

Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport in effusiv gekühlten faserkeramischen Raketebrennkammerwänden

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dirk Greuel

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Wolfgang Koschel
 Universitätsprofessor Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem
 Universitätsprofessor Dr.-Ing. Peter Jeschke

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Oktober 2012

Geheimnisvoll am lichten Tag

lässt sich Natur des Schleiers nicht berauben,

und was sie deinem Geist nicht offenbaren mag,

das zwingst du ihr nicht ab mit Hebeln und mit Schrauben.

Aus Faust: Der Tragödie Erster Teil von Johann Wolfgang von Goethe

Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Raumfahrtantriebe des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) am Standort Lampoldshausen. Die Forschungsarbeiten waren in das programmatische Vorhaben „Keramische Brennkammer“ des DLRs zur Entwicklung einer effusiv gekühlten, faserkeramischen Raketenbrennkammer eingebunden. Für die gute Kooperation mit dem DLR-Stuttgart bedanke ich mich stellvertretend bei Herrn Dipl.-Ing. Markus Ortelt.

Bedanken möchte ich mich bei allen, die zur Fertigstellung dieser Arbeit direkt oder indirekt beigetragen haben. Ein besonderes Wort des Dankes richte ich an meinen Doktorvater, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. W. Koschel, der als früherer Leiter des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe nicht nur die wissenschaftlichen Rahmenbedingungen für meine Promotion zur Verfügung stellte, sondern darüber hinaus durch seine fachliche Unterstützung, seine wertvollen Ratschläge und unerschöpfliche Geduld bei der kritischen Durchsicht dieser Dissertation für deren Gelingen sorgte. Mein Dank gebührt gleichermaßen dem zweiten Bericht dieser Arbeit, Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. S. Schlechtriem, der zur Zeit meiner Promotion die Nachfolge von Prof. Koschel am DLR-Institut für Raumfahrtantriebe antrat und mir die wissenschaftliche Betätigungsfreiheit gewährte, um diese Arbeit erfolgreich abschließen zu können. Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. P. Jeschke danke ich für die Bereitschaft, sich als dritter Bericht zur Verfügung zu stellen. Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. Olivier spreche ich meinen Dank für die Leitung der Prüfung als Vorsitzender des Promotionsausschusses aus.

Sehr herzlich möchte ich mich auch bei allen Mitarbeitern des Technikums M3 bedanken, die durch ihre unermüdliche Hilfestellung bei den Experimenten am Durchflussprüfstand und im Chemielabor Anteil an der vorliegenden Arbeit nahmen. Ganz besonders denke ich dabei an die tatkräftige Unterstützung von Herrn Michael Zepmeisel in allen Belangen der Mess- und Steuertechnik.

Hervorheben möchte ich den beständigen Einsatz aller studentischen Hilfskräfte, Studienarbeiter und Diplomanden, die mich mit ihrer Kreativität und ihrem Engagement bei meiner Tätigkeit unterstützt haben. An dieser Stelle sei besonders meinem früheren DRT-Studenten, Herrn Dipl.-Ing. Christophe Bonelle, für seine wertvolle Mitarbeit bei der analytischen Betrachtung der Strömung in porösen Medien und der Auswertung der Messdaten gedankt, die einen wesentlichen Beitrag zu meiner Dissertation leistete. Nicht minder großer Dank gilt zwei ehemaligen Studenten der Arbeitsgruppe Strömungen und Strukturen, Herrn Dipl.-Ing. Andreas Gernoth und Herrn Dipl.-Ing. Tobias Leicht, für ihre Mitwirkung bei der CFD-Analyse von Strömungen in porösen Medien.

Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport in effusiv gekühlten faserkeramischen Raketenbrennkammerwänden

Zusammenfassung

Diese Forschungsarbeit beschreibt die experimentelle und numerische Untersuchung des Durchströmverhaltens von effusiv gekühlten, porösen Brennkammerwänden für den Einsatz in Raketenantrieben. Das primäre Ziel dieser Untersuchungen besteht darin, Methoden zur Bestimmung der Materialeigenschaften des Wandmaterials zu entwickeln, mit denen unter Verwendung von vorhandenen Modellansätzen aus der Theorie für poröse Medien (TPM) die im Wandinneren stattfindenden Impuls- und Stofftransportvorgänge makroskopisch modelliert werden können. Auf Basis dieser Modellierung lässt sich die Kühlmittelströmung im Inneren der porösen Brennkammerwände mit Navier-Stokes Strömungslösern simulieren, wie sie z.B. von kommerziellen CFD-Programmen zur Verfügung gestellt werden. In der vorliegenden Forschungsarbeit wird der in das Softwarepaket ANSYS® integrierte Strömungslöser FLOTTRAN verwendet, um das isotherme Durchströmverhalten der Materialproben numerisch zu untersuchen.

Die untersuchten Materialproben bestehen aus kohlefaserverstärktem Kohlenstoff (C/C). Hinsichtlich der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials wird ein orthotropes Materialverhalten vorausgesetzt, bei dem die Materialeigenschaften zwischen zwei zueinander orthogonalen Probenkonfigurationen variieren (parallel oder orthogonal durchströmt). Um den Einfluss des Kühlmittels auf die Impuls- und Stofftransporteigenschaften zu bewerten, werden zwei verschiedene Durchflussmedien (Stickstoff, Wasserstoff) und Diffusionsmedien (Pentan, Diethylether) eingesetzt. Als weitere Einflussgröße auf den Impulstransport wird in Durchströmversuchen die Abhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten des C/C-Materials vom Druck in der Strömung bzw. von der Dichte der beiden kompressiblen Durchflussmedien bei isothermer Durchströmung der Materialproben erforscht. Die Variation des Druckes dient zur Überprüfung der Anwendbarkeit des Forchheimer-Modells auf den Impulstransport in effusiv gekühlten, porösen Brennkammerwänden, dessen Validierung unter isothermen Strömungsbedingungen über einen großen Druck- bzw. Dichtebereich das zweite Ziel dieser Forschungsarbeit ist.

In diesem Bericht werden auf analytischem Weg vereinfachte Bestimmungsgleichungen sowohl für den mittleren hydraulischen Porendurchmesser als auch für die konvektive Wärmeübergangsfläche zwischen dem porösem Brennkammerwandmaterial und der Kühlmittelströmung hergeleitet. Diese Eigenschaften des C/C-Materials werden ebenfalls anhand der in den Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransport gewonnenen experimentellen Daten quantifiziert.

Investigation of Momentum and Mass Transport in Effusion Cooled, Fibre-Reinforced Ceramic Rocket Combustion Chamber Walls

Summary

This research work describes the experimental and numerical investigation of flow behaviour in effusively cooled, porous combustion chamber walls for use in rocket propulsion. The primary goal of the investigation is to develop methods for determining the properties of wall materials, with which the momentum and mass transport at the wall inner surface can be modelled macroscopically using existing laws from the theory of porous media (TPM). Based on these models, the flow of cooling fluid inside the porous chamber walls can be simulated using Navier-Stokes flow solvers, for example those implemented in commercial CFD software. The flow solver FLOTRAN, integrated in the software package ANSYS®, was used in the current work to numerically investigate the behaviour of isothermal flows through material samples.

The investigated material samples consist of carbon fibre-reinforced carbon (C/C). Orthotropic material behaviour was determined for the momentum and mass transport properties of the C/C material, considering the variation in material properties depending on the sample orientation (parallel or orthogonal flow). To characterise the influence of the cooling fluid on the momentum and mass transport properties, two different flow media (nