr}_t} - \frac{1}{v_w^+}$$

mit:  $u_a^+ = 12.5$ ;  $y_a^+ = \frac{\ln(u_a^+ + 1)}{v_w^+}$  und  $T_a^+ = \frac{1}{v_w^+} \left( e^{v_w^+ y_a^+ \text{Pr}_t} - 1 \right)$  (5.42)

beschrieben. Die Grundlage dieses Wandgesetzes bildet die eindimensionale, vereinfachte Energiebilanz der Temperatur-Gs. Mehrere Zwischenschritte, in denen

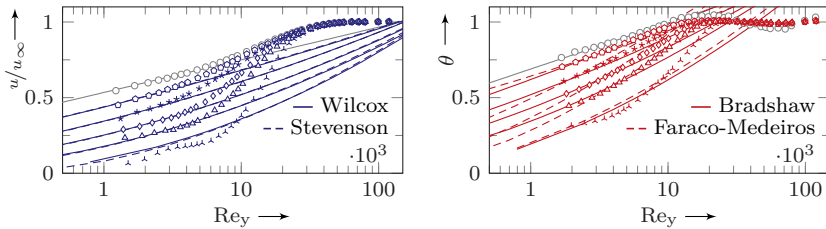
<sup>28</sup>In Wilcox [109] ist das Wandgesetz nach Gl. (5.40) eng mit dem  $k\text{-}\omega$  Turbulenzmodell verbunden. Die darin verwendeten Konstanten weichen leicht von den in dieser Arbeit verwendeten Zahlenwerten ab; nach [109]:  $\kappa = 0.4$ ,  $C^+ = C_0 = 5.47$  und damit  $\sigma = 0.5$

<sup>29</sup>Bradshaw verwendet in [7] bspw.  $\text{Pr}_t = 0.91$ , abgeleitet aus den Messungen nach [47]



die Energiebilanz integriert und ein gültiges Geschwindigkeitsgesetz über Substitution eingepflegt wird, führen zum Zusammenhang nach Gl. (5.42). Die darin enthaltenen Größen mit dem Index  $a$  beziehen sich auf die Zustände am Rand der viskosen Unterschicht. Die hierfür verwendeten Zusammenhänge ( $u_a^+$ ,  $y_a^+$  u.  $T_a^+$ ), sind aus [70] entnommen und beinhalten die Annahme gleich dicker viskoser Unterschichten der Geschwindigkeit und Temperatur.

Damit stehen in der Folge jeweils zwei logarithmische Gesetze zur Verfügung, die anhand von Messungen oder theoretischen Überlegungen abgeleitet wurden. Experimentell abgeleitet sind die Formulierungen nach Stevenson [96] in Gl. (5.39) und Bradshaw [7] in Gl. (5.41). Einem theoretischen Zusammenhang folgen die Gesetze nach Wilcox [109] in Gl. (5.40) und Faraco-Medeiros [22] in Gl. (5.42). Die Diskussion der verschiedenen Gesetzmäßigkeiten erfolgt nun anhand der Clauser-Diagramme in Abb. 5.24. Das aufgezeigte Vorgehen nach Clauser [10] beschreibt die jeweilige Gs-Situation durch Anpassung der lokalen Gs-Parameter. Die hierfür verwendeten Messdaten und Wandgesetze werden darin nach den Gln. (5.24) und (5.25) bei der Geschwindigkeitsbetrachtung bzw. den Gln. (5.27) und (5.25) bei der Temperaturbetrachtung, unabhängig voneinander beschrieben. Die Clauser-Diagramme können somit verwendet werden, um die jeweiligen Wandgesetze gegenüber der gemessenen Gs-Daten zu bewerten. Zur Einordnung sind die Verläufe des Referenzfalls ( $F = 0\%$ ) nach Gl. (5.29) bzw. (5.30) ebenfalls in der Abbildung enthalten.



(a) Geschwindigkeit

(b) Temperatur

Abbildung 5.24: Clauser-Diagramme der Gs-Profile mit Kühlung; exemplarisch gezeigt für:  $Re_{250k}/T100C/SampleB180/x = 50$  mm;  
 (O)  $F = 0.0\%$ , ( $\odot$ )  $F = 0.25\%$ , ( $\star$ )  $F = 0.5\%$ , ( $\diamond$ )  $F = 0.75\%$ ,  
 ( $\Delta$ )  $F = 1.0\%$ , ( $\blacktriangledown$ )  $F = 1.5\%$ ; (—) log. Wandgesetze ( $F = 0.0\%$ )

Aus der Darstellung der Geschwindigkeit in Abb. 5.24 (a), kann eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen Profilen und beiden Wandgesetzen festgestellt werden. Der logarithmische Verlauf der Messdaten wird ersichtlich und durch die Formulierungen nach Stevenson [96] sowie Wilcox [109] gut wiedergegeben. Abweichungen können lediglich für  $Re_y$ -Werte außerhalb des logarithmischen

## 5 Experimente und Modellbildung

---

Bereichs und für  $F > 1.0\%$  festgestellt werden. Dies passt zu den Angaben nach Kays et al. [51], welche für solch hohe Ausblaseraten von *blow off* ausgehen. Zudem muss beim Wandgesetz nach Stevenson [96] der limitierte Gültigkeitsbereich von  $F < 0.75\%$  beachtet werden.

Bei der Temperaturbetrachtung in Abb. 5.24 (b) kann ebenfalls eine gute Übereinstimmung im logarithmischen Bereich zwischen den gemessenen Profilen und den betrachteten Wandgesetzen herausgelesen werden. Abweichungen treten auch hier erst bei höheren Ausblaseraten auf. Unterschiede zwischen den verglichenen Gesetzen nach Bradshaw [7] und Faraco-Medeiros [22] ergeben sich jedoch bei allen betrachteten  $F$ . Hier zeigt sich das Wandgesetz nach Bradshaw [7] als besser geeignet, um die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Temperaturprofile wiederzugeben<sup>30</sup>. Die abgesicherte Anwendung dieses logarithmischen Gesetzes ist jedoch auch hier durch den Gültigkeitsbereich bis  $F \leq 0.63\%$  begrenzt [47].

Aus beiden Clauser-Diagrammen in Abb. 5.24 kann eine geänderte Charakteristik der Gs-Profile ab  $F \geq 1.0\%$  festgestellt werden. Der logarithmische Bereich wird mit zunehmender Ausblaserate kleiner und die eingezeichneten Wandgesetze geben den Verlauf der Messwerte nicht mehr angemessen wieder. Nach [51] muss bei derart hohen Kühlungsintensitäten mit dem Auftreten des *blow off* Effekts gerechnet werden. Die Autoren führen neben  $F$ , den Ausblaseparameter

$$b_f = \frac{2F}{c_{f,0}} \quad \text{mit} \quad b_f \geq 4.0 \quad (5.43)$$

als Richtwert ein, ab welchem das Auftreten des *blow off* Effekts wahrscheinlich wird. Der zusätzliche Bezug auf den Reibungsbeiwert ohne Kühlung bezieht die Grundcharakteristik der betrachteten Gs mit ein und sorgt so für eine allgemeinere Beschreibung des Effekts. Der angegebene Richtwert wird beim betrachteten Fall ( $\text{Re}250\text{k}/\text{T}100\text{C}/x = 50\text{ mm}$ ) bereits ab  $F = 0.75\%$  mit  $b_f = 4.46$  überschritten. Aufgrund des wahrscheinlichen *blow off* Effekts und des Gültigkeitsbereichs der eingesetzten Wandgesetze kann die abgesicherte Anwendung des Clauser-Verfahrens somit lediglich bis  $F < 0.75\%$  erfolgen. Dies gilt für alle im Rahmen der Arbeit untersuchten Bedingungen, da sich für  $F = 0.75\%$  Ausblaseparameter nach Gl. (5.43) zu  $3.6 < b_f < 4.5$  ergeben.

Basierend auf dem vorangegangenen Vergleich, können die logarithmischen Wandgesetze nach Stevenson [96] und Bradshaw [7] als gut geeignet hervorgehoben werden, um die untersuchte Gs-Situation bei Transpirationskühlung zu beschreiben. Gegenüber der Temperaturbetrachtung ergeben sich bei der Geschwindigkeit lediglich marginale Unterschiede zwischen den beiden betrachteten Formulierungen nach Stevenson [96] und Wilcox [109] (s. dazu auch Tab. 5.3). Da das wesentlich

---

<sup>30</sup>Gl. (5.41) bzw. Wandgesetz nach [7] verwendet mit  $u^+$  ermittelt nach Stevenson [96]

besser zu den Messungen passende Temperaturgesetz nach Bradshaw [7], in seinem Ursprung in [47] in guter Übereinstimmung zu Stevenson [96] beschrieben ist, wird zur weiteren Diskussion der lokalen Gs-Parameter das Geschwindigkeitsgesetz nach Stevenson [96] herangezogen.

In Abb. 5.25 sind die gemessenen Gs-Profile des diskutierten Falls in »klassischer« Form als  $u^+$  und  $T^+$  über  $y^+$  aufgetragen. Eine Bewertung der logarithmischen Wandgesetze ist durch diese Darstellung nicht möglich, da hier Messwerte und theoretischer Verlauf abhängig voneinander beschrieben werden. Gut zu erkennen ist in Abb. 5.25 jedoch der für steigende  $F$  sukzessive kleiner werdende logarithmische Bereich, welcher sich zudem in Richtung kleinerer  $y^+$  verschiebt.

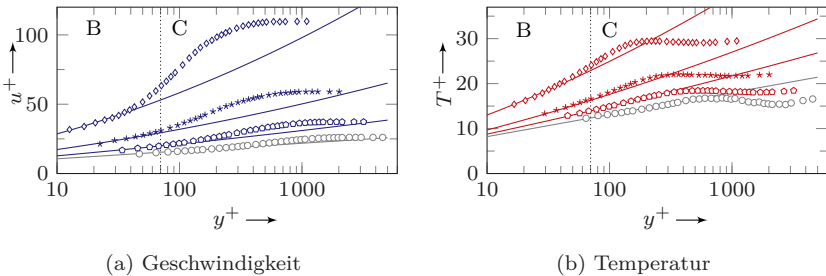


Abbildung 5.25: Logarithmisches Gs-Verhalten mit Kühlung; exemplarisch gezeigt für:  $Re_{250k}/T100C/SampleB180/x = 50$  mm;  
 Wandgesetze: (—) nach Stevenson in Gl. (5.39), (—) nach Bradshaw in Gl. (5.41), (—) nach Gersten in Gln. (5.29) u. (5.30);  
 (○)  $F = 0.0\%$ , (◇)  $F = 0.25\%$ , (★)  $F = 0.5\%$ , (◇)  $F = 0.75\%$

Eine Übersicht der per Clauser-Verfahren ermittelten  $c_{f/2}$  und St-Zahlen wird in Tab. 5.3 gegeben. Neben dem bisher diskutierten  $Re_{250K}/T100C/x = 50$  mm sind hier auch die Werte für  $T_g = 60$  °C und bei  $x = 30$  mm aufgeführt. Die Profile bei  $x = 10$  mm werden für  $F > 0\%$  nicht betrachtet, da die Untersuchungen aus Kap. 5.2.2 auf eine noch nicht vergleichbare Gs-Situation an dieser Messposition hin deuten. Die quantitativen Angaben in Tab. 5.3 bestätigen die grafische Analyse aus Abb. 5.24 (a), wo sich die berechneten  $c_{f/2}$  der Wandgesetze nach Stevenson [96] und Wilcox [109] als nahezu identisch darstellen. Auch die Temperaturbetrachtung fügt sich in das Bild nach Abb. 5.24 (b). Hier ergeben sich merkliche Unterschiede in den Verläufen nach Bradshaw [7] und Faraco-Medeiros [22], die sich ebenfalls in den errechneten St-Werten widerspiegeln.

Die Regelung der Experimente nach charakteristischen Kennzahlen spiegelt sich auch in den in Tab. 5.3 aufgelisteten Gs-Parametern wider (vgl. Kap. 5.2.1). Zwischen den beiden betrachteten Strömungstemperaturen ergeben sich lediglich

## 5 Experimente und Modellbildung

Tabelle 5.3: Lokale Gs-Parameter bei Re250k/*SampleB180* für  $F > 0\%$

$F / \%$	T60C			T100C			
	0.25	0.50	0.75	0.25	0.50	0.75	
$x = 30 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.677	0.280	0.096	0.784	0.355	0.137	Stevenson [96]
	0.715	0.298	0.112	0.805	0.374	0.161	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.561	0.869	0.372	1.667	0.970	0.485	Bradshaw [7]
	0.578	0.641	0.455	0.582	0.682	0.522	Faraco-Medeiros [22]
$x = 50 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.754	0.301	0.091	0.766	0.317	0.095	Stevenson [96]
	0.774	0.310	0.109	0.784	0.337	0.110	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.534	0.818	0.327	1.559	0.852	0.352	Bradshaw [7]
	0.548	0.603	0.410	0.545	0.617	0.424	Faraco-Medeiros [22]

marginale Unterschiede in den ermittelten  $c_f/2$  und St-Zahlen. Auffällig in diesem Zusammenhang ist die relativ breitere Streuung der berechneten Werte bei  $x = 30 \text{ mm}$ . Als mutmaßlicher Grund für diese Beobachtung kann eine noch nicht komplett bzw. unterschiedlich weit entwickelte Mischungszone an dieser Messposition aufgeführt werden. Dies bedingt wiederum eine nicht ideal vergleichbare Gs-Situation. Trotz der Sensitivität gegenüber der traversierten Messposition kann eine zufriedenstellende Beschreibung der lokalen Gs-Parameter durch das Clauser-Verfahren festgestellt werden. Dies gilt auch für die übrigen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Versuchsbedingungen (s. Tab. B.3 u. B.4).

Die bei der Diskussion des ungekühlten Falls identifizierte, unklare Strömungssituation (Platten- ggü. Durchströmung, thermische Anlaufänge, s. Abb. 5.23), erschwert die direkte Anwendung von Analogieverfahren zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Reibungsbeiwert und Stanton-Zahl. Eine Systematisierung der abgeleiteten Werte anhand des jeweiligen Bezugs zum Referenzfall ohne Kühlung kann jedoch uneingeschränkt erfolgen. Kays et al. [51] geben für die Beschreibung dieser Verhältnisse die Zusammenhänge

$$\frac{c_f}{c_{f,0}} = \frac{b_f}{e^{b_f} - 1} \quad \text{und} \quad \frac{St}{St_0} = \frac{b_h}{e^{b_h} - 1} \quad (5.44)$$

an. Der zuvor in Gl. (5.43) definierte Ausblaseparameter  $b_f$  wird zur Charakterisierung des St-Verhältnisses durch

$$b_h = \frac{F}{St_0} \quad (5.45)$$

ergänzt. Die Beziehungen nach Gl. (5.44) sind aus einer eindimensionalen Gs-Betrachtung abgeleitet. Durch den direkten Bezug auf die jeweiligen Größen des Referenzfalls, werden die unterschiedlichen Startpunkte der Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht direkt berücksichtigt. Die theoretischen Verläufe nach Kays et al. [51] sind in Abb. 5.26 zusammen mit den ermittelten Gs-Parametern aus dem Clauser-Verfahren eingezeichnet. Zu Vergleichszwecken sind in Abb. 5.26 der Ansatz nach Eckert und Livingood [19] (lediglich Wärmeübergangsbetrachtung) sowie Rubesin und Pappas [86] mit aufgenommen.

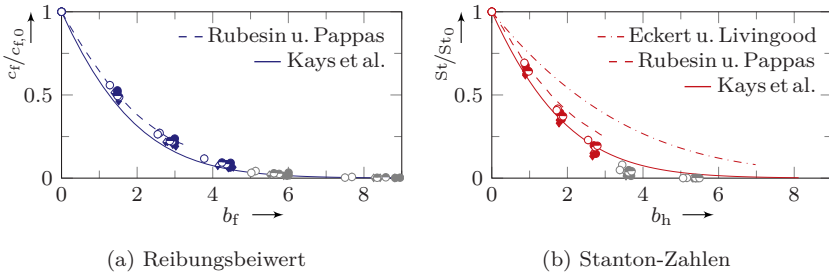


Abbildung 5.26: Gs-Charakteristik mit Kühlung über *SampleB180*; ( $\diamond$ ) T60C, ( $\circ$ ) T100C; gefüllt: Re250k, halbgefüllt: Re200k, nicht gefüllt: Re150k; in (a): ( $\diamond, \circ$ )  $c_f/c_{f,0}$  nach Stevenson; in (b): ( $\diamond, \circ$ ) St nach Bradshaw

Aufgrund der noch nicht voll entwickelten Gs-Situation an Position  $x = 10$  mm (s. Abb. 5.11 u. B.5), sind in Abb. 5.26 lediglich die Messwerte für  $x = 30$  mm und 50 mm eingezeichnet. Die Datenpunkte der beiden größten Ausblaseparameter, beschreiben die Gs-Größen bei  $F = 1.0\%$  und  $1.5\%$ . Nach der vorangegangenen Diskussion, werden diese nicht weiter zur Analyse betrachtet und sind hier lediglich der Vollständigkeit halber mit aufgeführt (in grau dargestellt).

Allgemein kann aus der Darstellung nach Abb. 5.26 eine gute Übereinstimmung zwischen den ermittelten Verläufen der Reibungsbeiwerte sowie Stanton-Zahlen und der theoretischen Beschreibung nach Kays et al. [51] als auch Rubesin und Pappas [86] festgestellt werden. Bei der Reibungsbeiwertbetrachtung liegen die messwertebasierten  $c_f/c_{f,0}$  leicht über den modellbasierten Werten nach [51]. Der Verlauf wird dabei allerdings gut wiedergegeben. Der Ansatz nach [86] beschreibt die Minderung der Reibungsbeiwerte hier auch quantitativ nahe der ermittelten Werte. Bei der Betrachtung von  $St/St_0$  in Abb. 5.26 (b), ergibt sich eine gute qualitative als auch quantitative Übereinstimmung zum Ansatz nach Kays et al. [51]. Die analytische Lösung nach [86] resultiert hingegen in leicht höheren Stanton-Zahlen, die den Trend für steigende Ausblaseparameter jedoch gut abbilden. Das Modell nach Eckert und Livingood [19] ist hingegen nicht in der Lage, die experimentell beobachtete Situation angemessen zu beschreiben. Ein mutmaßlicher

## 5 Experimente und Modellbildung

---

Grund für diese Beobachtung kann in der grundlegenden Formulierung des Ansatzes gefunden werden. Eckert und Livingood [19] korrelieren die Minderung des Wandwärmestroms aufgrund von Kühlfluidinjektion eng mit dem Verhältnis der Geschwindigkeiten an der Grenze der reinviskosen Unter- zur Kernschicht und der ungestörten Strömung außerhalb der Gs ( $r$  in Gln. (2.17))<sup>31</sup>. Auch Rubesin und Pappas [86] stützen ihre Betrachtung auf die Bedingungen am Übergang zwischen reinviskoser Unter- und Kernschicht. Die Autoren weisen zudem darauf hin, dass die Güte ihrer Lösung stark mit der richtigen Wahl der dimensionslosen Dicke der reinviskosen Unterschicht zusammenhängt (in [86]:  $y_a^+ = 13.1$ ). Mit dem in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Aufbau lässt sich weder das Geschwindigkeitsverhältnis noch die Dicke überprüfen ( $y_{\min}^+ > 30$ ). Innerhalb des vorliegenden Vergleichs lassen sich Modelle mit Bezug auf die reinviskosen Unterschicht somit nicht validieren und müssen bei dieser Betrachtung als verhältnismäßig unsicher angesehen werden.

Die Ergebnisse zur Gs-Charakteristik mit Kühlung in Abb. 5.26, bestätigen das Modell nach Kays et al. [51] als geeignet zur Beschreibung des betrachteten Problems<sup>32</sup>. Der Ansatz nach [51] beruht auf der vereinfachten Betrachtung einer Couette-Strömung. Nach Gersten und Herwig [27] besitzen fast alle turbulenten Strömungen hoher Reynolds-Zahlen eine dünne Schicht, die sich durch eine Couette-Strömung beschreiben lässt. Dieser Sachverhalt wurde im Rahmen der Arbeit genutzt, um über Wandgesetze auf die lokalen Gs-Parameter zu schließen. Das Modell nach [51] stellt somit keine Einschränkung dar und kann basierend auf den durchgeführten Untersuchungen als geeignet bezeichnet werden, um die Transpirationsskühlung an C/C-Materialien zu charakterisieren.

---

<sup>31</sup>In Abb. B.9 (b) ist der starke Einfluss dieses Verhältnisses ( $r$ ) demonstriert. Durch Modifikation von  $r$  lassen sich deckungsgleiche Verläufe der Modelle nach [51] und [19] erzeugen.

<sup>32</sup>In Kap. B.3.2 sind zur Untermauerung dieser Aussage weitere Details bzgl. aufgeführt.

## Zusammenfassung und Ausblick

Im Mittelpunkt dieser Arbeit stand die Qualifizierung ingenieurmäßiger Ansätze zur Beschreibung der Transpirationskühlung an keramischen Verbundwerkstoffen. Als Referenzmaterial dieser sogenannten CMC-Werkstoffe diente dabei C/C, eine poröse sowie durchlässige Faserkeramik auf Kohlenstoffbasis. Zur Erarbeitung der Zielsetzung wurde die Kühlmethode nach deren internen und externen Eigenschaften unterteilt. Die Charakteristika der Schnittstelle, zwischen diesen beiden Betrachtungsbereichen wurden als Kopplungseigenschaften eingeführt. Basierend auf dieser Interpretation wurde die Untersuchung der internen Eigenschaften durch die Frage nach der Größe des materialinternen Wärmeübergangskoeffizienten von C/C motiviert. Der Fokus bzgl. der externen Eigenschaften lag auf der Charakterisierung der Kühlfluid- und Heißgasinteraktion bei Verwendung poröser Wandsegmente aus C/C. Hierbei wurden Ansätze überprüft und entwickelt, um das Verhalten einer transpirationsgekühlten Gs allgemein zu beschreiben sowie die Kenngrößen der Kopplungseigenschaften quantitativ wiederzugeben.

Vor diesem Hintergrund wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zwei Versuchsstände aufgebaut. Die detaillierte Untersuchung der internen Eigenschaften wurde dabei mit dem sogenannten Drucktankversuch (DTV) adressiert. Ein kompakter Aufbau, welcher die zeitlich aufgelöste und materialinterne Analyse der Transpirationskühlung ohne überlagerte Außenströmung ermöglicht. Zur Vermessung der externen Eigenschaften wurde ein beheizter Windkanal errichtet (sog. Heißgaskanal, HGK). Trotz vergleichsweise moderater Betriebsbedingungen wurden am HGK Versuche unter aerodynamischer Ähnlichkeit zu den Verhältnissen potentieller Anwendungen durchgeführt. Durch dieses Vorgehen konnte ein hoher experimenteller Detailgrad auch bei den Untersuchungen bzgl. der externen Mechanismen erreicht werden. Neben den Versuchsanlagen wurde die notwendige Messtechnik zur Erhebung der analysierten Daten aufgebaut und qualifiziert. In

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

---

diesem Zusammenhang wurde eine Kombination aus Punkt- und Feldmessverfahren zur Untersuchung der Transpirationskühlung als geeignet identifiziert und eingesetzt.

Hinsichtlich der internen Eigenschaften wurde eine Methodik zur Berechnung des internen bzw. volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten entwickelt und validiert. Die zeitlich aufgelösten Messdaten des DTV dienen in diesem Zusammenhang als experimentelle Referenz. Die quantitative Bestimmung der volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten von  $C/C$ , wurde bei dieser Betrachtung jedoch nicht erreicht. Die Nichterfüllung dieser Zielsetzung konnte auf zwei Ursachen zurückgeführt werden. Die Auswertung moderater Darcy-Geschwindigkeiten bzw. Kühlgasmassenströme ( $v_c < 0.3 \text{ m/s}$ ,  $\dot{m}_c < 3 \text{ g/s}$ ) resultiert in Wärmeübergangskoeffizienten, bei denen annähernd kein Unterschied zwischen Fluid- und Solidtemperatur auftritt. Dies impliziert lokales thermisches Gleichgewicht (LTE). Das zugrundeliegende Verfahren besitzt im LTE jedoch keine Eindeutigkeit, weswegen die Quantifizierung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten bei diesen Betriebspunkten nicht möglich war. Bei höheren Darcy-Geschwindigkeiten ( $v_c \geq 0.3 \text{ m/s}$ , respektive  $F \geq 1\%$ ) hingegen war der eingetragene Wärmestrom am DTV zu gering, um einen signifikanten Temperaturunterschied hervorzurufen. Eine Aussage zur Größe der volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten der untersuchten  $C/C$ -Proben konnte dadurch auch in diesem Regime nicht getroffen werden. Anhand der eingeführten Methodik wurde somit lediglich lokales thermisches Gleichgewicht für die vermessenen Betriebspunkte bei moderaten Darcy-Geschwindigkeiten festgestellt. Eine dennoch wertvolle Erkenntnis, da die durchgeführten Untersuchungen die häufig getroffene Annahme des LTE für  $C/C$  bei der Transpirationskühlung unter ähnlichen experimentellen Randbedingungen belegen. Insbesondere für die Bestimmung der Kopplungseigenschaften ist dieses Resultat wichtig, da hier viele Modelle zur Beschreibung der zugehörigen Gs-Kenngrößen identische Fluid- und Solidtemperaturen an der Heißgasseite voraussetzen.

Die Grundlage zur Beschreibung der externen Transpirationskühlungseigenschaften bildeten Gs-Vermessungen am HGK bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen und porösen Materialien. Anhand der experimentellen Daten zur Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs, wurde die Ausblaserate  $F$  als wesentliche dimensionslose Größe zur Charakterisierung der Transpirationskühlung bestätigt. Zudem konnte die Unabhängigkeit der Gs-Beeinflussung durch Kühlfloidsinjektion vom verwendeten porösen Wandmaterial gezeigt werden. Darüber hinaus wurde durch die Analyse dieser Daten die Selbstähnlichkeit der transpirationsgekühlten Gs herausgearbeitet. In diesem Zusammenhang wurde ein Verfahren vorgestellt, um basierend auf verhältnismäßig einfach zu ermittelten Größen auf die quantitativen Gs-Verläufe bei Transpirationskühlung zu schließen. Aufgrund der vorhandenen Selbstähnlichkeit kann diese Methodik im betrachteten Parameterbereich als unabhängig von



---

Heißgasbedingungen, Ausblaserate, Messposition und Probenmaterial betrachtet werden. Das Ziel der Charakterisierung der Kühlfluid- und Heißgasinteraktion bei Verwendung poröser Wandstrukturen aus C/C wurde damit erreicht.

Der dritte Schwerpunkt dieser Arbeit lag auf der Überprüfung und gegebenenfalls der Anpassung bekannter Ansätze zur Beschreibung der Kopplungseigenschaften von C/C bei Transpirationskühlung. Zu diesem Zweck wurden die vermessenen Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe als dimensionslose Gs-Koordinaten dargestellt und durch das Verfahren nach Clauser [10] analysiert. Durch dieses Vorgehen konnten die logarithmischen Wandgesetze nach Stevenson [96] und Bradshaw [7] als geeignet identifiziert werden, um die experimentell beobachtete Gs-Situation bei Transpirationskühlung zu beschreiben. Das Clauser-Verfahren ermöglichte darüber hinaus, die zugrundeliegenden lokalen Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen an den vermessenen Positionen im HGK zu bestimmen. Die resultierenden Gs-Größen bestätigten dabei die Erkenntnisse aus der Geschwindigkeits- und Temperaturbetrachtung, bei welcher die Ausblaserate ebenfalls den größten Einfluss auf die betrachteten Größen besaß. Zur weiteren Diskussion der resultierenden Reibungsbeiwerte und Stanton-Zahlen wurden diese auf deren jeweilige Werte ohne Kühlung bezogen und mit bekannten Ansätzen aus der Literatur verglichen. Durch diese Darstellung der Ergebnisse konnte eine gute Übereinstimmung mit dem Modell nach Kays et al. [51] gefunden werden. Für die betrachteten Betriebspunkte wurde keine Einschränkung bei der Anwendung und somit die generelle Eignung des Ansatzes nach Kays et al. [51] zur Beschreibung der Transpirationskühlung von C/C-Strukturen in Unterschallströmungen festgestellt.

Die wichtigsten Erkenntnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich durch die nachfolgenden Punkten zusammenfassen:

- Die eingesetzten C/C-Proben weisen im untersuchten Parameterbereich lokales thermisches Gleichgewicht auf.
- Die beobachteten Gs-Verläufe besitzen unabhängig von Reynolds-Zahl, Heißgastemperatur, Messposition, Ausblaserate und Probenmaterial ein selbstähnliches Verhalten.
- Das Modell nach Kays et al. [51] kann als geeignet angesehen werden, um die Beeinflussung von Impuls- und Energieübertragung bei der Transpirationskühlung von C/C-Strukturen zu beschreiben.

Als Ausblick für zukünftige Untersuchungen auf Grundlage der vorliegenden Arbeit kann einerseits die Verbesserung und andererseits die Anwendung der eingesetzten Verfahren aufgeführt werden.

In Bezug auf erstrebenswerte Verbesserungen kann allen voran die nicht erreichte Quantifizierung des volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten von C/C

genannt werden. Um diese Unschärfe bei der Beschreibung der Transpirationskühlung zu beheben, könnte zukünftig eine prinzipiell ähnliche Strategie zum vorgestellten Verfahren verfolgt werden. Die Betrachtung sollte jedoch näher an den Betriebsbedingungen potentieller Anwendungen durchgeführt werden (deutlich höhere Wärmelasten, Berücksichtigung von Leichtgas). Ein alternatives Vorgehen stellt die Skalierung des Wärmeaustauschproblems unter Einhaltung der Ähnlichkeitskennzahlen dar. Auf diese Weise könnte die thermische Situation von C/C unter weniger aufwendigen Bedingungen studiert werden.

Zur Verfeinerung der Aussagen zur Gs-Charakteristik, wäre eine Modifikation des HGK erstrebenswert. So könnte bspw. durch die gezielte Absaugung der Gs vor der betrachteten Teststrecke ein definierter Start der Gs erzeugt werden. Dadurch würde die Berücksichtigung unterschiedlicher Startpunkte von Geschwindigkeits- und Temperatur-Gs entfallen und der Zusammenhang zwischen Reibungsbeiwert und Stanton-Zahl ließe sich direkt untersuchen. Darüber hinaus wäre auch eine Erweiterung der Betrachtungen auf komplexere Gs-Situationen interessant. Durch die Konturierung der Kanaloberseite, könnte zum Beispiel ein Druckgradient auf die gekühlte Seite innerhalb der Teststrecke aufgeprägt werden. Dies käme einer Strömungssituation gleich, wie sie bspw. im Düsenhalsbereich einer Brennkammer vorherrscht. Die Ermittlung der Gs-Kenngrößen könnte analog zum aufgezeigten Vorgehen erfolgen. Mit einem überprüften Ansatz zur Beschreibung der Kühlung von C/C-Materialien in einer druckgradientenbehafteten Heißgasströmung, stünde ein weiterer wichtiger Aspekt bei der theoretischen Beschreibung der Transpirationskühlung zur Verfügung.

Auch ohne die Umsetzung der aufgeführten Vorschläge können die erarbeiteten Erkenntnisse weiter verwertet werden. Bezüglich der Gs-Charakteristik wäre bspw. eine Verdichtung der Versuchsmatrix um Betriebspunkte interessant, die eine Beschreibung der Anlaufänge einer transpirationsgekühlten Gs erlauben. Die durchgeführten Untersuchungen ließen ein abweichendes Verhalten für den Anlauf einer solchen Gs erkennen. Sind die Eigenheiten des Anlaufbereichs bekannt, könnten hier potentiell höhere Ausblaseraten verwendet werden, ohne das Auftreten des *blow off* Effekts tolerieren zu müssen. Dies entspräche einer lokalen Optimierung der Kühlung. In diesen Kontext ließe sich auch die weiterführende Untersuchung des Nachlaufs der gekühlten Probe einordnen. Hier hat sich gezeigt, dass durch »klassische« Filmkühlungsmodelle der Nachlauf qualitativ beschrieben werden kann. Werden durch Folgearbeiten auch Ansätze zur quantitativen Beschreibung entwickelt, könnten diese ebenfalls zur Steigerung der Gesamteffektivität der Transpirationskühlung herangezogen werden.

Die aufgezeigten Ergänzungen könnten schließlich dazu verwendet werden, um anhand qualifizierter Modelle ein transpirationsgekühltes System gezielt nach dessen lokalem Kühlbedarf auszuliegen.

## Literaturverzeichnis

- [1] Achenbach, E. (1995): Heat and Flow Characteristics of Packed Beds. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10 (1), S. 17–27.
- [2] Bailey, S.C.C. et al. (2013): Obtaining Accurate Mean Velocity Measurements in High Reynolds Number Turbulent Boundary Layers Using Pitot Tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, 715, S. 642–670.
- [3] Bell, I.H., Wronski, J., Quoilin, S. und Lemort, V. (2014): Pure and Pseudo-pure Fluid Thermophysical Property Evaluation and the Open-Source Thermophysical Property Library CoolProp. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 53 (6), S. 2498–2508.
- [4] Böhrk, H. (2015): Transpiration-Cooled Hypersonic Flight Experiment: Setup, Flight Measurement, and Reconstruction. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 52 (3).
- [5] Bourell, D. et al. (2017): Materials for Additive Manufacturing. *CIRP Annals - Manufacturing Technology*,
- [6] Brack, L. (2014): Quantitative Bestimmung der optischen Eigenschaften von Saphirfenstern. Bachelorarbeit. Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [7] Bradshaw, P. (1970): Comments on “Temperature Laws for a Turbulent Boundary Layer with Injection and Heat Transfer. *AIAA Journal*, 8, S. 1375–1376.
- [8] Bruun, H.H. (1995): Hot-Wire Anemometry - Principles and Signal Analysis. Oxford Science Publications.

- [9] Cáceres, M. (2014): The SpaceX Effect. *Aerospace America*, 12, S. 5–7.
- [10] Clauser, F.H (1954): Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients. *Journal of Aeronautical Science*, 21 (2), S. 91–108.
- [11] Colladay, R.S. und Stepka, F.S. (1971): Examination of Boundary Conditions for Heat Transfer Through a Porous Wall. TN D-6405. National Aeronautics und Space Administration.
- [12] Crystran (2016): The Crystan Handbook of Infra-Red and Ultra-Violet Optical Matrials. *Crystran Ltd.*
- [13] Dahmen, W., Gotzen, T., Müller, S. und Rom, M. (2014): Numerical Simulation of Transpiration Cooling Through Porous Material. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 76 (6), S. 331–365.
- [14] Darcy, H. (1856): Les fontaines publiques de la ville de Dijon: exposition et application... Victor Dalmont.
- [15] Dietrich, B. (2013): Heat Transfer Coefficients for Solid Ceramic Sponges – Experimental Results and Correlations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61, S. 627–637.
- [16] DIN EN 993-1 (1995): Method of Test for Dense Shaped Refractory Products. *Determination of Bulk Density, Apparent Porosity a. True Porosity.*
- [17] DIN EN 60584-3 (2008): Extension and Compensating Cables - Tolerances and Identification System. *Thermocouples - Part 3.*
- [18] Dittert, C., Selzer, M. und Boehrk, H. (2015): Characterization of the Flow Field of Anisotropic Porous Cones with Different Wall Thickness. *20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Glasgow, Scotland.
- [19] Eckert, E.R.G. und Livingood, N.B. (1954): Comparison of Effectiveness of Convection-, Transpiration-, and Film-Cooling Methods with Air as Coolant. Report 1182. National Advisory Comitee for Aerospace.
- [20] Elstein (2013): Keramischer IR-Flächenstrahler SHTS/100. *Elstein-Werke M. Steinmetz GmbH und Co. KG.*
- [21] Ergun, S. (1952): Fluid Flow Through Packed Columns. *Chemical Engineering Progress*, 48, S. 89–94.
- [22] Faraco-Medeiros, M.A. und Silva-Freire, A.P. (1992): The Transfer of Heat in Turbulent Boundary Layers with Injection or Suction: Universal Laws and Stanton Number Equations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35 (4), S. 991–995.

- [23] Florio, J.J., Henderson, J.B., Test, F.L. und Hariharan, R. (1991): Characterization of Forced Convection Heat Transfer in Decomposing, Glass-Filled Polymer Composites. *Journal of Composite Materials*, 25 (11), S. 1515–1539.
- [24] Friedman, J. (1949): A Theoretical and Experimental Investigation of Rocket-Motor Sweat Cooling. *Jour. Am. Rocket Soc.*, (79), S. 147–154.
- [25] *CMC-Technologie und Strukturbauteile: Werkstoffentwicklung*. 01/2017. URL: [http://www.dlr.de/bt/desktopdefault.aspx/tabid-2499/6930\\_read-10077](http://www.dlr.de/bt/desktopdefault.aspx/tabid-2499/6930_read-10077).
- [26] Gascoin, N. (2011): High Temperature and Pressure Reactive Flows Through Porous Media. *International Journal of Multiphase Flow*, 37 (1), S. 24–35.
- [27] Gersten, K. und Herwig, H. (1992): Strömungsmechanik: Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht. Vieweg.
- [28] Glass, D.E. (2008): Ceramic Matrix Composite (CMC) Thermal Protection Systems (TPS) and Hot Structures for Hypersonic Vehicles. *15th AIAA Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. Dayton, OH.
- [29] Gnielinski, V. (1978): Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaustausches in durchströmten ruhenden Kugelschüttungen bei mittleren und großen Pecletzahlen. *Verfahrenstechnik*, 12 (6), S. 363–367.
- [30] Gnielinski, V. (1995): Ein neues Berechnungsverfahren für die Wärmeübertragung im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Rohrströmung. *Forschung im Ingenieurwesen*, 61 (9), S. 240–248.
- [31] Goldstein, R.J. (1971): Film Cooling. Hrsg. von Irvine, T. I. und Hartnett, J. P. 7. *Advances in Heat Transfer*. Elsevier, S. 321–379.
- [32] Greuel, D. (2012): Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport in effusiv gekühlten faserverkeramischen Raketenbrennkammerwänden. Dissertation. Lehrstuhl und Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.
- [33] Gullì, S. und Maddalena, L. (2014): Characterization of Complex Porous Structures for Reusable Thermal Protection Systems: Effective-Permeability Measurements. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 51 (6), S. 1943–1953.
- [34] GUM (2008): Evaluation of Measurement Data - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement, JCGM 100:2008. *Organization for Standardization, Geneva, Switzerland*.

- [35] GUM (2008): Evaluation of Measurement Data - Supplement 1 to the Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement - Propagation of Distributions using a Monte Carlo Method, JCGM 101:2008. *Organization for Standardization, Geneva, Switzerland.*
- [36] Haidn, O.J., Greuel, D., Herbertz, A., Ortelt, M. und Hald, H.I (2003): Application of Fiber Reinforced C/C Ceramic Structures in Liquid Rocket Engines. *International Conference, Space'2003.* Moscow-Kaluga, Russia.
- [37] Haidn, O.J. (2007): Advanced Rocket Engines. Air Force Research Laboratory, Office of Scientific Research, European Office of Aerospace Research und Development, S. 6.1–6.40.
- [38] Hald, H., Herbertz, A., Kuhn, M. und Ortelt, M. (2009): Technological Aspects of Transpiration Cooled Composite Structures for Thrust Chamber Applications. *16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference.* Bremen, Germany.
- [39] Hassanizadeh, S.M. und Gray, W.G. (1987): High Velocity Flow in Porous Media. *Transport in Porous Media*, 2 (6), S. 521–531.
- [40] Heidenreich, B. (2003): Herstellung von Faserkeramiken nach dem Flüssigsiliciumverfahren (LSI-Technik). Wiley Online Library, S. 48–75.
- [41] Herbertz, A. und Selzer, M. (2014): Analysis of Coolant Mass Flow Requirements for Transpiration Cooled Ceramic Thrust Chambers. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Science*, 12 (29), S. 31–39.
- [42] Hicks, R.E. (1970): Pressure Drop in Packed Beds of Spheres. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, 9 (3), S. 500–502.
- [43] Hilpert, S. (2010): Inbetriebnahme und Validierung eines Permeabilitätsprüfstandes. Studienarbeit. Institut für Bauweisen und Strukturtechnologie, DLR Stuttgart.
- [44] Huang, Z., Xiong, Y.-B., Liu, Y.-Q., Jiang, P.-X. und Zhu, Y.-H. (2015): Experimental Investigation of Full-Coverage Effusion Cooling Through Perforated Flat Plates. *Applied Thermal Engineering*, 76, S. 76–85.
- [45] Huzel, D.K. und Huang, D.H. (1992): Modern Engineering for Design of Liquid-Propellant Rocket Engines. Progress in Astronautics and Aeronautics. 147. AIAA.
- [46] Innocentini, M.D.M., Pardo, A.R.F. und Pandolfelli, V.C. (2000): Influence of Air Compressibility on the Permeability Evaluation of Refractory Castables. *Journal of the American Ceramic Society*, 83 (6), S. 1536–1538.
- [47] Isaacson, L.K. und Alsaji, S.J. (1969): Temperature Laws for a Turbulent Boundary Layer with Injection and Heat Transfer. *AIAA Journal*, 7 (1), S. 157–159.

- [48] Jiang, P.-X., Yu, L., Sun, J.-G. und Wang, J. (2004): Experimental and Numerical Investigation of Convection Heat Transfer in Transpiration Cooling. *Applied Thermal Engineering*, 24 (8-9), S. 1271–1289.
- [49] Kaplan, H. (2007): Practical Applications of Infrared Thermal Sensing and Imaging Equipment. 75. SPIE press.
- [50] Kaviany, M. (2012): Principles of Heat Transfer in Porous Media. Springer Science & Business Media.
- [51] Kays, W.M., Crawford, M.E. und Weigand, B. (2005): Convective Heat and Mass Transfer. 4. Aufl. McGraw-Hill.
- [52] Krenkel, W. und Berndt, F. (2005): C/C–SiC Composites for Space Applications and Advanced Friction Systems. *Materials Science and Engineering: A*, 412 (1–2), S. 177–181.
- [53] Kuhl, D., Riccius, J. und Haidn, O.J. (2002): Thermomechanical Analysis and Optimization of Cryogenic Liquid Rocket Engines. *Journal of Propulsion and Power*, 18 (4), S. 835–846.
- [54] Kutateladze, S.S. und Leont'ev, A.I. (1963): Film Cooling With a Turbulent Gaseous Boundary Layer. *Thermal Physics at High Temperatures*, 1, S. 281–290.
- [55] Lage, J. (1998): The Fundamental Theory of Flow Through Permeable Media From Darcy to Turbulence. *Transport Phenomena in Porous Media*, 1, S. 1–30.
- [56] Langener, T., von Wolfersdorf, J., Laux, T. und Steelant, J. (2008): Experimental Investigation of Transpiration Cooling with Subsonic and Supersonic Flows at Moderate Temperature Levels. *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Hartford, Connecticut.
- [57] Langener, T., von Wolfersdorf, J., Kuhn, M. und Steelant, J. (2010): Transpiration Cooling with Supersonic Flows and Foreign Gas Injection. *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Nashville, Tennessee.
- [58] Langener, T., von Wolfersdorf, J. und Steelant, J. (2011): Experimental Investigations on Transpiration Cooling for Scramjet Applications Using Different Coolants. *AIAA Journal*, 49 (7), S. 1409–1419.
- [59] Langener, T., von Wolfersdorf, J., Selzer, M. und Hald, H. (2012): Experimental Investigations of Transpiration Cooling Applied to C/C Material. *International Journal of Thermal Sciences*, 54, S. 70–81.
- [60] Langener, T. (2011): A Contribution to Transpiration Cooling for Aerospace Applications Using CMC Walls. Dissertation. Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.

- [61] Lemmon, E.W., Jacobsen, R.T., Penoncello, S.G. und Friend, D.G. (2000): Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen From 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 29 (3), S. 331–385.
- [62] Lemmon, E.W. und Jacobsen, R.T. (2004): Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air. *International Journal of Thermophysics*, 25 (1), S. 21–69.
- [63] Lezuo, M.K. (1998): Wärmetransport in H<sub>2</sub>-transpirativ gekühlten Brennkammerkomponenten. Dissertation. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen.
- [64] Liu, Y.-Q., Jiang, P.-X., Xiong, Y.-B. und Wang, Y.-P. (2013): Experimental and Numerical Investigation of Transpiration Cooling for Sintered Porous Flat Plates. *Applied Thermal Engineering*, 50 (1), S. 997–1007.
- [65] Martiny, M., Schiele, R., Gritsch, M., Schulz, A. und Wittig, S. (1996): In Situ Calibration for Quantitative Infrared Thermography. *Eurotherm Seminar No. 50. QUIRT'96*. Stuttgart, Germany.
- [66] Mayer, B. (2014): Investigation of Pressure Loss and Heat Transfer in a Regular Metallic Porous Structure. Dissertation. Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart.
- [67] McKeon, B.J. und Smits, A.J. (2002): Static Pressure Correction in High Reynolds Number Fully Developed Turbulent Pipe Flow. *Measurement Science and Technology*, 13 (10), S. 1608–1614.
- [68] McKeon, B.J., Li, Jiang, W., Morrison, J.F. und Smits, A.J. (2003): Pitot Probe Corrections in Fully Developed Turbulent Pipe Flow. *Measurement Science and Technology*, 14 (8), S. 1449–1458.
- [69] Mehta, R.D. und Bradshaw, P. (1979): Design Rules for Small Low Speed Wind Tunnels. *The Aeronautical Journal*, 83 (827), S. 443–453.
- [70] Meinert, J. (2000): Haftreibung und Wärmeübergang in einer turbulenten Grenzschicht bei Fremdgasstranspiration. Dissertation. Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung am Institut für Thermodynamik, Technische Universität Dresden.
- [71] Menter, F. (1993): Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows. *24th Fluid Dynamics Conference*. 2906. Orlando, Florida.
- [72] Meola, C. und Carlomagno, G.M. (2004): Recent Advances in the Use of Infrared Thermography. *Measurement Science and Technology*, 15 (9), R27.



- [73] Moffat, J.R. und Kays, W.K. (1968): The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing and Suction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 11 (10), S. 1547–1566.
- [74] *Reusability: The Key to Making Human Life Multi-Planetary*. 11/2016. URL: <http://www.spacex.com/news/2013/03/31/reusability-key-making-human-life-multi-planetary>.
- [75] Nie, X., Evitts, R., Besant, R. und Bolster, J. (2011): A New Technique to Determine Convection Coefficients with Flow Through Particle Beds. *Journal of Heat Transfer*, 133 (4), S. 041601.
- [76] Nield, D.A. und Bejan, A. (2006): *Convection in Porous Media*. 3. Aufl. Springer.
- [77] Otsu, N. (1979): Thresholds Selection Method form Grey-Level Histograms. *IEEE Trans. On Systems, Man and Cybernetics*, 9 (1), S. 62–66.
- [78] Pishchik, V., Lytvynov, L.A. und Dobrovinskaya, E.R. (2009): *Sapphire - Material, Manufacturing, Applications*. Springer Verlag.
- [79] Popp, M. und Schmidt, G. (1996): *Rocket Engine Combustion Chamber Design Concepts for Enhanced Life*. 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. Lake Buena Vista, Florida.
- [80] Preston, J.H. (1954): The Determination of Turbulent Skin Friction by Means of Pitot Tubes. *The Aeronautical Journal*, 58 (518), S. 109–121.
- [81] Prokein, D., Böhrk, H. und von Wolfersdorf, J. (2015): Analysis of Anisotropy Effects for Transpiration Cooled CMC Leading Edges using OpenFOAM. 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Glasgow, Scotland.
- [82] Rechenberg, I. (1963): Messung der turbulenten Wandschubspannung. *Zeitschrift für Flugwissenschaften*, 11, S. 429–438.
- [83] Roach, P.E. (1987): The Generation of Nearly Isotropic Turbulence by Means of Grids. *Internat. Journal of Heat and Fluid Flow*, 8 (2), S. 82–92.
- [84] Roebuck, J.R. (1925): The Joule-Thomson Effect in Air. *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 60 (13), S. 537–596.
- [85] Romanenko, P.N. und Kharchenko, V.N. (1963): The Effect of Transverse Mass Flow on Heat Transfer and Friction Drag in a Turbulent Flow of Compressible Gas Along an Arbitrarily Shaped Surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6 (8), S. 727–738.
- [86] Rubesin, M.W. und Pappas, C.C. (1958): An Analysis of the Turbulent Boundary-Layer Characteristics on a Flat Plate with Distributed Light-Gas Injection. Report 4149. National Advisory Comitee for Aerospace.

- [87] Rubesin, M.W. (1954): An Analytical Estimation of the Effect of Transpiration Cooling on the Heat-Transfer and Skin-Friction Characteristics of a Compressible, Turbulent Boundary Layer. Report 3341. National Advisory Comitee for Aerospace.
- [88] Sargent, S.R., Hedlund, C.R. und Ligrani, P.M. (1998): An Infrared Thermography Imaging System for Convective Heat Transfer Measurements in Complex Flows. *Measurement Science and Technology*, 9 (12), S. 1974–1981.
- [89] Schlichting, H. und Gersten, K. (2006): Grenzschicht-Theorie. 10. Aufl. Springer.
- [90] Serbest, E., Haidn, O.J., Hald, H., Korger, G. und Winkelmann, P. (1999): Effusion Cooling in Rocket Combusters Applying Fiber Reinforced Ceramics. *35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Los Angeles, California.
- [91] Settles, G.S. (2006): Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media. Springer.
- [92] Shampine, L.F. und Reichelt, M.W. (1997): The MATLAB ODE Suite. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 18 (1), S. 1–22.
- [93] Siegel, J., Howell, J.R. und Lohrengel, J. (1988): Wärmeübertragung durch Strahlung. Teil 1, Grundlagen und Materialeigenschaften. Springer-Verlag.
- [94] Simpson, R.L., Moffat, R.J. und Kays, W.M. (1969): The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: Experimental Skin Friction with Variable Injection and Suction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 12 (7), S. 771–789.
- [95] Skeel, R.D. und Berzins, M. (1990): A Method for the Spatial Discretization of Parabolic Equations in One Space Variable. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, 11 (1), S. 1–32.
- [96] Stevenson, T.N. (1963): A Law of the Wall for Turbulent Boundary Layers with Suction or Injection. College of Aeronautics Cranfield.
- [97] Strauss, F., Gaiser, N., Wirth, B., Gernoth, A. und Schlechtriem, S. (2013): Untersuchungen zur Durchströmbarkeit von porösen Medien mit partikelhaltigen Gasen. *62. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt*. Stuttgart, Germany.
- [98] Sutton, G.P. und Biblarz, O. (2001): Rocket Propulsion Elements. 7. Aufl. John Wiley & Sons.
- [99] Vafai, K. und Kim, S.J. (1989): Forced Convection in a Channel Filled with a Porous Medium: An Exact Solution. *Journal of Heat Transfer*, 111 (4).

- [100] Valler, H.W. und Fortini, A. (1979): Performance of a Transpiration-Regenerative Cooled Rocket Thrust Chamber.
- [101] VDI-Wärmeatlas (2006): 10. Aufl. Springer.
- [102] von Wolfersdorf, J. (2005): Effect of Coolant Side Heat Transfer on Transpiration Cooling. *Heat and Mass Transfer*, 41 (4), S. 327–337.
- [103] Wagner, A., Kuhn, M., Schramm, J.M. und Hannemann, K. (2013): Experiments on Passive Hypersonic Boundary Layer Control Using Ultrasonically Absorptive Carbon-Carbon Material with Random Microstructure. *Experiments in Fluids*, 54 (10), S. 1–10.
- [104] Wang, J.H. und Wang, H.N. (2006): A Discussion of Transpiration Cooling Problems Through an Analytical Solution of Local Thermal Nonequilibrium Model. *Journal of Heat Transfer*, 128 (10), S. 1093–1098.
- [105] Weigand, B., Köhler, J. und von Wolfersdorf, J. (2016): Thermodynamik kompakt. 4. Aufl. Springer.
- [106] Weinbaum, S. und Wheeler, H.L. (1949): Heat Transfer in Sweat-Cooled Porous Metals. *Journal of Applied Physics*, 20 (1), S. 113–122.
- [107] Werner, D. (2015): Reusable. *Aerospace America*, 09, S. 38–43.
- [108] Whitaker, S. (1972): Forced Convection Heat Transfer Correlations for Flow in Pipes, Past Flat Plates, Single Cylinders, Single Spheres, and for Flow in Packed Beds and Tube Bundles. *AIChE Journal*, 18 (2), S. 361–371.
- [109] Wilcox, D.C. (2006): Turbulence Modeling for CFD. 3. Aufl. DCW Ind.
- [110] Wuest, W. (1960): Drahtsiebe in der Strömungstechnik. Bericht Nr. 8. Aerodynamische Versuchsanstalt, Göttingen.
- [111] Wuest, W. (1969): Strömungsmess-technik: Lehrbuch für Aerodynamiker, Strömungsmaschinenbauer Lüftungs- und Verfahrenstechniker ab 5. Semester. Vieweg.
- [112] Younis, L.B. und Viskanta, R. (1993): Experimental Determination of the Volumetric Heat Transfer Coefficient Between Stream of Air and Ceramic Foam. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 (6), S. 1425–1434.

### Eigene Arbeiten

- [01e] Dahmen, W., Müller, S., Rom, M., Schweikert, S., Selzer, M. und von Wolfersdorf, J. (2015): Numerical Boundary Layer Investigations of Transpiration-Cooled Turbulent Channel Flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 86, S. 90–100.
- [02e] König, V., Müller, S., Rom, M., Selzer, M., Schweikert, S. und von Wolfersdorf, J. (2018): Numerical and Experimental Investigation of Transpiration Cooling with C/C Characteristic Outflow Distributions. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. Eingereicht.
- [03e] Löhle, S., Schweikert, S. und von Wolfersdorf, J. (2016): Method for Heat Flux Determination of a Transpiration-Cooled Wall from Pressure Data. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 3 (1), S. 1–6.
- [04e] Munk, D., Selzer, M., Böhrk, H., Schweikert, S. und Vio, G. (2018): On the Numerical Modelling of Transpiration-Cooled Turbulent Channel Flow with Comparison to Experimental Data. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, S. 1–23.
- [05e] Schweikert, S., von Wolfersdorf, J., Selzer, M. und Hald, H. (2013): Characterization of Actively Cooled Porous C/C Wall Segments According to Pressure Loss and Internal Temperature Distribution. *7th European Workshop on Thermal Protection and Hot Structures*. Noordwijk, the Netherlands.
- [06e] Schweikert, S., von Wolfersdorf, J., Selzer, M. und Hald, H. (2013): Experimental Investigation on Velocity and Temperature Distributions of Turbulent Cross Flows over Transpiration Cooled C/C Wall Segments. *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*. Munich, Germany.
- [07e] Schweikert, S., von Wolfersdorf, J., Selzer, M. und Hald, H. (2013): Experimental Studies of Velocity and Temperature Characteristics in Turbulent Boundary Layer Distributions over Transpiration Cooled C/C Walls. Jahresbericht. SFB/Transregio 40.
- [08e] Schweikert, S., von Wolfersdorf, J., Selzer, M. und Hald, H. (2015): Transient Temperature Characteristics of Transpiration Cooled Material. Jahresbericht. SFB/Transregio 40.
- [09e] Schweikert, S., Löhle, S., Selzer, M., Böhrk, H. und von Wolfersdorf, J. (2016): Surface Heat Flux Determination of Transpiration Cooled C/C by the Application of Non-integer System Identification. *8th European Workshop on Thermal Protection and Hot Structures*. Noordwijk, the Netherlands.

- [10e] Selzer, M., Hald, H., Schweikert, S. und von Wolfersdorf, J. (2012): Measurements of Surface Exhalation Characteristics of Porous Fibre Reinforced Composites. *4th International Conference on Porous Media*. Potsdam, Germany.
- [11e] Selzer, M., Schweikert, S., von Wolfersdorf, J. und Hald, H. (2012): Transpiration Cooling Models Applied to Rocket Combustion Chambers. Jahresbericht. SFB/Transregio 40.
- [12e] Selzer, M., Schweikert, S., Hald, H. und von Wolfersdorf, J. (2013): Transfer of an Analytical Transpiration Cooling Model to the Cooling Analysis of Rocket Combustion Chambers Made of Ceramic Matrix Composites. *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences*. Munich, Germany.
- [13e] Selzer, M., Schweikert, S., Hald, H. und von Wolfersdorf, J. (2014): Flow Through Characteristics of C/C. Jahresbericht. SFB/Transregio 40.
- [14e] Selzer, M., Schweikert, S., Böhrk, H., Hald, H. und von Wolfersdorf, J. (2016): Comprehensive C/C Sample Characterizations for Transpiration Cooling Applications. Jahresbericht. SFB/Transregio 40.

Die hier gelisteten Arbeiten sind im Rahmen dieser Dissertation entstanden. Beigetragen wurde zu diesen Veröffentlichungen im Rahmen einer Autoren- oder Co-Autorenschaft. Darin enthalten sind ausgewählte Ergebnisse oder Voruntersuchungen zu den beschriebenen Inhalten der vorliegenden Arbeit.

### Studentische Arbeiten

- [01s] Arikan, E. (2013): Erweiterung eines Versuchsstandes und experimentelle Untersuchungen zur Durchfluss-Charakterisierung von porösen Faserkeramiken unter Wärmelasten. Studienarbeit.
- [02s] Barjasic, M. (2015): Inbetriebnahme eines Versuchsstandes zur Untersuchung des zeitlichen thermodynamischen Verhaltens aktiv gekühlter poröser Materialien. Bachelorarbeit.
- [03s] Beck, P. (2016): Untersuchungen zur Nachlaufwirksamkeit der Transpirationskühlung. Diplomarbeit.
- [04s] Borowiak, F. (2016): Charakterisierung eines Hitzdraht-Systems hinsichtlich Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen. Bachelorarbeit.
- [05s] Brunner, R. (2012): Numerische Simulation zur Durchfluss-Charakterisierung von CMC-Materialien unter Wärmelasten. Bachelorarbeit.
- [06s] Gaiser, M. (2013): Einfluss von Realgaseffekten bei der Durchfluss-Charakterisierung poröser Faserkeramiken. Bachelorarbeit.
- [07s] Linder, T. (2014): Numerische Untersuchung von Transpirationskühlungsvorgängen mit Augenmerk auf die Kopplung zwischen Heiß- und Kühlgasströmung. Bachelorarbeit.
- [08s] Potyka, J. (2015): Charakterisierung metallischer Kugelschüttungen hinsichtlich Durchfluss und thermischem Verhalten. Bachelorarbeit.
- [09s] Zoller, N. (2014): Systematische Untersuchung von Modellen zur Beschreibung transpirativ gekühlter Faserkeramiken. Bachelorarbeit.
- [10s] Zoller, N. (2016): Monte-Carlo-Methoden in 3D zur Bestimmung von Sichtfaktoren. Institutsbericht.

Die hier gelisteten studentischen Arbeiten sind im Rahmen dieser Dissertation entstanden. Alle Arbeiten wurden am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt an der Universität Stuttgart betreut.

## Ergänzungen zu Versuchsstände, Messtechnik und Probenmaterial

### A.1 Fotografische Abbildungen und weitere Details

Die hier dargestellten Fotografien dienen zur Veranschaulichung und Ergänzung der in Kap. 3 beschriebenen experimentellen Versuchsaufbauten und des in Kap. 4 vorgestellten porösen Probenmaterials.

#### A.1.1 Drucktankversuch

In Abb. A.1 ist eine Nahaufnahme des Strahlungsschirms, IR-Flächenstrahler sowie der zur Regelung und Messung verwendeten TE am DTV abgebildet. Zusätzlich zu den beiden sichtbaren externen TE ist innerhalb des Strahlers durch den Hersteller ein weiteres TE verbaut. Zur Bestimmung der Kalibrierkurve aus Abb. 3.2 sowie zur Berechnung der Strahlerleistung aus dieser Kurve, wurde ein gewichtetes Mittel aus externem und internem Messwert (90:10) verwendet. Dadurch werden



Abbildung A.1: Thermoelemente zur Leistungsregelung und -messung am DTV

## A Ergänzungen zu Versuchsstände, Messtechnik und Probenmaterial

die vom ext. TE gemessenen Umgebungseinflüsse (Luftzug, Rückstrahlung, etc.) berücksichtigt und der nicht ideale Kontaktwiderstand zwischen ext. TE und Strahleroberfläche durch das int. TE kompensiert.

In Abb. A.2 sind Fotografien zur Leistungsmessung am DTV dargestellt. In Ansicht (A) ist eine Nahaufnahme des Strahlers im Betrieb, eines der ext. TE, der wassergekühlten Strahlungsschirm sowie der obere Teil des Leistungsmesskopfs abgebildet. Ansicht (B) ist eine ähnlich Darstellung ohne Strahlungsschirm und um 90° gedreht. Hier wird der 50 mm große thermische Sensor des Messkopfs (graue Oberfläche) sichtbar. Die zentrale Darstellung in Abb. A.2 bzw. die darin enthaltenen Pfeile vermitteln einen Eindruck zu den Perspektiven der Teilansichten. Die Kühlwasseranschlüsse (blaue und rote Schläuche) des Strahlungsschirms sowie das eingearbeitete Saphirglas sind hier zusätzlich zu erkennen.

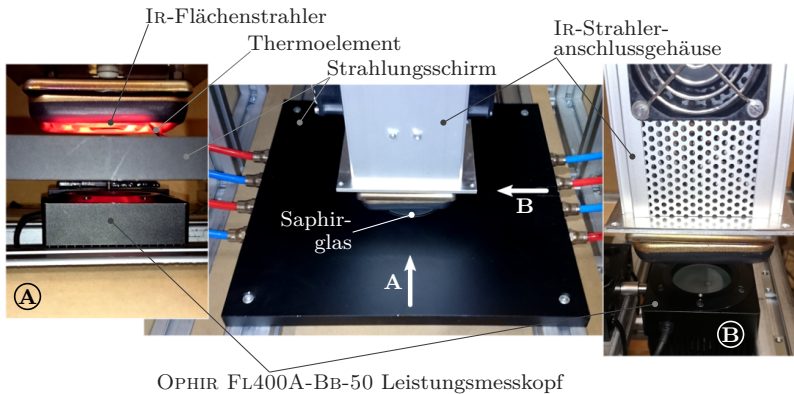


Abbildung A.2: Messanordnung zur Leistungsmessung am DTV: (A) Vorderansicht während einer Messung, (B) Seitenansicht ohne Strahlungsschirm

Zur Kalibrierung der Strahlungsleistung wurde in Kap. 3.1.3 der Ansatz nach Martiny et al. [65] gewählt. Die nachfolgenden Ausführungen sollen verdeutlichen, weshalb eine naheliegende Kalibrierung über das Stefan-Boltzmann-Gesetz leider nicht direkt zum Ziel führt.

Der physikalische Zusammenhang zwischen Strahlungsleistung und Temperatur kann allgemein durch das Planck'sche Strahlungsgesetz

$$M_{\lambda,s} = \frac{2 \pi c_1}{\lambda^5 (e^{c_2/(\lambda T)} - 1)} \quad (\text{A.1})$$



beschrieben werden [93]. Die Strahlungsleistung ist dabei als spektralspezifische Ausstrahlung  $M_{\lambda,s}$  eines Schwarzen Körpers (Index  $s$ ) angegeben. Die Größen  $c_1$  und  $c_2$  entsprechen der ersten und zweiten Planck'sche Strahlungskonstante. Die spezifische Ausstrahlung  $M_{\lambda,s}$  ist neben der Temperatur des Objekts  $T$  auch von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängig. Durch die Integration über das komplette elektromagnetische Spektrum wird Gl. (A.1) unabhängig von der Wellenlänge und resultiert im Stefan-Boltzmann-Gesetz

$$\int_{\lambda=0}^{\infty} M_{\lambda,s} d\lambda = M_s = \sigma T^4. \quad (\text{A.2})$$

Die in Gl. (A.2) neu eingeführte Größe  $\sigma$  beschreibt die Stefan-Boltzmann-Konstante, die den Zusammenhang zwischen Objekttemperatur und spezifischer Ausstrahlung  $M_s$  eines Schwarzen Körpers herstellt [93].

Der eingesetzte Strahler emittiert jedoch lediglich in einem bestimmten Wellenlängenbereich zwischen  $2\ \mu\text{m}$  und  $10\ \mu\text{m}$  [20]. Das Saphirglas beschneidet diesen Bereich auf maximal  $5.5\ \mu\text{m}$  und verringert die Intensität der transmittierten Strahlung noch zusätzlich durch die optischen Eigenschaften des Glases. Dadurch kann am DTV nur ein relativ limitierter Wellenlängenbereich zur Wärmeübertragung durch Strahlung beitragen. Eine bereichsweise Integration des spektralspezifischen Planck'schen Strahlungsgesetzes wird dadurch erforderlich [93].

Neben der problemspezifischen Wellenlängenabhängigkeit weisen die Oberflächen des Strahlers und des thermischen Sensors keine Schwarzkörpereigenschaften auf. Die Flächen müssen als Grauer Strahler mit einem Emissionsgrad  $\epsilon < 1$  beschrieben werden. Somit liegt auch bei der Leistungsmessung bzw. -kalibrierung ein Problem zweier Flächen im gegenseitigen Strahlungsaustausch vor. Um dies physikalisch korrekt wiederzugeben, muss eine Strahlungsbilanz betrachtet werden, die einige nur schwer zu ermittelnde Größen enthält (bspw. Emissions-, Reflektions- und Transmissionsgrade oder Sichtfaktoren zwischen den strahlungsaustauschenden Flächen). Das Aufstellen des direkten physikalischen Zusammenhangs zwischen Oberflächentemperatur und ankommender Strahlungsleistung gestaltet sich somit selbst unter Laborbedingungen als schwierig, weshalb zur Kalibrierung der Ansatz nach Martiny et al. [65] herangezogen wurde.

### A.1.2 Eingesetzte Materialproben

In Abb. A.3 sind Fotos der untersuchten C/C-Proben dargestellt. Das eigentliche C/C-Material befindet sich in der jeweiligen Probenmitte. Eine galvanisch aufgebraute Kupferdichtung (ca. 2 mm starker Kupfer-farbener Ring um das C/C) sorgt für die nötige Abdichtung in lateraler Richtung. Durch Laserschweißen gasdicht verbunden, geht diese Kupferdichtung in den Edelstahlrahmen der Probe

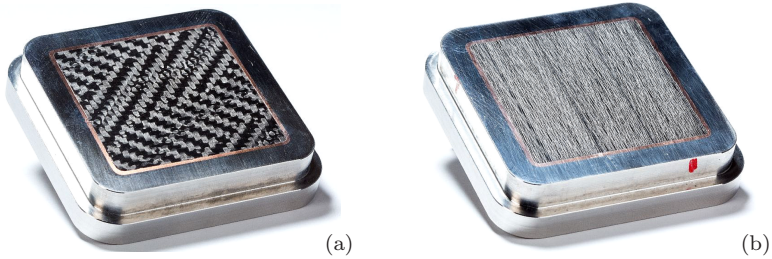


Abbildung A.3: Fotografien der C/C-Proben: (a) *SampleA*; (b) *SampleB*

über. Der Rahmen sorgt für die mechanische Lastaufnahme bzw. -ableitung bei der Integration der C/C-Probe am Versuchsaufbau. Dadurch lasten auf dem C/C-Material lediglich Kräfte, die durch den Druckunterschied bei aktiver Durchströmung hervorgerufen werden.

In Abb. A.4 sind Fotos der untersuchten Sika-B-Proben dargestellt. In Abb. A.4 (a) ist die Sika-B8-Probe integriert am DTV abgebildet. Neben dem keramischen Flächenstrahler im oberen Bildbereich, sind auf der linken Bildhälfte zwei Mantel-TE erkennbar, die im Versuch die Umgebungstemperatur oberhalb der porösen Probe (auf der Heißgasseite) detektieren. Der Strahlungsschirm mit dem eingearbeiteten Saphirglas fehlt auf dem Foto. Dies ermöglicht den freien Blick auf die Heißgasseite der Sika-B8-Probe und die Deckplatte des DTV (siehe Kap. 3.1.1).

Das laterale Dichtungskonzept über galvanisch aufgebrachte Kupferdichtungen, wurde auch bei den Sika-B-Proben eingesetzt. In Abb. A.4 (b) ist die metallische Dichtung gut erkennbar. Die Technik auftretenden mechanischen Lasten über einen Edelstahlrahmen abzufangen, stand zum Zeitpunkt der Untersuchungen

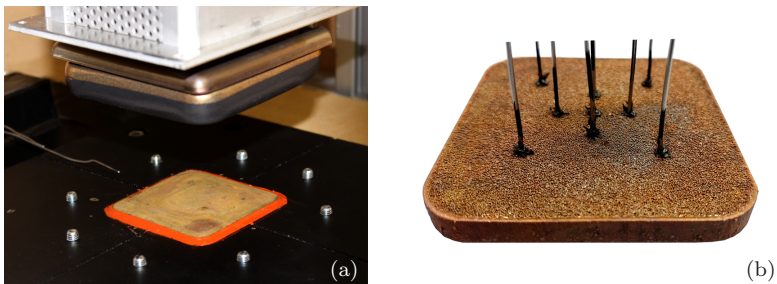


Abbildung A.4: Fotografien der Sika-B-Proben: (a) Sika-B8 eingebaut am DTV; (b) Rückansicht Sika-B80 mit den intern verbauten TE

an den Kugelschüttungen noch nicht zur Verfügung. Um die Kupferdichtungen mechanisch zu unterstützen und die laterale Dichtigkeit zu garantieren, wurden die Sika-B-Proben deshalb mit LOCTITE 5399 an der Deckplatte des DTV verklebt. In Abb. A.4 (b) ist die Kühlgasseite der Sika-B80-Probe abgebildet. Gut zu erkennen sind die TE zur Messung des internen Temperaturverlaufs. Das Bohrmuster entspricht den Angaben in Abb. 4.3.

## A.2 Messtechnik

### A.2.1 Sondenmesstechnik

Abbildung A.5 zeigt die zur Messung der Heißgasprofile eingesetzte Kombisonde (siehe Kap. 3.2.4). Die Fotografie ist im eingebauten Zustand am HGK aufgenommen. Die beiden Seitenwände aus Quarzglas (siehe Abb. 3.6) wurden dazu entfernt und ein Millimeterpapier im eigentlichen Heißgaspfad fixiert. Neben der räumlichen Dimension wird dadurch auch die vertikale Krümmung der Sonden ersichtlich. Diese ist nötig, um sicherzustellen, dass die Sondenköpfe in der 'Null-Position' bei  $y = 0$  mm definitiv in Kontakt mit dem Kanalboden (C/C-Probe oder TECAPEEK) stehen.

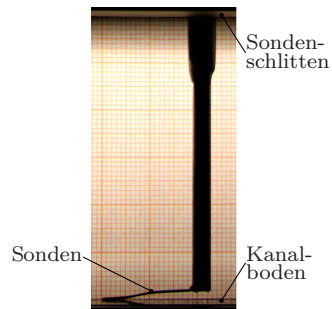


Abbildung A.5: Kombisonde

Nebenstehende Skizze veranschaulicht das Vorgehen bei der Aufbereitung der Profilmessdaten. Durch die, mit der vertikalen Krümmung erzeugten, Vorspannung der beiden Messköpfe der Kombisonde, kann deren positionsgleiches Ablösen vom Kanalboden nicht gewährleistet werden. Dies kann zu einem Versatz der Messpunkte in  $y$ -Richtung führen. Um

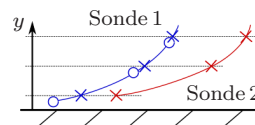


Abbildung A.6: Profilmessdaten-aufbearbeitung

Messwerte beider Sonden im selben Abstand von der Wand zu generieren, werden in einem ersten Bearbeitungsschritt die Daten der initial ablösenden Sonde (Sonde 1 in Abb. A.6) auf die Messhöhe der späteren Sonde (Sonde 2) interpoliert. Erst im Anschluss daran kann das in Kap. 3.2.4 beschriebene iterative Vorgehen zur Bestimmung der Geschwindigkeit und der statischen Temperatur durchgeführt werden. Ist die Geschwindigkeit bestimmt, erfolgt die Korrektur der Messhöhe nach den Gln. (3.6) bis (3.9). Diese sind bei den durchgeführten

Untersuchungen relativ klein und liegen annähernd in derselben Größenordnung wie die Verfahrengenauigkeit des Lineartisches. Die angewendeten Sondenkorrekturen sind allerdings gradientenbasiert und ergeben sich daher innerhalb der Gs nicht gleichförmig. Trotz minimaler Änderung der Messhöhe beeinflusst dies die wandnahen Gradienten damit durchaus merklich.

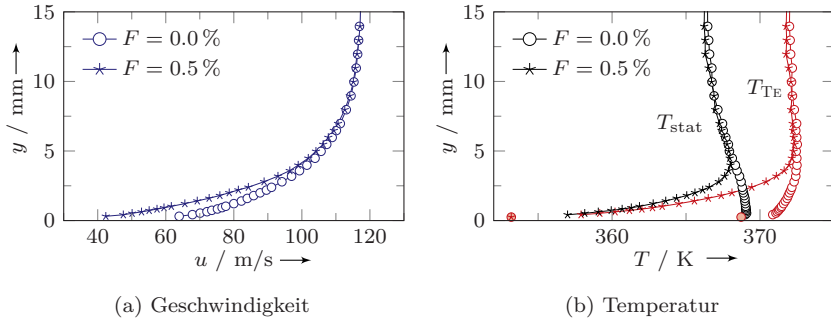


Abbildung A.7: Strömungsprofile bei  $Re_{250k}/T_{100C}/x = 50 \text{ mm}$ : (○) gem. Geschwindigkeit; (★) gem. Temperatur; (○) stat. Temperatur

In Abb. A.7 sind die Profile der berechneten Geschwindigkeit  $u$ , gemessenen Temperatur  $T_{\text{TE}}$  und der ebenfalls berechneten statischen Temperatur  $T_{\text{stat}}$  exemplarisch dargestellt. Die Bestimmung von  $u$  und  $T_{\text{stat}}$  erfolgt iterativ durch die Gln. (3.4) und (3.5). Beim Fall ohne Kühlung (○) wird der charakteristische Verlauf von  $T_{\text{stat}}$  in Abb. A.7 (b) gut erkennbar. Die hohen Geschwindigkeiten außerhalb der Gs führen im dargestellten Fall zu einer Differenz von  $\approx 5 \text{ K}$  zwischen  $T_{\text{stat}}$  und  $T_{\text{TE}}$ . Nähert man sich dem Kanalboden ( $y \rightarrow 0 \text{ mm}$ ), wird  $u$  sukzessive geringer und enthält damit weniger Energie. Trotz Temperaturprofil ( $T_{\text{TE}}(y)$ ) spiegelt sich dies in zur Wand hin steigenden  $T_{\text{stat}}$  wider. Beim Fall mit Kühlung (★) tritt dieser Effekt ebenfalls auf. Aufgrund des hier ausgeprägteren gemessenen Temperaturprofils wird er jedoch nicht ganz so deutlich.

Neben der Interpolation der beiden Sonden auf eine gemeinsame Abstandsbasis, muss bei der Temperaturmessung zusätzlich sichergestellt sein, dass das TE (Sonde der Temperaturmessung) nicht in Kontakt mit der Wand steht. Würde dies nicht berücksichtigt, tritt ein Wärmetransport zwischen TE und Kanalboden auf und die Messwerte würden verfälscht. Um dem Rechnung zu tragen, werden die Temperaturprofile erst ab dem zweiten Messwert dargestellt und ausgewertet. Dadurch wird sichergestellt, dass mit der Temperatursonde ausschließlich die Gastemperatur gemessen wird. In Abb. A.7 sind die jeweilig ersten Messwerte als gefüllte Symbole zusätzlich eingezeichnet. Diese repräsentieren unter Umständen

eine Mischung aus Wand- und Strömungstemperatur und sind somit im Bezug auf ihre jeweilige  $y$ -Position nicht eindeutig auszuwerten.

Eine fotografische Aufnahme des in Kap. 3.2.5 beschriebene Sondenrechen zur Überprüfung der Symmetrie der Heißgasströmung im HGK ist in Abb. A.8 dargestellt. Die fünf einzelnen Sensoren (3 x Pitot, 2 x TE) werden über einen gemeinsamen Sondenschaft gasdicht aus dem Kanal geführt. Weitere Details zu dieser Eigenbausonde sind bspw. in [06e] beschrieben. Der Sondenrechen nimmt relativ viel Platz des durchströmten HG-Querschnitts ein, was potentiell zu einer Messverfälschung führen kann. Daher wurde dieser lediglich zur Untersuchung der Strömungssymmetrie eingesetzt.

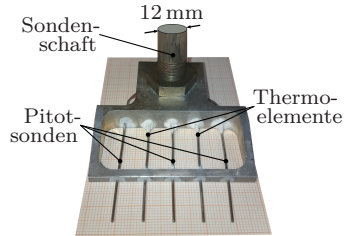


Abbildung A.8: Sondenrechen

### A.2.2 Infrarot-Thermografie

In Abb. A.9 sind die einzelnen Bearbeitungsschritte der IRT-Messdaten bis zur *in situ* kalibrierten Temperaturverteilung illustriert.

Abbildung A.9 (a) zeigt exemplarisch eine unbearbeitete IRT-Aufnahme in Falschfarben (Mittelung aus 30 Einzelaufnahmen). Die jeweiligen Farbschattierungen entsprechen den Messwerten der IR-Kamera ( $IRT_{\text{Sig}}$ ) mit der Einheit *digital level* (DL). Dieses synthetische Datenformat (DL) entspricht dem Ladungszustand des Sensors der IR-Kamera und damit der Strahlungsintensitätsverteilung des beobachteten Objekts. Im Nachlauf der Probe sind vier Oberflächen-TE als dunklere Punkte zu erkennen. Ebenfalls wahrnehmbar sind im vorderen Bereich des TECAPEEK-Rahmend geradlinige Reflexionen in  $x$ -Richtung.

In Abb. A.9 (b) ist ein IRT-Bild der geometrischen Kalibrierschablone abgebildet. Die Schablone ist ein, auf die Abmessungen der beobachteten Fläche angepasstes Papier, auf dem ein Schachbrettmuster aufgedruckt ist. Die Emissivitätsunterschiede des schwarz/weiß-Drucks reichen aus, um das äquidistante Muster auch per IRT-Messung abzubilden<sup>1</sup>. Basierend auf diesen geometrischen Informationen kann über das Bildbearbeitungsmodul *Vision Development Module* von NATIONAL INSTRUMENTS die Verzerrung ermittelt und herausgerechnet werden (Rektifizierung). Basierend auf der Größe der Quadrate der Schablone erfolgt hier parallel die Umrechnung der Pixelwerte in Längeneinheiten.

<sup>1</sup>Auch die beiden gelb-eingefärbten Quadrate in Abb. A.9 (b) sind gleich groß (10 mm × 10 mm)

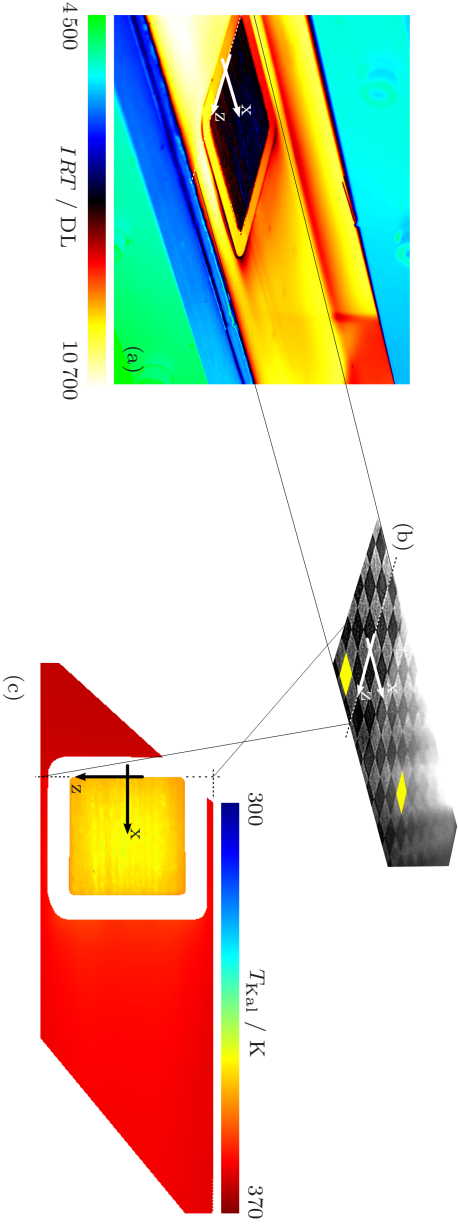


Abbildung A.9: Bearbeitungsschritte der IrR-Daten (Rel150k/T100C,  $F = 0.25\%$ ): (a) unbearbeitete IrR-Aufnahme, (b) geometrische Kalibrierschablone, (c) rektifizierte und *in situ* kalibrierte Temperaturverteilung

Eine nach dem beschriebenen Vorgehen rektifizierte und nach der in Kap. 3.2.4 eingeführten Methode *in situ* kalibrierte IRT-Aufnahme ist in Abb. A.9 (c) exemplarisch anhand des Falls Re150k/T100C und  $F = 0.25\%$  dargestellt.

### A.2.3 Bearbeitete Schlierenbilder

Während der Experimente hat sich gezeigt, dass die Erwärmung des HGK zu natürlicher Konvektion auf der Außenseite der Messstrecke führt. Diese Gegebenheit hat zur Folge, dass die Schlierenbilder von Dichtegradienten außerhalb des Kanals überlagert werden. Eine aussagekräftige Interpretation der Einzel- bzw. Momentanaufnahmen der transpirationsgekühlten Gs ist daher leider nicht möglich. Um dennoch die Daten dieses optischen Messverfahrens zu nutzen, werden mehrere Einzelaufnahmen gemittelt und als Differenzbild zum Referenzfall ohne Kühlung ausgewertet. Etwaige Störeinflüsse wie bspw. die Schlierenbildung an der Kanalaußenseite werden dadurch minimiert. Zur weiteren Analyse stehen damit gemittelte Schlierendaten der gekühlten Gs zur Verfügung. Die einzelnen Bearbeitungsschritte sind in nachfolgender Auflistung und in Abb. A.10 beschrieben.

- (A) Konvertierung der farbige Aufnahmen in Graustufenbilder und anschließende Mittlung der 30 Einzelbilder
- (B) Ermittlung eines Maßstabs aus Referenzkörper mit bekannten Abmessungen ( $px \rightarrow mm$  mit  $l = 50.44 mm$  und  $h = 20.02 mm$ )
- (C) Differenzbild aus Messaufnahmen und Referenzbild ohne Kühlung
- (D) Einführung des Maßstabs zur Konvertierung der bearbeiteten Aufnahmen von Pixel- zu Millimeter-Werten
- (E) Beschneidung der Bilder auf den interessanten Bereich und Kartierung auf das eingeführte Kos
- (F) Anwendung der Graustufen-Auswertung nach Otsu [77] zur algorithmenbasierten Erkennung des aktiv gekühlten Bereichs

Die Binärdarstellung der Schlierenbilder zeigt die Grenzen der automatischen Schwellwerterkennung auf. Direkt über der Probe ( $0 mm < x < 50 mm$ ) erfährt die Gs die intensivste Kühlung. In der Folge treten hier große Dichtegradienten auf, die das Licht im Schlierenaufbau entsprechend ablenken. Das abgelenkte Licht wird von der Schlierenkante aufgefangen und fehlt in der eigentlichen Aufnahme. Diese Bereiche finden sich in den Schlierenbildern als dunklere Graustufen wieder. Das Verfahren nach Otsu [77] wertet die Intensitäten der Graustufen aus und liefert einen Schwellwert, der Bildinformation und Rauschen trennt. Basierend auf diesem Schwellwert ist die Binärdarstellung in Abb. A.10 abgeleitet. Durch den

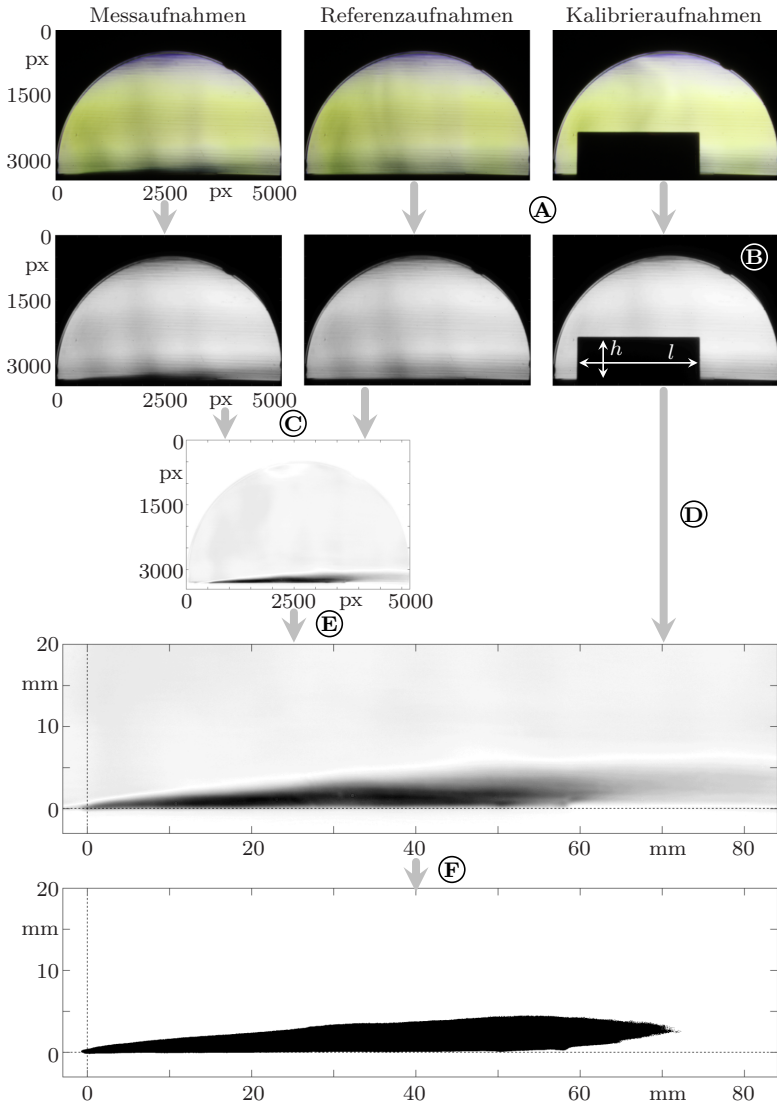


Abbildung A.10: Aufbereitung der Schlierenbilder exemplarisch gezeigt für *Sample*B180 bei  $F = 1.0\%$  und  $Re_{250K}/T100C$



direkten Vergleich mit dem zugehörigen Schlierenbild lässt sich erkennen, dass Otsu's Algorithmus den gekühlten Bereich direkt über der Probe gut wiedergibt aber im Nachlauf keine klare Trennung zwischen Information und Rauschen vornehmen kann. Die Bildauswertung  $x > 50$  mm, im Bereich kleinerer Temperatur- und damit Dichtegradienten, muss somit in einer separaten Betrachtung erfolgen.

### A.3 Materialspezifische Eigenschaften

Nachfolgend werden die nötigen mathematischen Schritte aufgezeigt, um auf die in Kap.4.2 verwendete Zielfunktion bei der regressionsbasierten Bestimmung der Permeabilitätskoeffizienten zu schließen.

#### A.3.1 Zielfunktion zur Bestimmung der Permeabilitäten

Nach Nield und Bejan [76] kann die allg. Darcy-Forchheimer-Gleichung durch

$$\frac{\partial p(y,t)}{\partial y} = - \left( \frac{\mu(y,t) v(y,t)}{K_D} + \frac{\rho(y,t) v(y,t)^2}{K_F} \right) \quad (\text{A.3})$$

ausgedrückt werden. Bei isothermer und stationärer Betrachtung wird die DGL in Gl. (A.3) gewöhnlich<sup>2</sup>. Die Grundformulierung kann somit durch

$$\frac{dp(y)}{dy} = - \left( \frac{\mu v(y)}{K_D} + \frac{\rho(y) v(y)^2}{K_F} \right) \quad (\text{A.4})$$

ausgedrückt werden. Wird  $\rho(y)$  sowie  $v(y)$  durch

$$\rho(y) = \frac{p(y)}{RT} \quad \text{und} \quad v(y) = \frac{\dot{m}}{\rho(y) A} = \frac{\dot{m} RT}{p(y) A} \quad (\text{A.5})$$

der Zustands- und Kontinuitätsgleichung substituiert, resultiert daraus

$$\frac{dp(y)}{dy} = - \left( \frac{\mu \dot{m} RT}{p(y) A K_D} + \frac{\dot{m}^2 RT}{p(y) A^2 K_F} \right) \quad (\text{A.6})$$

bzw. integriert über die Dicke der Probe in den Grenzen  $y = 0$  bis  $y = L$

$$\frac{(p_{\text{amb}}^2 - p_c^2)}{2} = -L \left( \frac{\mu \dot{m} RT}{A K_D} + \frac{\dot{m}^2 RT}{A^2 K_F} \right). \quad (\text{A.7})$$

---

<sup>2</sup>Für ein ideales Gas ist  $\mu$  druckunabhängig und bei isothermen Bedingungen damit konstant.

## A Ergänzungen zu Versuchsstände, Messtechnik und Probenmaterial

Nachfolgend wird nun rücksubstituiert und dazu die Bedingungen des Kühlgasplenums verwendet ( $v_c = \dot{m}_c R T_c / (p_c A)$  mit  $T_c = T = \text{konst.}$ ). Daraus ergibt sich

$$\frac{p_c^2 - p_{\text{amb}}^2}{2 p_c L} = \frac{\mu_c v_c}{K_D} + \frac{\rho_c v_c^2}{K_F}, \quad (\text{A.8})$$

eine Formulierung wie sie u.a. Innocentini et al. [46] vorschlagen und in dieser Arbeit als Zielfunktion zur Bestimmung von  $K_D$  und  $K_F$  verwendet wurde.

### A.3.2 Realgasverhalten der C/C-Proben

Die hier gegebenen zusätzlichen Informationen beziehen sich auf das in Kap. 4.3 beschriebene Realgasverhalten. Abbildung A.11 zeigt dazu einen Vergleich der JTE-induzieren internen Temperaturverläufe beider untersuchter C/C-Proben ohne Wärmelast.

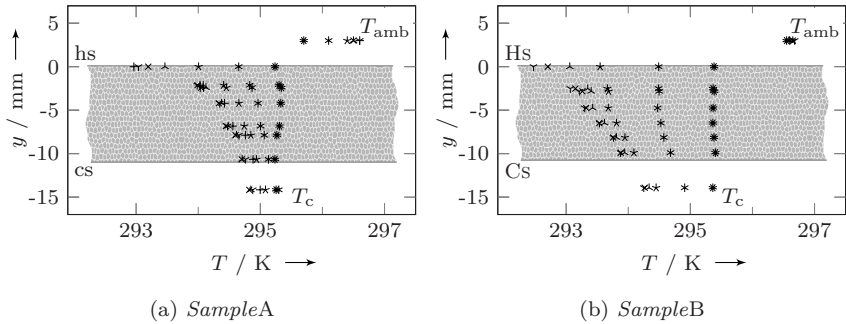


Abbildung A.11: Durch JTE induzierter interner Temperaturverlauf bei C/C

Einen merklichen Einfluss kann der JTE beim Vergleich der beiden Arten der Permeabilitätsbestimmung, wie er in Kap. 4.2 für die Kugelschüttungen angestellt wurde, haben. Hier ergaben sich relativ große Unterschiede in  $K_D$  und  $K_F$  für die dichtere Sika-B8-Kugelschüttung. Bei den zugrundeliegenden Messreihen wurden am Sika-B8-Material Druckverluste von bis zu 4.378 bar gemessen. Werte in einem Bereich, in dem nach Abb. 4.4 (b) ein merkliches Realgasverhalten zu erwarten ist. Die nach Ergun [21] durch Gl. (4.4) ermittelten Permeabilitätskoeffizienten bilden diesen Effekt jedoch nicht ab. Ein Umstand, der eine weitere Ursache für die Abweichungen bei den ermittelten Permeabilitäten am Sika-B8-Material darstellt. Bei der Sika-B80-Probe ergibt sich  $\Delta p_{\text{max}}$  zu lediglich 0.124 bar. Damit ist hier kein ausgeprägter JTE zu erwarten.



$\dot{Q}_{\text{Str,net}}$  Die auf der beheizten Seite anliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{\text{Str}}$  ist aus der Leistungsmessung des keramischen Flächenstrahlers bekannt (s. Kap. 3.1.3). Unter Berücksichtigung des jeweiligen Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  und der beheizten Fläche  $A$  der Probe wird dieser in den eingetragenen Wärmestrom

$$\dot{Q}_{\text{Str,net}} = \alpha A \dot{q}_{\text{Str}} \quad (\text{B.2})$$

umgerechnet.

$\dot{Q}_{\text{int}}$  Der vom Kühlmedium intern durch Konvektion aufgenommene Wärmestrom ergibt sich aus der Beziehung

$$\dot{Q}_{\text{int}} = \rho_f c_{p,f} v A (T_{f,hs} - T_{f,cs}). \quad (\text{B.3})$$

$\dot{Q}_s$  Im instationären Fall tritt eine Änderung der sensiblen Wärme auf. Der zugehörige Wärmestrom  $\dot{Q}_s$  wird über die zeitliche Lösung durch

$$\dot{Q}_s = (1 - \epsilon) \rho_s c_{p,s} A \sum_{i=1}^n (T_{s,i,j+1} - T_{s,i,j}) \frac{\Delta L_i}{\Delta t_j} \quad (\text{B.4})$$

aus der Finite-Elemente Approximation berechnet. Die räumliche Diskretisierung ist darin durch  $i = 1, 2, \dots, n$  einzelne Gitterpunkte im Abstand  $\Delta L_i$  und die zeitliche Auflösung durch  $j = 1, 2, \dots, m$  Unterteilungen mit einer jeweiligen Zeitspanne  $\Delta t_j$  enthalten.

$\dot{Q}_{\text{JTE}}$  Durch die Drosselung des Kühlgases an der porösen Probe ( $\Delta p = p_c - p_{\text{amb}}$ ) tritt der JTE auf (s. Kap. 4.3). Der resultierende Wärmestrom wird über

$$\dot{Q}_{\text{JTE}} = v_c A (\beta T_c - 1) \Delta p \quad (\text{B.5})$$

formuliert und mithilfe des isobaren Ausdehnungskoeffizienten  $\beta$  bestimmt<sup>1</sup>.

$\dot{Q}_{\text{rad}}$  Weitere Strahlungswärmeströme ergeben sich durch den Temperaturunterschied zwischen Probe und Umgebung. Basierend auf dem Stefan-Boltzmann-Gesetz in Gl. (A.2), wird der auftretende Strahlungsaustausch durch

$$\dot{Q}_{\text{rad}} = \frac{\sigma A}{1/\alpha_{\text{amb}} + 1/\alpha_s - 1} (T_s^4 - T_{\text{amb}}^4) \quad (\text{B.6})$$

---

<sup>1</sup>Der isobare Ausdehnungskoeffizient wird in der Berechnung direkt aus *CoolProp* ausgelesen bzw. durch die Zustandsgleichungen nach Lemmon et al. [61] ermittelt.

quantifiziert. Der Index  $s$  bezieht sich auf den Solidanteil der porösen Probe, welcher als Emitter und Empfänger der Wärmestrahlung betrachtet wird.

$\dot{Q}_{nc}$  Findet keine aktive Kühlung am DTV statt, können Wärmeströme infolge natürlicher Konvektion  $\dot{Q}_{nc}$  auftreten. Anhand der Voruntersuchungen in Kap. 3.1.3 kann dieser Term vernachlässigt werden. Die in Abb. B.1 eingezeichneten und in Gl. (B.1) berücksichtigten  $\dot{Q}_{nc}$  sind dort der Vollständigkeit halber aufgeführt und werden in der Folge nicht weiter betrachtet.

$\dot{Q}_{plen}$  An der Kontaktfläche zwischen Probenkörper  $A_{plen}$  und Plenum wird Wärme in das nicht beheizte Plenum abgeleitet. Die thermisch isolierenden Eigenschaften der an dieser Position eingebauten Flachdichtung dämpfen diesen Wärmestrom, können ihn jedoch nicht vollständig unterbinden. Um die über diesen Pfad transportierte Wärme zu quantifizieren, wurden deshalb TE in einem definierten Abstand  $\Delta y = 5$  mm am Plenum installiert (siehe Abb. B.1). Nach dem Fourier'schen Wärmeleitungsansatz kann der, durch die Instrumentierung gemessene, Temperaturgradient in den Wärmestrom

$$\dot{Q}_{plen} = k_{plen} A_{plen} \left. \frac{\Delta T}{\Delta y} \right|_{plen} \quad (\text{B.7})$$

umgerechnet werden. Die Wärmeleitfähigkeit des Edelstahlplenums (1.4301) wird im untersuchten Temperaturbereich ( $< 150$  °C) als konstant betrachtet und mit  $k_{plen} = 16$  W/mK abgeschätzt [101].

$\dot{Q}_{lat}$  Der letzte, für das Problem als relevant angesetzte, Wärmestrom beschreibt den Energieaustausch zwischen der porösen Probe und der Deckplatte. Die räumliche Einbausituation am DTV erlaubt an dieser Position keine TE Instrumentierung zur Anwendung des Wärmeleitungsansatzes wie bei  $\dot{Q}_{plen}$ . Zur Bestimmung dieses, zu den Seiten gerichteten, Wärmestroms wird daher ein thermischer Widerstand  $R_{th}$  eingeführt. Die durch TE gemessene Temperaturdifferenz  $\Delta T_{lat}$  wird durch

$$\dot{Q}_{lat} = R_{th} A_{lat} \Delta T_{lat} \quad (\text{B.8})$$

in einen Wärmestrom umgerechnet. Die dem Energietransport zur Verfügung stehende Fläche ist darin mit  $A_{lat}$ , der Kontaktfläche zwischen poröser Probe und Deckplatte, enthalten. Sowohl  $\dot{Q}_{lat}$  als auch  $R_{th}$  sind unbekannte Größen des Systems. Vergleichbar zum verwendeten Ansatz in Langener et al. [57], wird der zu den Seiten gerichtete Wärmestrom als letzter verbleibender und noch

unbestimmter Energieterm im System interpretiert. Dieser kann somit zur Schließung der Energiebilanz nach Gl. (B.1) verwendet werden ( $\Sigma \dot{Q} = 0 \rightarrow \dot{Q}_{\text{lat}}$ ). Der laterale Wärmestrom ist in der Folge bekannt und der thermische Widerstand kann bestimmt werden.

Für das Fluid relevant wird in dieser Untersuchung lediglich die durch den  $J_{\text{TE}}$  aufgenommene Wärme angesehen. Alle übrigen Sekundärwärmeströme werden in ihrer Wirkung dem Solid zugeordnet. Die beiden verwendeten Quell- bzw. Senkenterme ergeben sich dadurch zu

$$\dot{Q}_{\text{loss,f}} = \dot{Q}_{\text{JTE}} \quad \text{und} \quad \dot{Q}_{\text{loss,s}} = \dot{Q}_{\text{rad}} + \dot{Q}_{\text{plen}} + \dot{Q}_{\text{lat}}. \quad (\text{B.9})$$

Die in Abb. B.1 (b) eingezeichnete Thermoelementinstrumentierung  $\text{TE}_{\text{plen}}$  und  $\text{TE}_{\text{lat}}$  ist im verwendeten Versuchsaufbau ein zweites Mal um  $90^\circ$  versetzt vorhanden. Eine mögliche Anisotropie des porösen Versuchsträgers kann dadurch berücksichtigt werden. Die Richtungen der in Abb. B.1 (b) eingezeichneten Wärmeströme können je nach treibender Temperaturdifferenz auch in umgekehrter Richtung auftreten. Ein dadurch eventuell auftretender Vorzeichenwechsel wird durch die jeweilige Berechnungsgrundlage der Wärmeströme berücksichtigt.

### B.1.2 Stationäres Wärmeaustauschproblem

Der in Kap. 5.1.1 diskutierte interne Energieaustausch kann für das stationäre Wärmeaustauschproblem unter Berücksichtigung zusätzlicher Verlustwärmeströme  $\dot{Q}_{\text{loss}}$  und unter Vernachlässigung der Wärmeleitung beim Fluid durch

$$\rho_f c_{p,f} v \frac{dT_f}{dy} = h_v (T_s - T_f) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss,f}}}{AL} \quad (\text{B.10})$$

für das Fluid sowie

$$0 = k_{\text{eff}} \frac{d^2 T_s}{dy^2} + h_v (T_f - T_s) + \frac{\dot{Q}_{\text{loss,s}}}{AL} \quad (\text{B.11})$$

für das Solid formuliert werden. Werden die zusammenfassenden Terme

$$\Phi_1 = \frac{h_v}{\rho_f c_{p,f} v}, \quad \Phi_2 = \frac{\dot{Q}_{\text{loss,f}}}{\rho_f c_{p,f} v AL}, \quad \Phi_3 = \frac{h_v}{k_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \Phi_4 = \frac{\dot{Q}_{\text{loss,s}}}{k_{\text{eff}} AL} \quad (\text{B.12})$$

eingeführt, können Gln. (B.10) und (B.11) durch

$$0 = \frac{dT_f}{dy} + \Phi_1 (T_f - T_s) - \Phi_2 \quad (\text{B.13})$$

und

$$0 = \frac{d^2 T_s}{dy^2} + \Phi_3 (T_f - T_s) + \Phi_4 \quad (\text{B.14})$$

beschrieben werden. Durch Einsetzen von Gl. (B.14) sowie deren Ableitung in Gl. (B.13) kann die folgende charakteristische Gleichung

$$0 = \frac{d^3 T_s}{dy^3} + \Phi_1 \frac{d^2 T_s}{dy^2} - \Phi_3 \frac{dT_s}{dy} + \Phi_1 \Phi_4 + \Phi_2 \Phi_3 \quad (\text{B.15})$$

formuliert werden (siehe dazu auch [102, 106]). Die Berücksichtigung der Verlustwärmeströme, enthalten in  $\Phi_2$  und  $\Phi_4$ , erzeugt einen Partikulärteil in den Energiegleichungen. Durch die Lösung der charakteristischen Gleichung ergibt sich der homogene Anteil der Gesamtlösung des Solids zu

$$T_{s,h} = C_1 e^{\lambda_1 y} + C_2 e^{\lambda_2 y} + C_3. \quad (\text{B.16})$$

Die Nullstellen der charakteristischen Gleichung<sup>2</sup> sind darin mit

$$\lambda_{1,2} = \frac{-\Phi_1}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{-\Phi_1}{2}\right)^2 + \Phi_3} \quad \text{und} \quad \lambda_3 = 0 \quad (\text{B.17})$$

enthalten. Mittels einer Störfunktion lässt sich die partikuläre Lösung zu

$$T_{s,p} = \left(\frac{\Phi_1 \Phi_4}{\Phi_3} + \Phi_2\right) y \quad (\text{B.18})$$

ermitteln. Durch Differenzieren und Einsetzen der Solidlösungen ( $T_s = T_{s,h} + T_{s,p}$ ) in Gl. (B.14) ergeben sich schließlich

$$T_f = \left(1 - \frac{\lambda_1^2}{\Phi_3}\right) C_1 e^{\lambda_1 y} + \left(1 - \frac{\lambda_2^2}{\Phi_3}\right) C_2 e^{\lambda_2 y} + \left(\frac{\Phi_1 \Phi_4}{\Phi_3} + \Phi_2\right) y + C_3 - \frac{\Phi_4}{\Phi_3} \quad (\text{B.19})$$

und

$$T_s = C_1 e^{\lambda_1 y} + C_2 e^{\lambda_2 y} + \left(\frac{\Phi_1 \Phi_4}{\Phi_3} + \Phi_2\right) y + C_3 \quad (\text{B.20})$$

als allgemeine Lösungen der Fluid- und Solidtemperatur.

---

<sup>2</sup>Charakteristische Gleichung:  $0 = \lambda^3 + \Phi_1 \lambda^2 - \Phi_3 \lambda = \lambda (\lambda^2 + \Phi_1 \lambda - \Phi_3)$

### B.1.3 Stationäre Temperaturverläufe

In Abb. B.2 sind die Temperaturverläufe in der Sika-B80-Probe für die stationären Zustände zu Beginn ( $\leq 0$  s) und am Ende der Untersuchung ( $\approx 15$  min)<sup>3</sup> bei unterschiedlichen Kühlgasmassenströmen dargestellt. Durch das eingeführte KOS wird die dem IR-Strahler zugewandte Seite Hs mit  $y/L = 0$  und die gekühlte Seite im Kühlgasplenium Cs mit  $y/L = -1$  beschrieben. Die eingezeichneten Symbole entsprechen den Messdaten der probenintern verbauten TE. Jeweils ein Symboltyp korrespondiert zum gleichen betrachteten  $\dot{m}_c$ . Bei den kalten Zuständen in Abb. B.2 (a) werden annähernd konstante Temperaturen über die Probendicke ( $y/L$ ) gemessen. Die wärmere Umgebung ( $T_{\text{amb}} > T_c$ ) prägt der porösen Probe einen leichten Temperaturgradienten auf. Beim höchsten betrachteten Massenstrom ( $\dot{m}_c = 10$  g/s ( $\blacktriangle$ )) sorgt der JTE im Vergleich zu  $T_c$  für marginal niedrigere Temperaturen innerhalb der Probe. Der beheizte Fall gegen Ende der Untersuchung ist in Abb. B.2 (b) dargestellt. Hier wurde die Sika-B80-Probe einer jeweils konstanten und gleich hohen Strahlungswärmelast ( $\dot{q}_{\text{str}} \approx 20$  kW/m<sup>2</sup>) ausgesetzt. Mit zunehmendem  $\dot{m}_c$  wird mehr Wärme durch Konvektion aus der Probe abtransportiert. Dieser grundlegende Kühlmechanismus spiegelt sich in sinkenden gemessenen Temperaturen bei steigendem Kühlgasmassenstrom wider.

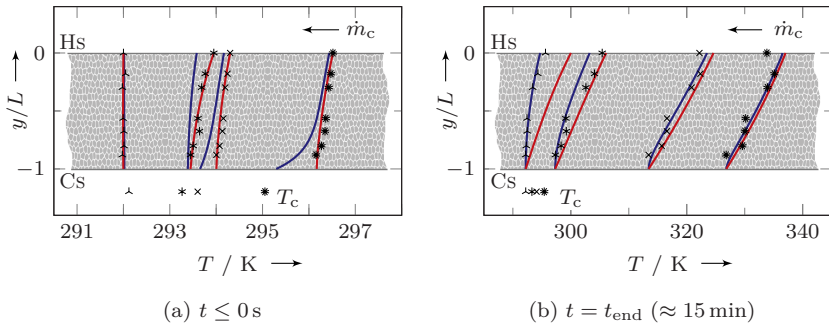


Abbildung B.2: Stationäre Temperaturverläufe an Sika-B80-Probe;  
 $h_v = 50$  kW/m<sup>3</sup>K;  $\dot{m}_c$ : ( $\ast$ ) 0.5 g/s, ( $\times$ ) 1 g/s, ( $\ast$ ) 3 g/s, ( $\blacktriangle$ ) 10 g/s;  
 (Symbole) TE-Messwerte; ( $\rightarrow$ )  $T_f$ , Fluid-; ( $\rightarrow$ )  $T_s$ , Solidtemperatur

Die berechneten Verläufe der Fluid- und Solidtemperaturen sind in Abb. B.2 durch Linien eingezeichnet. Die Berechnungsgrundlage des kalten Ausgangsfalls bildet die analytische und die des beheizten Falls die numerische Beschreibung

<sup>3</sup>Zu diesem Zeitpunkt findet noch immer eine leichte Temperaturänderung aufgrund lateraler Wärmeeinträge statt. Ein komplett stationärer Zustand ohne jegliche Änderung wird abhängig von der Höhe des Kühlgasmassenstroms erst nach 30 bis 60 min Laufzeit erreicht.



des Problems. Der noch unbekannt interne Wärmeübergang wird für beide Berechnungen zunächst durch ein als konstant idealisiertes  $h_v$  beschrieben<sup>4,5</sup>. Die daraus resultierenden Temperaturverläufe fallen prinzipiell relativ gut mit den TE-Messwerten zusammen. Bei den kleinen Massenströmen ( $\dot{m}_c = 0.5 \text{ g/s}$  (\*)),  $\dot{m}_c = 1 \text{ g/s}$  (×)) des kalten Falls wird die Wirkung der system-adiabaten RB ersichtlich. Der Temperaturgradient des *solid*-Anteils führt zu einer Erwärmung des auf der Kaltgasseite eintreten Kühlgases ( $T_{f,Cs} > T_c$ ). Für höhere  $\dot{m}_c$  verschwinden die Temperaturunterschiede zwischen Kaltgasseite ( $T_{f,Cs}$ ,  $T_{s,Cs}$ ) und Plenum ( $T_c$ ) und damit auch der Wärmetransport an dieser Stelle. Mit Ausnahme von  $\dot{m}_c = 10 \text{ g/s}$  (♣), passen auch bei der beheizten Betrachtung die berechneten Temperaturverläufe mit den TE-Messungen grundlegend überein. Die auftretenden Abweichungen für den hohen Kühlgasmassenstrom kann auf das für diesen Fall relativ niedrig angesetzte  $h_v$  zurück geführt werden. Der interne Wärmeaustausch wird dadurch unterschätzt. Auffällig sind außerdem die Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Temperaturen auf der beheizten Seite. Besonders bei den kleinen  $\dot{m}_c$  liegen die gemessenen Oberflächentemperaturen deutlich unterhalb der berechneten Verläufe. Die internen TE direkt unterhalb der beheizten Seite detektieren bei diesen Fällen höhere Temperaturen als jene direkt auf Cs. Eine mögliche Erklärung für diese Abweichungen, kann in den unterschiedlichen Materialeigenschaften von TE und Probe gefunden werden. Im Vergleich zur porösen Oberflächenstruktur der Sika-B80-Probe wird an den metallisch glänzenden Oberflächen der Mantel-TE ein mutmaßlich höherer Anteil des einfallenden Strahlungswärmestroms reflektiert. Dies macht sich wiederum durch die niedrigeren gemessenen Temperaturen bemerkbar. Während beim kalten Fall in Abb. B.2 (a) die Wirkung der system-adiabaten RB auf Cs ersichtlich wird, kann diese beim beheizten Fall nicht wiedergefunden werden. Hier vermitteln die berechneten Temperaturverläufe den Eindruck, dass die auf Cs auftretenden Fluid- und Solidtemperaturen identisch sind. Basierend auf dem Modellierungsansatz der system-adiabaten RB nach Gl, (5.8) erscheint dies wenig plausibel. Bei dieser Beobachtung muss davon ausgegangen werden, dass die exemplarische Beschreibung des Systems durch das als konstant abgeschätzte  $h_v$  keine ausreichend physikalische Beschreibung des betrachteten Falls erlaubt.

Weiterführende Erkenntnisse lassen sich aus der stationären Analyse der Temperaturverläufe nur schwer ableiten. Soll bspw. durch den Vergleich der experimentell gemessenen und numerisch berechneten Temperaturverläufe der volumetrische Wärmeübergangskoeffizient beurteilt werden, ergeben sich für den exemplarisch betrachteten Fall mit Ausnahme von  $\dot{m}_c = 10 \text{ g/s}$  gute Übereinstimmungen bereits bei konstantem  $h_v$ . Eine eindeutige Bewertung kann hier nicht durchgeführt werden. Um den internen Wärmeübergang dennoch zu charakterisieren, wird die

<sup>4</sup>Der durch Konvektion getriebene interne Wärmeübergang korreliert mit  $\dot{m}_c$  [1, 23, 29, 108].

<sup>5</sup>Die äußere Iterationsschleife des Berechnungsprogramms (s. Abb. 5.1) wird nicht ausgeführt.

Zeit als weitere Dimension in die Betrachtung aufgenommen. Diese Erweiterung ermöglicht zusätzliche Einblicke in die thermischen Situation der transpirationsgekühlten Probe. Außerdem kann das zeitliche Verhalten als weiteres Kriterium zur Bewertung des zur Berechnung eingesetzten  $h_v$  verwendet werden [15, 112].

### B.1.4 Instationäres Wärmeaustauschproblem

Wie in Kap. 5.1.1 beschrieben wird zur Lösung des instationären Wärmeaustauschproblems nach Gl. (5.2) und (5.3) eine Finite-Elemente-Methode (FEM) verwendet. Die Umsetzung des Problems als FEM Formulierung ist in MATLAB realisiert. MATLAB bietet zur Lösung von Anfangs-Randwertproblemen, die durch parabolische und elliptische DGL beschrieben werden, die Möglichkeit auf ein vorkonzeptioniertes Lösungsverfahren zurückzugreifen. Über den Funktionsaufruf PDEPE, können so gekoppelte eindimensionale Systeme gelöst werden. Die Behandlung der Zeitdimension erfolgt bei diesem Verfahren nach der sog. ›Linienmethode‹ (*method-of-lines*) [95], welche die Rechengenauigkeit automatisch zwischen erster und fünfter Ordnung wählt. Die Genauigkeit des FEM-Lösers entspricht zweiter Ordnung im Raum. Details zu den implementierten Algorithmen sind in Shampine und Reichelt [92] sowie Skeel und Berzins [95] beschrieben.

### B.1.5 Charakterisierung des internen Wärmeübergangs

Die nachfolgend aufgeführten Zusammenhänge werden in Kap. 5.1.2 herangezogen, um die ermittelten und in Tab. 5.1 zusammengefassten volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten einzuordnen. Der Bezug erfolgt in der Regel auf die Darcy-Geschwindigkeit  $v$  und den Kugeldurchmesser  $d_p$  oder auf die Porengeschwindigkeit  $V = v/\epsilon$  und dem hydraulischen Porendurchmesser  $d_{p,h} = d_p \epsilon/(1 - \epsilon)$ . Das probeninterne Strömungsregime kann dadurch mit

$$\text{Re}_{\text{int}} = \frac{v d_p}{\nu_f} \quad \text{oder} \quad \text{Re}_{\text{int,h}} = \frac{V d_{p,h}}{\nu_f} \quad (\text{B.21})$$

charakterisiert werden. Die relativ kleinen Kugeldurchmesser der SIKa-B-Schüttungen führen zu verhältnismäßig kleinen Reynolds-Zahlen bei den durchgeführten Untersuchungen ( $0.3 \leq \text{Re}_{\text{int}} \leq 48$ ;  $0.4 \leq \text{Re}_{\text{int,h}} \leq 140$ ). Dadurch wird die Auswahl der verfügbaren Korrelationen zur Beschreibung des internen Wärmeübergangs  $h_{\text{int}}$  erheblich eingeschränkt. Zur Einordnung der ermittelten  $h_v$  ( $Sh_{\text{int}}$ ) werden die folgenden Nusselt-Korrelationen verwendet:

**Gnielinski** [29]:

$$\text{Nu}_{\text{int}} = \frac{h_{\text{int}} d_{\text{p}}}{k_{\text{f}}} = f_{\epsilon} \left[ 2 (\text{Nu}_{\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{\text{turb}}^2)^{1/2} \right] \quad (\text{B.22})$$

$$\text{Nu}_{\text{lam}} = 0.664 \text{Pr}^{1/3} (\text{Re}_{\text{int}}/\epsilon)^{1/2} \quad (\text{B.23})$$

$$\text{Nu}_{\text{turb}} = \frac{0.037 (\text{Re}_{\text{int}}/\epsilon)^{4/5} \text{Pr}}{1 + 2.443 (\text{Re}_{\text{int}}/\epsilon)^{-1/10} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (\text{B.24})$$

$$f_{\epsilon} = 1 + 1.5(1 - \epsilon) \quad (\text{B.25})$$

Gültigkeitsbereich:  $100 < \text{Re}_{\text{int}}/\epsilon < 20\,000$ ,  $0.7 < \text{Pr} < 10\,000$ ,  $0.26 < \epsilon < 0.94$ ; halbempirischer Zusammenhang bestehend aus laminarer und turbulenter Nusselt-Zahl, abgeleitet am Wärmeübergang der Einzelkugel und übertragen auf Schüttungen durch empirischen Anordnungsfaktor  $f_{\epsilon}$ . Gültigkeit der Korrelation bestätigt für  $\text{Re}_{\text{int}} > 1000$  durch [1].

**Achenbach** [1]:

$$\text{Nu}_{\text{int}} = \frac{h_{\text{int}} d_{\text{p}}}{k_{\text{f}}} = \left[ (1.18 \text{Re}_{\text{int}}^{0.58})^4 + (0.23 \text{Re}_{\text{int,h}}^{3/4})^4 \right]^{1/4} \quad (\text{B.26})$$

Gültigkeitsbereich:  $0.4 < \text{Re}_{\text{int}} < 300\,000$ ,  $\text{Pr} = 0.71$ ,  $\epsilon = 0.387$ ; Erweiterung der Korrelation nach [29] für kleine  $\text{Re}_{\text{int}}$ , für  $\text{Re}_{\text{int}} > 1000$  geht die Beziehung in den nach Gl. (B.22) beschriebenen Zusammenhang über.

**Whitaker** [108]:

$$\text{Nu}_{\text{int,h}} = \frac{h_{\text{int}} d_{\text{p,h}}}{k_{\text{f}}} = \left( 0.5 \text{Re}_{\text{int,h}}^{1/2} + 0.2 \text{Re}_{\text{int,h}}^{2/3} \right) \text{Pr}^{1/3} \quad (\text{B.27})$$

Gültigkeitsbereich:  $22 < \text{Re}_{\text{int,h}} < 8000$ ,  $\text{Pr} = 0.7$ ,  $0.34 < \epsilon < 0.78$ ; empirischer Ansatz mit Bezug auf  $V$  (Porengeschwindigkeit:  $V = v/\epsilon$ ) und  $d_{\text{p,h}}$  (hydraulischen Porendurchmesser:  $d_{\text{p,h}} = d_{\text{p}} \epsilon/(1 - \epsilon)$ ).

**Florio et al.** [23]:

$$\text{Nu}_{\text{int,K}} = \frac{h_{\text{v}} K_{\text{D}}}{k_{\text{f}}} = 1.84 \cdot 10^{-6} \text{Re}_{\text{int,K}}^{0.753} \quad (\text{B.28})$$

## B Ergänzungen zu Experimente und Modellbildung

---

Gültigkeitsbereich:  $3.2 \cdot 10^{-6} < \text{Re}_{\text{int,K}} < 1.7 \cdot 10^{-2}$ ,  $0.7 < \text{Pr} < 1$ ,  $0.1 < \epsilon < 0.7$ ; die Korrelation ist auf die Darcy-Permeabilität über

$$\text{Re}_{\text{int,K}} = - \frac{\rho_f K_D^{3/2} (p_{\text{amb}} - p_c)}{\mu_f^2 \epsilon} \frac{1}{L} \quad (\text{B.29})$$

bezogen. Entwickelt wurde dieser Zusammenhang an glasfaserverstärktem Kunststoff im Permeabilitätsbereich  $0.1 \cdot 10^{-16} \text{m}^2 < K_D < 2.8 \cdot 10^{-13} \text{m}^2$ . Bspw. in Böhrk [4] verwendet, um  $h_v$  von C/C-Material zu bestimmen. Untersuchungen von C/C im Rahmen der vorliegenden Arbeit liegen bei  $6.8 \cdot 10^{-2} < \text{Re}_{\text{int,K}} < 116.2 \cdot 10^{-2}$  und  $2 \cdot 10^{-13} \text{m}^2 < K_D < 6 \cdot 10^{-13} \text{m}^2$ .

Nutzt man die aufgeführten Nusselt-Korrelationen um  $h_{\text{int}}$  der C/C-Proben abzuschätzen, ergeben sich in Kombination mit den spezifischen Oberflächen  $S$  aus Tab. 4.2  $h_v$  Werte, die deutlich über den in Tab. 5.1 gelisteten Mindestwerten liegen. Ein weiteres Indiz für die gerechtfertigte Annahme des LTE der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten C/C-Proben und Versuchsparameter. Die verwendeten Darcy-Geschwindigkeiten sind bei dieser Betrachtung alle auf den Zustand im Plenum bezogen ( $v_c = \dot{m}_c / (\rho_c A)$ ).

### B.1.6 Ähnlichkeitsbetrachtung zum internen Wärmeübergang

Bei der Übertragung der entwickelten Modelle auf reale Brennkammerbedingungen sind die gewonnenen Erkenntnisse unter Laborbedingungen nur sehr eingeschränkt gültig. Die quantitative Kenntnis von  $h_v$  wird für dieses Vorhaben sehr relevant [12e]. Um diesen Bedarf zu decken, muss das diskutierte Vorgehen angepasst und nochmal wesentlich intensiviert werden. Hierfür sollte für eine aussagekräftige Quantifizierung von  $h_v$  die experimentelle Umsetzung deutlich näher an der eigentlichen Anwendung geführt werden. Als charakteristische Größen können in diesem Bezug die volumetrisch definierte Stanton- und Biot-Zahlen sowie die mit der Porengröße und -Geschwindigkeit ( $V = v/\epsilon$ ) definierte Reynolds-Zahl

$$\text{St}_v = \frac{h_v L}{\rho_f c_{p,f} v}, \quad \text{Bi}_v = \frac{h_v L^2}{k_{\text{eff}}} \quad \text{und} \quad \text{Re}_d = \frac{\rho_f v d_p}{\epsilon \mu_f} \quad (\text{B.30})$$

herangezogen werden [50, 102, 104]. Aus der Definition dieser Kennzahlen ergibt sich neben der Abhängigkeit vom betrachteten porösen Material ( $k_{\text{eff}}$ ,  $d_p$ ) auch ein klarer Zusammenhang zum verwendeten Kühlmedium ( $\rho_f$ ,  $c_{p,f}$ ,  $\mu_f$ ). Die Materialabhängigkeit wird durch die Verwendung von C/C als real eingesetzten Brennkammerwerkstoff direkt berücksichtigt [36, 41]. Die Abhängigkeit von den Kühlfluideigenschaften werden jedoch durch den Einsatz von Luft anstelle von Wasserstoff (typischerweise eingesetzt in transpirationsgekühlten Brennkammern

[32, 36, 90]) nicht erfasst. Möchte man Experimente mit Wasserstoff vermeiden, können Fremdgasuntersuchungen dazu verwendet werden, um Korrelationen abzuleiten, die einen Übertrag auf andere Kühlmedien erlauben. Zur Entwicklung einer solchen Korrelation kann das Vorgehen nach Abb. 5.1 weiter verwendet werden.

Sollte dieser Ansatz das Mittel der Wahl sein, wäre der Einsatz einer leistungsfähigeren Wärmequellen eine lohnenswerte Modifikation des DTV. In den Studien [03e, 09e] wurde bspw. ein Diodenlaser anstelle des Flächenstrahler bereits erfolgreich eingesetzt. Neben der deutlichen Leistungssteigerung<sup>6</sup> bietet der Laser den zusätzlichen Vorteil eines quasi digitalen Ansprech- und Steuerverhaltens. Der betriebene Aufwand zur Generierung einer bekannten und zeitlich präzisen Wärmelast (s. Kap. 3.1.3) würde damit entfallen. Die Genauigkeit der vorgestellten Methode könnte zudem durch die exakte Kenntnis der Materialkennwerte gesteigert werden. In den durchgeführten Untersuchungen hat sich ein großer Einfluss dieser Kennwerte gezeigt. Die in Tab. 4.2 gelisteten Werte müssen in diesem Bezug teilweise als relativ ungenau angesehen werden, da sie u.a. aus Literaturangaben abgeleitet und nicht an den real untersuchten Proben ermittelt wurden.

Eine weitere Möglichkeit zur  $h_v$  Bestimmung von C/C bei anwendungsrelevanten Bedingungen bietet die Ausnutzung der in Gl. (B.30) angegebenen dimensionslosen Kennzahlen. Unter der Voraussetzung, dass die hier aufgeführten Größen das Problem hinreichend genau charakterisieren, können basierend auf der Ähnlichkeitstheorie äquivalente Modelle abgeleitet werden, die unter labortechnisch beherrschbareren Bedingungen (moderate Wärmelast, kein hoch reaktives Kühlmedium) den internen Wärmeübergang abbilden. So würde bspw. die Verwendung von Luft als Kühlmedium bei 50 °C und dem Einsatz des Vergütungsstahls 1.5415 als Solidwerkstoff zu identischen dimensionslosen Kennzahlen führen, wie die Transpirationskühlung von C/C mit Wasserstoff unter realen Brennkammerbedingungen von ca. 1500 °C. Diese Abschätzung orientiert sich an den Untersuchungen nach Haidn et al. [36] und sind in Tab. B.1 in der Spalte mit der Bezeichnung ›Original‹ zusammengefasst. Die mittlere Kühlfluidtemperatur und der mittlere Druck stellen darin Abschätzungen aus den Angaben in [36] dar bzw. sind für das Modell aus Erfahrungswerten abgeleitet. Aus den Daten nach Haidn et al. [36] ergeben sich die in Tab. B.1 gelisteten dimensionslosen Kennzahlen (Def. n. Gln. (B.30)). Folgt man der Ähnlichkeitstheorie müssen diese für das Modell jeweils konstant gehalten werden. Verwendet man bei der Modellbetrachtung Luft anstelle des gasförmigen Wasserstoffs, resultiert dies in einer Wärmeleitfähigkeit des Modellwerkstoffs von  $k_s = 51 \text{ W/m K}$ . Nach dem VDI-Wärmeatlas [101] passt dieser, zur Erhaltung der Ähnlichkeit notwendige, Materialkennwert sehr gut zum Stahl mit der Werkstoffnummer 1.5415.

---

<sup>6</sup>Durch diese Modifikation ließe sich die eingetragene Wärmelast um das bis zu 17-fache steigern:  $\dot{Q}_{\text{net, Strahler}} \approx 24 \text{ W}$  (s. Abb. 5.4) vs.  $\dot{Q}_{\text{net, Laser}} \approx 405 \text{ W}$  (s. [03e, 09e])

## B Ergänzungen zu Experimente und Modellbildung

Tabelle B.1: Exmpl. Werte zur Ähnlichkeitsbetrachtung des int. Wärmeübergangs unter anwendungsrelevanten Bedingungen; (i) *micro-combustor* Fall 1 nach Haidn et al. [36] (s. Tab. 3.3); (ii) abgeschätzte Werte

			Original (i)	Modell
Dicke	$L$	/ mm	20	200
Porengröße	$d_p$	/ $\mu\text{m}$	13.5	135
Porosität	$\epsilon$	/ –	0.11	0.11
Werkstoff			C/C	1.5415
Wärmeleitfähigkeit	$k_s$	/ W/m K	14.0	50.8
Kühlmedium			GH <sub>2</sub>	Luft
mittlere Kühlgastemperatur	$\bar{T}_c$	/ K	1754 (ii)	323 (ii)
mittlerer Kühlgasdruck	$\bar{p}_c$	/ bar	8 (ii)	8 (ii)
Dichte	$\rho_c$	/ kg/m <sup>3</sup>	0.111	7.465
Wärmekapazität	$c_{p,c}$	/ kg/m <sup>3</sup>	16567	1018
Viskosität	$\mu_c$	/ $\mu\text{Pa s}$	30.84	21.98
Porengeschwindigkeit	$V_c$	/ m/s	207.7	2.0
vol. Wärmeübergangskoeff.	$h_v$	/ MW/m <sup>3</sup> K	100	3.62
vol. Stanton-Zahl	$St_v$	/ –	47.38	47.38
vol. Biot-Zahl	$Bi_v$	/ –	3200	3200
(Poren-)Reynolds-Zahl	$Re_d$	/ –	10.1	10.1

Durch neue generative Fertigungsverfahren wie bspw. dem *Selective Laser Melting* lassen sich annähernd beliebige Geometrien aus unterschiedlichsten Materialien aufbauen [5]. Die innere Struktur von C/C ist durch CT Aufnahmen bekannt [103]. Der demonstrierten Substitution von C/C bei Brennkammerbedingungen bspw. durch einen metallischen Werkstoff bei moderaten Laborbedingungen steht theoretisch somit nichts im Wege. Die zusätzliche geometrische Skalierung des Modells um den Faktor 10 sorgt dafür, dass  $h_v$  in der Modellbetrachtung um den Faktor 1/28 sinkt. Dadurch liegt das  $h_v$  auch beim Modell deutlich innerhalb des LTNE-Bereichs und könnte durch das vorgestellte Verfahren nach Abb. 5.1 quantifiziert werden. Durch die Betrachtung von Luft und porösem Stahlkörper würde ein äquivalentes  $h_v$  bestimmt, welches durch die Ähnlichkeitscharakteristik in das anwendungsrelevante  $h_v$  für GH<sub>2</sub> und C/C umgerechnet werden kann.

### B.1.7 Druckverlust bei Durchströmung

Wärmelast führt zur Steigerung des Druckverlusts aktiv durchströmter poröser Proben. Zur Berücksichtigung dieses Effekts müssen die Stoffparameter in der

beschreibenden Darcy-Forchheimer-Gleichung (s. Gl. (2.3)) temperaturabhängig betrachtet werden. Dazu eignet sich der in Kap. 5.1.1 diskutierte Temperaturverlauf innerhalb der porösen Probe.

Die im Rahmen dieser Arbeit präsentierten Versuche an DTV und HGK wurden unter relativ moderaten Temperaturbedingungen ( $T_g \leq 380$  K) durchgeführt. Um den Einfluss der Wärmelast auf den Druckverlust zu veranschaulichen, findet die Diskussion anhand älterer Versuche bei höheren Lasten statt. In Abb. B.3 sind dazu Verläufe einer parallel durchströmten C/C-Probe dargestellt. Die hier gezeigten Daten wurden u.a. bereits in [05e] diskutiert. Dieselbe C/C-Probe wurde später auch für die Untersuchungen in Löhle et al. [03e] verwendet, in denen der hier stationär dargestellte Effekt der Wärmelast auf den Druckverlust zeitlich aufgelöst betrachtet wird. Erkenntnisse aus [03e] identifizieren den Zusammenhang als gut geeignet zur Wärmestromkalibrierung von aktiv durchströmten C/C-Proben.

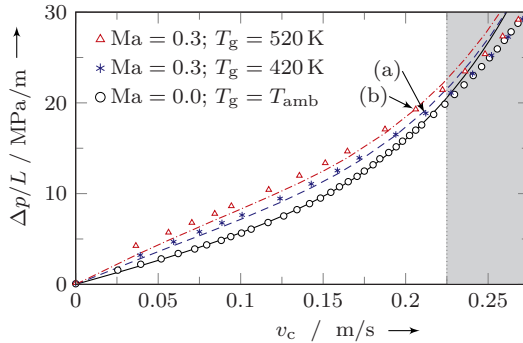


Abbildung B.3: Druckverlust bei Durchströmung einer parallelen C/C-Probe; (a)  $F = 1.47\%$ ; (b)  $F = 1.63\%$

Abbildung B.3 veranschaulicht die höheren Druckverluste unter Wärmelast im Vergleich zum kalten Fall. Durch die Berücksichtigung des internen Temperaturverlaufs kann dies jedoch berücksichtigt werden. In den dargestellten Fällen ist dies durch die jeweilige Linie repräsentiert. Für hohe Durchströmungsgeschwindigkeiten münden die Druckverluste mit und ohne Wärmelast in annähernd identische Werte. Für diese Fälle ist das Kühlpotential größer als die Wärmelast der Heißgasströmung.

Der grau hinterlegter Ausschnitt in Abb. B.3 kennzeichnet einen Bereich, in dem der gemessene Druckverlust nicht mehr hinreichend genau durch den theoretischen Verlauf der Darcy-Forchheimer-Gleichung beschrieben werden kann. Dieser Sachverhalt wurde für C/C-Materialien u.a. auch am DLR-BK beobachtet

[43]. Mögliche Ursachen könnten in einem limitierten Einsatzbereich der Darcy-Forchheimer-Gleichung zu finden sein. Neben der klassischen Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Druckverlust durch Superpositionierung von linearem und quadratischem Anteil, findet man vereinzelt auch Ansätze, die zusätzlich einen Anteil dritter Potenz berücksichtigen (z.B. in [39]). Eine stichhaltige Begründung dieses Verhaltens kann an dieser Stelle jedoch nicht gegeben werden. In der vorliegenden Arbeit wird diese Eigenheit berücksichtigt, indem lediglich Darcy-Geschwindigkeiten untersucht werden, für welche dieses Verhalten noch nicht auftritt ( $v_c < 0.225 \text{ m/s}$ ). Die vorgeschlagene Korrektur kann für die Berechnung des Druckverlustes unter Wärmelast bei Transpirationskühlungsanwendungen dennoch genutzt werden, da die Abweichungen erst bei Durchströmungsgeschwindigkeiten auftritt, bei denen nicht mehr von Transpirationskühlung ausgegangen werden kann ( $F > 1.5\%$ ; vgl. Kap. 1.1).

## B.2 Externe Eigenschaften

### B.2.1 Vergleich unterschiedlicher Versuchsparameter

Die nachfolgenden Ausführungen sind Ergänzungen zu den in Kap. 5.2.1 diskutierten Vergleiche der Gs-Profile bei unterschiedlichen Versuchsparametern. Hier soll nun anhand der Verläufe gleicher Reynolds-Zahl aber unterschiedlicher Heißgastemperaturen auf die Darstellung der Profile eingegangen werden. In Abb. B.4 (a) u. (b) sind dazu die jeweiligen Messwerte für Geschwindigkeit und Temperatur eingezeichnet. Das eingestellte  $\Delta T$  von  $40^\circ\text{C}$  zwischen den beiden Versuchsbedingungen wird in Abb. B.4 (b) gut ersichtlich. Durch die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte ist eine höhere Bulkgeschwindigkeit nötig, um  $\text{Re}250\text{k}$  auch beim wärmeren Fall zu erreichen. Dies wird durch die gemessenen Geschwindigkeitsprofile in Abb. B.4 (a) ebenfalls anschaulich wiedergegeben. Eine Ähnlichkeit lässt sich sowohl bei den Geschwindigkeits- als auch bei den Temperaturverläufen erkennen. Ein direkter Vergleich ist jedoch durch die abweichenden Maximalwerte nicht möglich.

Um eine Gegenüberstellung zu erlauben, sind in einem nächsten Schritt die gemessenen Werte mit den jeweiligen Beträgen außerhalb der Gs normiert. Dies führt zu den Diagrammen in Abb. B.4 (c) u. (d), welche identisch zu jenen in Abb. 5.10 sind. Durch die Normierung fallen die Geschwindigkeitsprofile der unterschiedlichen Versuchsparameter quasi aufeinander. Bei den Temperaturen werden jedoch noch immer Unterschiede im Verlauf ersichtlich. Wie in Kap. 5.2.1 bereits herausgearbeitet, können diese Abweichungen auf die geänderte Wärme innerhalb



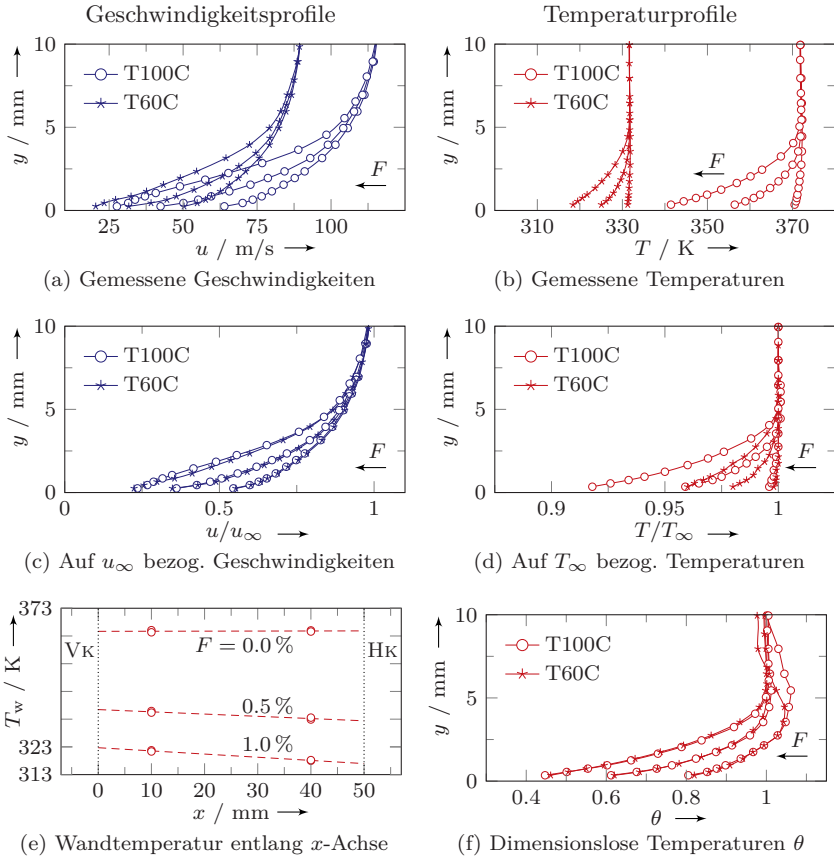


Abbildung B.4: Vergleich der Gs-Profile bei  $Re_{250k}/T100C/T60C/SampleB180$  für  $x = 50$  mm und unterschiedlichen Ausblaseraten:  $F = 0.0\%$ ,  $0.5\%$  und  $1.0\%$ ; (e):  $T_w(x)$  bei  $Re_{250k}/T100C$

der Gs zurückgeführt werden. Um dies zu kompensieren, werden typischerweise dimensionslose Temperaturen der Form

$$\theta = \frac{T - T_w}{T_\infty - T_w} \quad (B.31)$$

verwendet (u.a. in [70]). Die Darstellung der Profile mit dieser Normierung ist in Abb. B.4 (f) wiedergegeben. Die Temperaturverläufe der unterschiedlichen

Fälle sind nun ebenfalls deckungsgleich. Lediglich beim Referenzfall ohne Kühlung ergeben sich außerhalb der Gs abweichende Werte. Ein mutmaßlicher Grund dieser Streuung kann in den gemessenen Temperaturen gefunden werden. Hier beläuft sich die maximale Temperaturdifferenz ( $\Delta T = T_\infty - T_w$ ) bei T100C/F = 0.0 % auf nur 7.5 K und bei T60C/F = 0.0 % auf lediglich 3.3 K. Durch die Darstellung der Messwerte in Form von  $\theta$ , werden Temperaturfluktuationen somit überproportional stark hervorgehoben. Auffällig ist beim Referenzfall in Abb. B.4 (f) auch, dass die Werte teilweise  $> 1$  sind. Dies dürfte nach der Definition aus Gl. (B.31) eigentlich nicht sein. Eine Erklärung hierfür kann wieder in den gemessenen Temperaturen für  $F = 0.0\%$  gefunden werden. Die per Sonde gemessene max. Temperaturdifferenz ( $\Delta T = T_{\max} - T_{\min}$ ) beträgt bei T100C/F = 0.0 % nur 2.2 K und bei T60C/F = 0.0 % sogar nur 1.1 K. Das in Gl. (B.31) verwendete  $T_\infty$  entspricht dem Mittelwert aller Temperaturen außerhalb der Gs. Durch die kleine Temperaturspanne ist die präzise Erfassung von  $\delta_{T01}$  für  $F = 0.0\%$  einerseits relativ fehleranfällig und andererseits wird durch die Mittelwertbildung  $T_\infty$  kleiner als  $T_{\max}$ . Die dimensionslose Temperatur  $\theta$  kann dadurch Werte  $> 1$  einnehmen. Diese Unschärfe ist der Grund weswegen in Kap. 5.2.1 die Auswirkung der Versuchsparameter auf die Temperatur anhand der Normierung  $T/T_\infty$  diskutiert wird.

In Abb. B.4 (e) ist der Verlauf der Wandtemperatur entlang der  $x$ -Achse auf *Sample*B180 bei Re250k/T100C eingezeichnet. Der Kühleffekt bei der jeweiligen Ausblaserate wird auch bei dieser Betrachtung ersichtlich. Die enthaltenen Symbole (O) entsprechen den Messwerten der vier oberflächenbündig installierten TE auf der C/C-Probe. Die gestrichelten Linien entsprechen der linearen Extrapolation dieser Punktmessungen über die komplette Probenlänge innerhalb einer Ausblaserate. Die Approximation der Temperaturentwicklung per Gerade ist eine starke Vereinfachung und wurde hier gewählt, um die Komplexität bei der jeweiligen Ermittlung von  $T_w(x)$  zu reduzieren. Auf diese Weise kann  $\theta$  immer mit der jeweils annähernd passenden Wandtemperatur an den traversierten Messpositionen ( $x = 10$  mm, 30 mm u. 50 mm) gebildet werden.

### B.2.2 Selbstähnlichkeit der Gs-Profile

Der nachfolgende Abschnitt nimmt Bezug auf die in Kap. 5.2.2 diskutierte Selbstähnlichkeit der Gs-Verläufe. Basierend auf der Diskussion der bezogenen Profile in Abb. 5.11 ergab sich die These, dass ein selbstähnliches Gs-Verhalten erst bei ausgebildeter Interaktionszone auftritt. Grundlage dieser Annahme sind die Verläufe bei  $x = 10$  mm. Diese weichen innerhalb derselben Ausblaserate leicht von jenen bei  $x = 30$  mm und 50 mm ab.

In Abb. B.5 sind die Messpositionen für  $x = 10$  mm jeweils mit der nächsthöheren Ausblaserate eingezeichnet. In den vier Diagrammen ergeben sich dadurch quasi

deckungsgleiche Gs-Profile. Die Messposition nahe der VK scheint somit eine größere Kühlgasmenge zu benötigen, um mit den übrigen traversierten  $x$ -Positionen über der Probe vergleichbar zu werden. Die Anlaufeffekte auf den ersten Millimetern der gekühlten Probe werden durch den Vergleich mit der nächst größeren Ausblaserate somit scheinbar kompensiert.

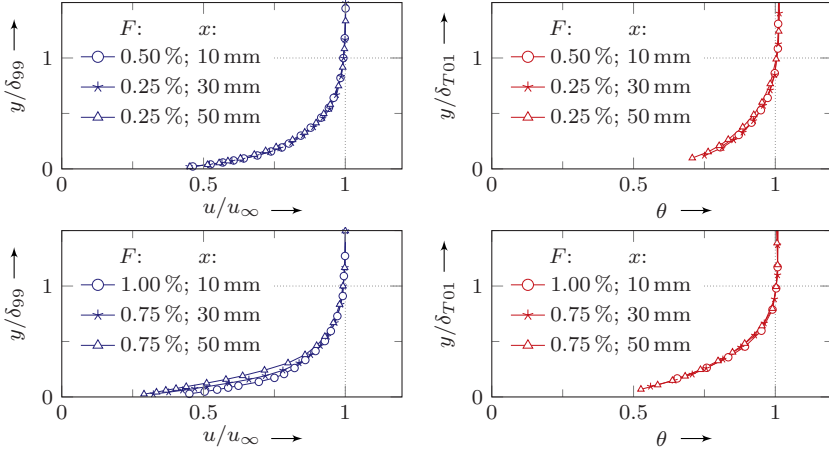


Abbildung B.5: Ausgewählte Strömungsprofile für  $Re_{250k}/T_{100C}/SampleB180$

Diese Beobachtung stützt die in Kap. 5.2.2 getroffenen Schlussfolgerung, dass eine selbstähnliche Gs-Charakteristik erst für ausgebildete Interaktionszonen auftritt. Der Vergleich von Messposition  $x = 10$  mm mit jeweils höherem  $F$  scheint den Anlaufeffekt der transpirationsgekühlten Gs zu kompensieren.

In Abb. B.6 sind die normierten Gs-Daten mit (untere Reihe) und ohne Korrektur (oberer Reihe) nach Gln. (5.19) und (5.20) dargestellt. Durch den direkten Vergleich wird die Wirkung des Korrekturansatzes veranschaulicht. Als Schwachstelle bei der Normierung der Temperaturprofile (gilt für korrigierte und unkorrigierte Daten) muss die Bestimmung der thermischen Gs-Dicke  $\delta_{T01}$  genannt werden. Insbesondere für kleine  $F$  ist  $\delta_{T01}$  relativ klein (s. z.B. Abb. 5.7) und somit die Bestimmung verhältnismäßig fehleranfällig. In diesem Bezug enthaltene Unschärfen in  $\delta_{T01}$  ziehen sich als Folgefehler durch sämtliche weiteren Bearbeitungsschritte. Dies ist auch der mutmaßliche Grund für das Auftreten von  $\theta$ -Werten  $> 1$  in Abb. B.6 und Abb. 5.15. Die in den Temperaturprofilen enthaltene größere Streuung der Daten kann ebenfalls zu guten Teilen auf diese Schwachstelle in der Datenanalyse zurückgeführt werden.

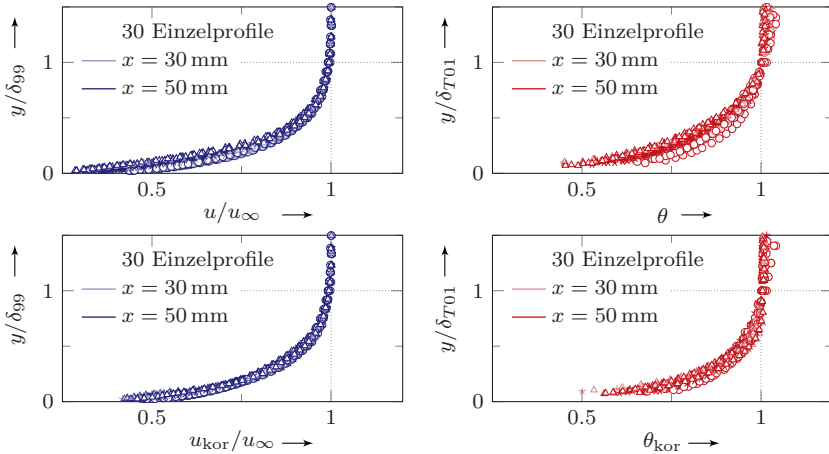


Abbildung B.6: Gemessene und korrigierte Strömungsprofile über *SampleB180* für  $Re_{150k}/60C/100C$ ,  $Re_{200k}/60C/100C$  u.  $Re_{250k}/60C/100C$ ;  $(\circ)$   $F = 0.25\%$ ,  $(\star)$   $F = 0.50\%$ ,  $(\Delta)$   $F = 0.75\%$ ;  $(-)$  Geschwindigkeit,  $(-)$  Temperatur

## B.3 Kopplungseigenschaften

### B.3.1 Oberflächentemperaturen

Als Ergänzung zu den Betrachtungen der IRT-Aufnahmen  $F \leq 1.0\%$  in Kap. 5.3.1, sind nachfolgend die Aufnahmen  $F > 1.0\%$  dargestellt. Diese fallen der nach der getroffenen Definition der Filmkühlung zu. In Beck [03s] wurden deshalb Möglichkeiten untersucht, den Nachlauf der transpirationsgekühlten Probe durch bekannte Literaturzusammenhänge zur Bestimmung der Filmkühlungseffektivität zu beschreiben. Durch den Vergleich experimenteller Daten<sup>7</sup> und deren Beschreibung durch verschiedene Literaturansätze, konnte die beste Übereinstimmung mit einem Ansatz nach Kutateladze und Leont'ev [54] gefunden werden. In diesem Bezug kann festgestellt werden, dass die Anisotropie des C/C-Materials mit zunehmenden  $F$  sukzessive an Bedeutung verliert.

<sup>7</sup>Gewonnen an *SampleA* bei identischem experimentellen Setup wie im Rahmen dieser Arbeit

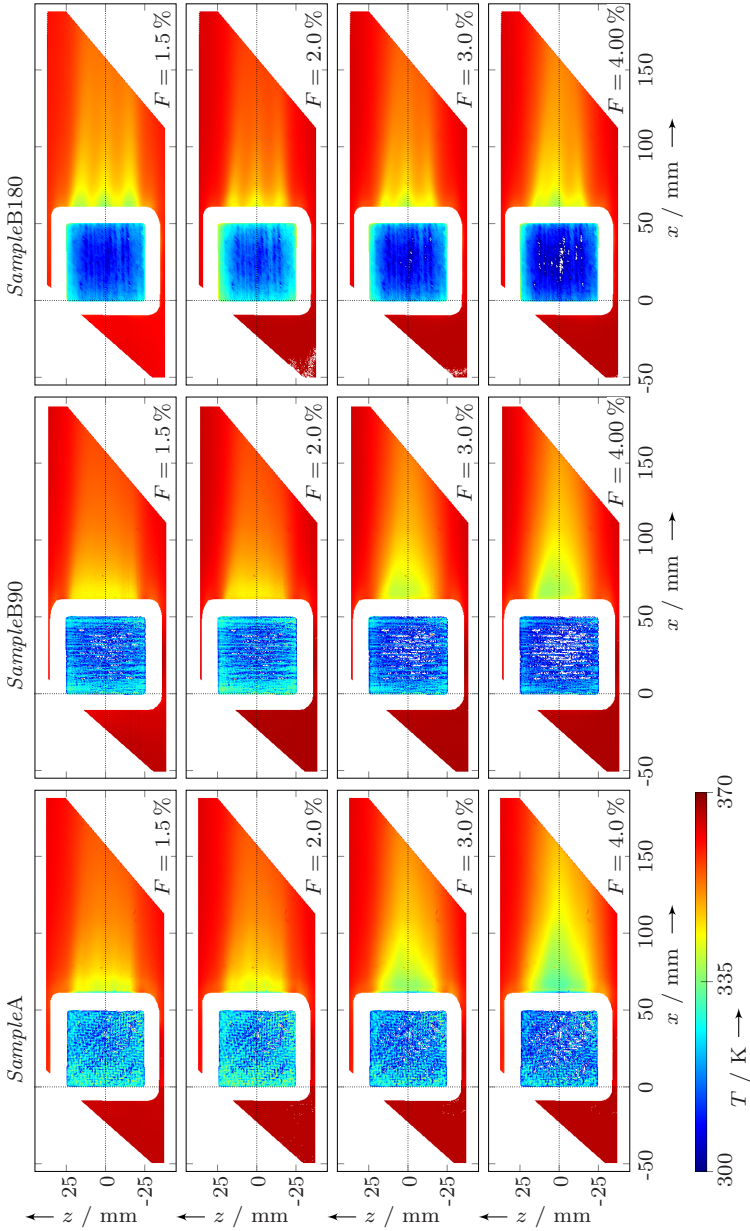


Abbildung B.7: IRT-Aufnahmen aller betrachteten C/C-Proben bei Re150k/T100C und unterschiedlichen Ausblaseraten

### B.3.2 Lokale Grenzschichtparameter

Abbildung B.8 korrespondiert zu Abb. 5.23 in Kap. 5.3.2. Hier sind nun alle untersuchten Fälle ohne Kühlgasinjektion eingezeichnet. Durch die Berücksichtigung aller Betriebsbedingungen vergrößert sich die Streuung der Gs-Koordinaten in Abb. B.8 (a) im Vergleich zur Betrachtung eines einzelnen Betriebspunktes in Kap. 5.3.2. Dennoch ist gut ersichtlich, dass sich jeder der abgebildeten Fälle durch die logarithmischen Wandgesetze nach Gl. (5.29) und Gl. (5.30) beschreiben lässt. Abbildung B.8 (b) ist identisch zur entsprechenden Darstellung in Kap. 5.3.2 und wird an dieser Stelle zur graphischen Einordnung der quantitativen Gs-Größen aus Tab. B.2 wiederholt.

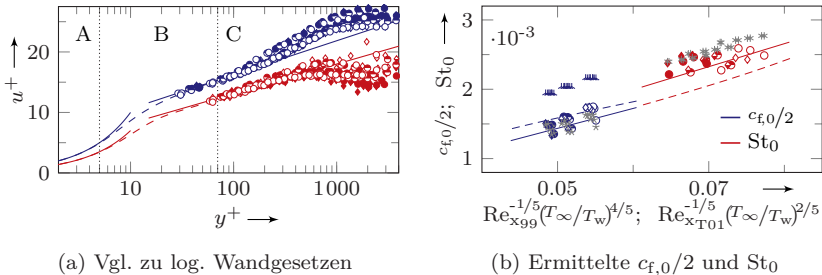


Abbildung B.8: Gs-Charakteristik ohne Kühlung über *Sample*B180; abgeleitet nach Clauser-Verfahren: ( $\diamond$ ) T60C, ( $\circ$ ) T100C; (gefüllt) Re250k, (halbgefüllt) Re200k, (nicht gefüllt) Re150k; in (b): ( $\star$ )  $c_{f,0}/2$  nach Preston in Gl. (5.31), ( $\blacktriangle$ )  $c_{f,0}/2$  nach Gersten in Gl. (5.35), ( $\ast$ )  $St_0$  nach Gnielinski in Gl. (3.2); ( $-$ )  $c_{f,0}/2$  nach Kays in Gl. (5.33), ( $--$ )  $c_{f,0}/2$  nach Gersten in Gl. (5.34), ( $-$ )  $St_0$  nach Kays in Gl. (5.37); ( $--$ )  $St_0$  nach Kays in Gl. (5.37); in (a): nur jeder 3te Messwert dargestellt

Die nachfolgenden Tabellen (Tab. B.3, Tab. B.4 und Tab. B.5) fassen die nach Clauser [10] ermittelten Gs-Parameter bei Transpirationskühlung zusammen. In der rechten Spalte ist das jeweilig verwendete logarithmische Wandgesetz angegeben. Berücksichtigt sind in den Tabellen Ausblaseraten bis  $F \leq 0.75\%$  für die traversierten  $x$ -Positionen bei 30 mm und 50 mm. Ist kein Zahlenwert gelistet, wurde die Betriebsparameterkombination nicht gemessen. Zur Bestimmung der Stanton-Zahlen wurden die ermittelten Reibungsbeiwerte nach Stevenson [96] verwendet. Die geführte Diskussion in Kap. 5.3.2 hat die Wandgesetze nach Stevenson [96] und Bradshaw [7] als angemessen identifiziert um die experimentell untersuchte Gs-Situation zu beschreiben. Die als weniger gut geeigneten Wandgesetze nach Wilcox [109] und Faraco-Medeiros [22] sind hier der Vollständigkeit halber mit aufgelistet. Graphisch wird dieser Vergleich in Abb. B.10 gezogen.

### B.3 Kopplungseigenschaften

Tabelle B.2: Lokale Gs-Parameter ohne Kühlung ( $F = 0\%$ ) und *SampleB180*

$T_g / ^\circ\text{C}$	Re150k		Re200k		Re250k		
	60	100	60	100	60	100	
$x = 10 \text{ mm}$							
$\frac{c_{f,0}}{2} / \cdot 10^{-3}$	1.691	1.550	1.423	1.432	1.334	1.356	Clauser [10]
	1.626	1.454	1.388	1.382	1.347	1.364	Preston [80]
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	2.293	2.487	2.349	2.348	2.417	2.369	Clauser [10]
$x = 30 \text{ mm}$							
$\frac{c_{f,0}}{2} / \cdot 10^{-3}$	1.720	1.722	1.561	1.564	1.464	1.486	Clauser [10]
	1.569	1.558	1.480	1.455	1.416	1.456	Preston [80]
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	2.428	2.562	2.480	2.491	2.491	2.464	Clauser [10]
$x = 50 \text{ mm}$							
$\frac{c_{f,0}}{2} / \cdot 10^{-3}$	1.743	1.750	1.581	1.596	1.497	1.482	Clauser [10]
	1.635	1.630	1.548	1.525	1.500	1.467	Preston [80]
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	2.453	2.590	2.426	2.426	2.479	2.400	Clauser [10]
$x = 80 \text{ mm}$							
$\frac{c_{f,0}}{2} / \cdot 10^{-3}$	1.737	1.732	1.569	1.603	1.508	1.485	Clauser [10]
	1.632	1.615	1.503	1.541	1.490	1.452	Preston [80]
$St_0 / \cdot 10^{-3}$	1.853	2.274	2.281	2.244	2.376	2.215	Clauser [10]

Tabelle B.3: Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re150k/*SampleB180*

$F / \%$	T60C			T100C			
	0.25	0.50	0.75	0.25	0.50	0.75	
$x = 30 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	-	0.451	-	-	0.468	-	Stevenson [96]
	-	0.477	-	-	0.494	-	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	-	1.146	-	-	1.069	-	Bradshaw [7]
	-	0.749	-	-	0.704	-	Faraco-Medeiros [22]
$x = 50 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.957	0.492	0.208	0.977	0.461	0.206	Stevenson [96]
	0.979	0.514	0.237	0.998	0.486	0.233	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.738	1.064	0.583	1.796	1.058	0.594	Bradshaw [7]
	0.544	0.682	0.565	0.573	0.695	0.576	Faraco-Medeiros [22]

## B Ergänzungen zu Experimente und Modellbildung

Tabelle B.4: Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re200k/*SampleB180*

$F / \%$	T60C			T100C			
	0.25	0.50	0.75	0.25	0.50	0.75	
$x = 30 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	-	0.342	-	0.763	0.344	0.131	Stevenson [96]
	-	0.363	-	0.803	0.366	0.152	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	-	0.970	-	1.606	0.930	0.464	Bradshaw [7]
	-	0.683	-	0.598	0.667	0.513	Faraco-Medeiros [22]
$x = 50 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.812	0.343	0.117	0.788	0.356	0.150	Stevenson [96]
	0.836	0.357	0.138	0.817	0.370	0.168	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.553	0.845	0.379	1.556	0.902	0.472	Bradshaw [7]
	0.530	0.597	0.434	0.569	0.640	0.496	Faraco-Medeiros [22]

Tabelle B.5: Lokale Gs-Parameter mit Kühlung bei Re250k/*SampleB180*

$F / \%$	T60C			T100C			
	0.25	0.50	0.75	0.25	0.50	0.75	
$x = 30 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.677	0.280	0.096	0.784	0.355	0.137	Stevenson [96]
	0.715	0.298	0.112	0.805	0.374	0.161	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.561	0.869	0.372	1.667	0.970	0.485	Bradshaw [7]
	0.578	0.641	0.455	0.582	0.682	0.522	Faraco-Medeiros [22]
$x = 50 \text{ mm}$							
$\frac{c_f}{2} / \cdot 10^{-3}$	0.754	0.301	0.091	0.766	0.317	0.095	Stevenson [96]
	0.774	0.310	0.109	0.784	0.337	0.110	Wilcox [109]
$St / \cdot 10^{-3}$	1.534	0.818	0.327	1.559	0.852	0.352	Bradshaw [7]
	0.548	0.603	0.410	0.545	0.617	0.424	Faraco-Medeiros [22]



Abbildung B.9 (b) verdeutlicht die Sensitivität der Wahl des Geschwindigkeitsverhältnisses  $r$  nach Gl. (2.17) im Modell nach Eckert und Livingood [19]. Die Anpassung der Konstanten, in der hierfür verwendeten Korrelation  $r = 2.11/\text{Re}_x^{0.1}$ , von 2.11 auf 3.5 führt zu einem nahezu deckungsgleichen Verlauf zum Ansatz nach Kays et al. [51]. In der Abbildung ist diese Modifikation als »mod. Eckert u. Livingood« eingezeichnet. Der Plot zum Reibungsbeiwert ist identisch zur entsprechenden Darstellung in Abb. 5.26.

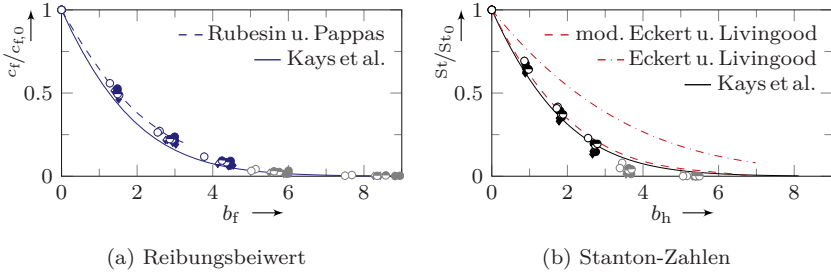


Abbildung B.9: Gs-Charakteristik mit Kühlung über *SampleB180*; Vergleich zu Modellen nach [19, 86]; (◇,○) eigene Daten

Die in Kap. 5.3.2 als weniger geeignet identifizierten Wandgesetze nach Wilcox [109] und Faraco-Medeiros [22], sind in Abb. B.10 als sternförmige Symbole ( $\blacktriangle$  u.  $\blacktimes$ ) eingezeichnet. Die nach [109] ermittelten Reibungsbeiwerte resultieren dabei in vergleichsweise größeren Abweichungen zur theoretischen Beschreibung nach Gl. (5.44). Die Stanton-Betrachtung nach Faraco-Medeiros [22] offenbart in Abb. 5.26 (b) eine Schwäche bei der Beschreibung kleiner Ausblaseraten. Diese zusätzliche Betrachtung untermauert die getroffenen Aussagen zur Eignung der

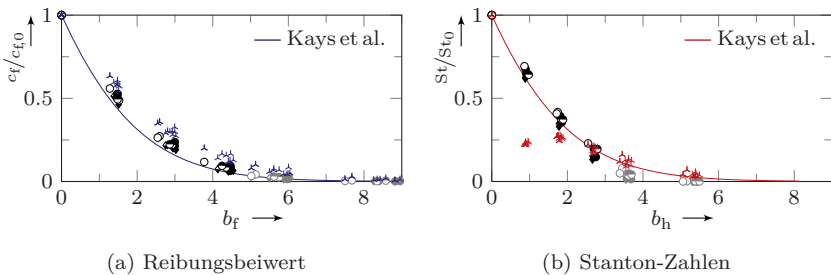


Abbildung B.10: Gs-Charakteristik mit Kühlung über *SampleB180*; Vergleich Wandgesetze; in (a): (◇,○)  $c_f/2$  nach Stevenson, ( $\blacktriangle$ )  $c_f/2$  nach Wilcox; in (b): (◇,○)  $St$  nach Bradshaw, ( $\blacktriangle$ )  $St$  nach Faraco-Medeiros

log. Wandgesetze, bei der die Ansätze nach Stevenson [96] u. Bradshaw [7] als geeignet identifiziert wurden, um die untersuchten Gs-Situationen zu beschreiben.

Abbildung B.11 zeigt die ermittelten lokalen Gs-Größen  $c_f$  und  $St$  im Vergleich zu den Messungen von Romanenko und Kharchenko [85]. Zusätzlich zu den experimentellen Daten sind in den Diagrammen auch die theoretischen Verläufe nach Gl. (5.44) bzw. Kays et al. [51] eingetragen. Das zugrunde liegende Modell wurde anhand der Untersuchungen von Moffat und Kays [73] entwickelt. Alle hier dargestellten Referenzen [51, 73, 85] wurden anhand vergleichbarer Strömungsbedingungen unter Gasinjektion über metallische Sinterplatten abgeleitet. Die guten Übereinstimmungen können als weiteren Beleg für die Unabhängigkeit der lokalen Gs-Größen vom porösen Grundmaterial angesehen werden.

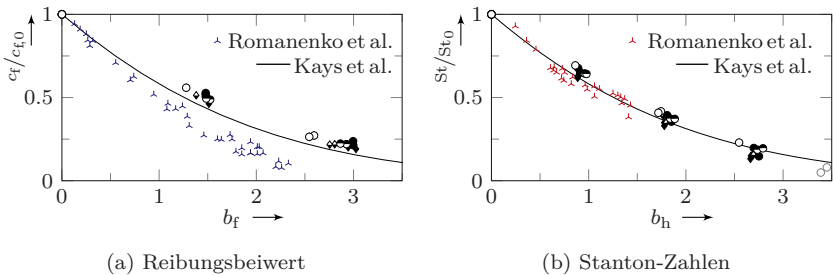


Abbildung B.11: Gs-Charakteristik mit Kühlung über *SampleB180*; Vergleich Referenzdaten; ( $\diamond, \circ$ ) eigene Daten; ( $\blacktriangle$ ) Referenzdaten Romanenko und Kharchenko [85]

Die aufgeführten Ergänzungen in den Abbn. B.9 bis B.11, untermauern die in Kap. 5.3.2 getroffene Aussage, wonach die im Rahmen dieser Arbeit beobachteten Gs-Situationen angemessen durch das Modell nach Kays et al. [51] beschrieben werden können. Diese Erkenntnis fügt sich gut in die Beobachtungen von Meinert [70] und Langener [60], welche anhand von vergleichbaren Studien unabhängig von einander zur gleichen Bewertung kommen.

Neben der Aussage, dass das Modell nach Kays et al. [51] geeignet ist um die Transpirationskühlung von C/C zu beschreiben, können noch weitere Aussagen abgeleitet werden. So kann der Ansatz aus [51] bspw. als unabhängig vom verwendeten porösen Wandmaterial angesehen werden. Darüber hinaus kann dieser nach Meinert [70] und Langener [60] auch zur Beschreibung der Femdgastranspirationskühlung verwendet werden.

Um die kombinierte Standardmessunsicherheit der in Kap. 5 diskutierten Größen zu bestimmen, wurden diese nach GUM (*Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*) [34] ausgewertet. Die ISO-Norm beschreibt ein standardisiertes Vorgehen, um den Einfluss der Unsicherheiten einzelner Messgrößen (Einflussgrößen  $X_i$ ) auf die jeweilig berechnete Größe (Modellfunktion  $R$ ) abzuleiten. Dazu wird die Modellfunktion partiell nach deren Einflussgrößen abgeleitet (Sensitivitätskoeffizienten  $\partial R/\partial X_i$ ), quadriert und aufaddiert

$$\delta R^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial R}{\partial X_i} \right)^2 \delta X_i^2. \quad (\text{C.1})$$

Diese Definitionsgleichung entspricht dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz. Der Anwendung von Gl. (C.1) werden ein lineares Verhalten der Modellfunktion bei Änderung deren Einflussgrößen im Rahmen ihrer Standardmessunsicherheiten sowie eine jeweilig homogene Varianz vorausgesetzt. Beide Kriterien werden für die hier betrachteten Größen als erfüllt angesehen. Das durchgeführte Prozedere wird nachfolgend exemplarisch demonstriert und die relevanten Einflussgrößen sowie die resultierenden kombinierten Standardmessunsicherheiten aufgelistet.

Die kombinierte Standardmessunsicherheit des Heißgasmassenstroms

$$\dot{m}_g = \frac{\dot{V}_g p_{\text{amb}}}{R T_{\text{amb}}} \quad (\text{C.2})$$

ergibt nach Gl. (C.1) den folgenden formalen Zusammenhang

$$\left( \frac{\delta \dot{m}_g}{\dot{m}_g} \right)^2 = \left( \frac{\delta \dot{V}_g}{\dot{V}_g} \right)^2 + \left( \frac{\delta p_{\text{amb}}}{p_{\text{amb}}} \right)^2 + \left( \frac{\delta T_{\text{amb}}}{T_{\text{amb}}} \right)^2. \quad (\text{C.3})$$

## C Messunsicherheiten

---

Setzt man in Gl. (C.3) die in Tab. C.1 aufgelisteten Messunsicherheiten ein, resultiert dies in einer kombinierten Standardmessunsicherheit von 0.3%. Die dominierende Messunsicherheit des Heißgasmassenstrom ist demnach die des Durchflussmessgeräts. Dies erscheint plausibel, da die übrigen Einflussgrößen lediglich zur Berechnung der Dichte verwendet werden und die hierfür eingesetzten Messmittel relativ kleine Messunsicherheiten aufweisen (vgl. Tab. C.1).

Zerlegt man die Reynolds-Zahl nach den gemessenen Einflussgrößen

$$\text{Re}_{\text{dh}} = \frac{u_{\text{bulk}} d_{\text{h}}}{\nu} = \frac{\dot{V}_{\text{g}} p_{\text{amb}}}{R T_{\text{amb}}} \frac{2}{(B + H)} \frac{1}{\mu_{\text{g}}} \quad (\text{C.4})$$

wird ersichtlich, dass neben den bereits bei  $\dot{m}_{\text{g}}$  betrachteten Einflussgrößen die Querschnittsabmessungen des HGK sowie die Viskosität in die Betrachtung der kombinierten Messunsicherheit mit eingehen. Belegt man die nach Gl. (C.1) bestimmten Sensitivitätskoeffizienten

$$\begin{aligned} \left( \frac{\delta \text{Re}_{\text{dh}}}{\text{Re}_{\text{dh}}} \right)^2 = & \\ & \left( \frac{\delta \dot{V}_{\text{g}}}{\dot{V}_{\text{g}}} \right)^2 + \left( \frac{\delta p_{\text{amb}}}{p_{\text{amb}}} \right)^2 + \left( \frac{\delta T_{\text{amb}}}{T_{\text{amb}}} \right)^2 + \frac{\delta B^2 + \delta H^2}{(B + H)^2} + \left( \frac{\delta \mu_{\text{g}}}{\mu_{\text{g}}} \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

mit den aufgeführten Einzelmessunsicherheiten<sup>1</sup>, resultiert dies in einer kombinierten Standardmessunsicherheit von 1.5%. Die resultierenden Unsicherheiten der Reynolds-Zahl werden demnach maßgeblich von den abgeschätzten Unsicherheiten der HGK-Querschnittsabmessungen dominiert. Diese wurden als relativ groß abgeschätzt, da die eingesetzte Sondentraverse keinen bündigen Übergang zum HGK besitzt (Hinterschneidung ca. 1 mm, vgl. Kap. 3.2.4).

Die Bestimmung der Sensitivitätskoeffizienten kann je nach Struktur der Modellfunktion relativ aufwendig sein. Um Berechnungsfehler auszuschließen, wurden diese durch den Einsatz der *Symbolic Math Toolbox* in MATLAB bestimmt. Die berechneten kombinierten Standardmessunsicherheiten sind gegen die Ergebnisse der QMSYS GUM Professional Software der Firma QUALISYST LTD verifiziert.

In Tab. C.1 sind alle zur Betrachtung der kombinierten Messunsicherheiten benötigten Einzelunsicherheiten zusammengefasst. Die gelisteten Werte stammen aus Kalibrierzertifikaten, Datenblättern oder wurden konservativ abgeschätzt. Die

---

<sup>1</sup> Im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Stoffgrößen werden aus der Stoffdatenbank COOLPROP [3] bestimmt. Eine Fehlerfortpflanzungsbetrachtung kann dadurch nicht direkt erfolgen. Um die Unsicherheit von  $\mu_{\text{g}}$  zu bestimmen wurde deshalb auf eine statistische Betrachtung nach GUM [35] zurückgegriffen ( $\Rightarrow \delta \mu_{\text{g}} / \mu_{\text{g}} = 0.02\%$ ). Das gleiche Vorgehen wurde bspw. auch zur Abschätzung der Unsicherheit der Permeabilitätskoeffizienten in Langener [60] verwendet.

Tabelle C.1: Übersicht zur Standardmessunsicherheit der eingesetzten Messmittel; (i) kalibrierter Temperaturbereich, (ii) erreichte Genauigkeit nach Kalibrierung inkl. Abweichung von Kalibrierpolynom

Messmittel	Größe $X_i$	gem. Bereich $X_{i,\min} \dots X_{i,\max}$	Messunsicherheit $\delta X_i$
Breite HGK	$B$	90 mm	2 mm
Höhe HGK	$H$	60 mm	1 mm
hori. Positionierung	$x, z$	0 ... 154 mm	1 mm
verti. Positionierung	$y$	0 ... 30 mm	0.025 mm
Breite poröse Proben	$B_{\text{Probe}}$	50 ... 64 mm	1 mm
Differenzdruckaufnehmer	$p_{\text{dyn}}$	316 ... 5020 Pa	1 Pa
Differenzdruckaufnehmer	$p_{\text{stat}}$	-60 ... -200 hPa	17 Pa
Absolutdruckaufnehmer	$p_{\text{amb}}$	957 ... 964 hPa	10 Pa
Absolutdruckaufnehmer	$p_c$	0 ... 3 bar	1.5 mbar
		0 ... 15 bar	7.5 mbar
Massenstromregler	$\dot{m}_c$	0 ... 10.75 g/s	0.054 g/s
Durchflussmessgerät	$\dot{V}_g$	201 ... 3661/s	0.6 ... 1.11/s
Thermoelemente	$T$	15 ... 155 °C (i)	< 0.2 °C (ii)
Temperatursensor	$T_{\text{amb}}$	18 ... 29 °C	0.1 °C

maximalen Werte der berechneten kombinierten Standardmessunsicherheiten sind in Tab. C.2 zusammengeführt.

Die Messunsicherheit des Durchflussmessgeräts bezieht sich auf den jeweiligen Messwert. Dadurch ergeben sich für  $\dot{m}_g$  sowie  $\text{Re}_{\text{dh}}$  (die übrigen Einflussgrößen bei  $\text{Re}_{\text{dh}}$  beziehen sich auf konstante Werte oder sind sehr klein) annähernd konstante kombinierten Standardmessunsicherheiten für alle betrachteten Bedingungen.

Tabelle C.2: Maximalwerte der kombinierten Standardmessunsicherheiten

betrachtete Größe ( $R$ )	Symbol	kom. Standardmessunsich. ( $\delta R/R$ )
Heißgasmassenstrom	$\dot{m}_g$	0.3 %
Reynolds-Zahl	$\text{Re}_{\text{dh}}$	1.5 %
Darcy-Geschwindigkeit	$v$	4.1 ... 20.4 %
Ausblaserate	$F$	5.4 ... 20.7 %
stat. Heißgastemperatur	$T_{\text{stat}}$	0.05 ... 0.06 %
lok. Heißgasgeschwindigkeit	$u$	0.02 ... 28.2 %

Der Massenstromregler besitzt gegenteilige Eigenschaften. Die Messunsicherheit ist hier unabhängig vom Messwert und damit konstant im kompletten Messbereich. Bei der Fehlerfortpflanzungsrechnung ergeben sich dadurch relativ große kombinierte Messunsicherheiten für kleine Darcy-Geschwindigkeiten ( $v_{\min} = 0.079 \text{ m/s} \rightarrow \delta v = \pm 0.016 \text{ m/s} \Rightarrow \delta v/v = 20.41 \%$ ) und dadurch auch Ausblaseraten.

Ähnlich verhält es sich bei der Analyse der lokalen Heißgasgeschwindigkeit. Hier resultiert die relativ große, maximale kombinierte Standardmessunsicherheit aus dem Fall  $\text{Re}150\text{k}/\text{T}60\text{C}$  bei  $x = 50 \text{ mm}$  und  $F = 1.5 \%$ . Der eingetragene Impuls des Kühlgases führt hier zum *blow off*. Dadurch wird nahe der HGK-Wand die Geschwindigkeit sehr stark verlangsamt, was sich wiederum in einer relativ großen kombinierten Standardmessunsicherheit niederschlägt ( $u_{\min} = 1.88 \text{ m/s} \rightarrow \delta u = \pm 0.53 \text{ m/s} \Rightarrow \delta u/u = 28.17 \%$ ). Obwohl für  $F = 1.0 \%$  die Geschwindigkeitsprofile teilweise noch immer auf einen leichten *blow off* hindeuten, sinkt die maximale kombinierte Standardmessunsicherheit bei allen betrachteten Heißgasbedingungen hier bereits deutlich unter  $1 \%$ . Durch den Einsatz des Präzisionsdrucksensors MENSOR CPT6100 zur Aufnahme von  $p_{\text{dyn}}$  ( $\delta p_{\text{dyn}} = \pm 1 \text{ Pa}$ ), können außerhalb dieser lokal stark eingegrenzten Extrembereiche<sup>2</sup> sehr kleine Messunsicherheiten erreicht werden.

Gleiches gilt für die gemessenen und auch statischen Temperaturprofile, die durch die Kalibrierung des verwendeten TE im kompletten betrachteten Temperaturbereich sehr kleine Messunsicherheiten aufweisen. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Strömungsbedingungen liegen am unteren Ende kompressibler Unterschallströmungen ( $\text{Ma} \leq 0.3$ ). Daher nimmt bei der Umrechnung der gemessenen nach der statischen Temperatur der Geschwindigkeitsanteil lediglich einen kleinen Anteil ein (vgl. Gl. (3.5)). Die durch Kalibrierung erzielte Messunsicherheit der TE kann dadurch nahezu aufrecht erhalten werden.

---

<sup>2</sup>Profile mit *blow off* Charakteristik spielen zudem in der weiteren quantitativen Analyse der Gs-Daten keine Rolle

## Lebenslauf

**Sven Schweikert**

geboren am 21. April 1984  
in Heidelberg



seit  
04/2017 **TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH**, Ditzingen  
Grundlagenentwickler  
in der Additiven Fertigung

**Universität Stuttgart**  
11/2010 - Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Doktorand  
09/2016 am Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt

**Universität Stuttgart**  
10/2004 - Student der Luft- und Raumfahrttechnik, Abschluss: Dipl.-Ing.  
09/2010 Vertiefung: Thermodynamik, Luftfahrtantriebe u. Turbomaschinen

09/2000 - **Carl-Engler-Schule**, Karlsruhe  
06/2003 Schüler, Abschluss: Abitur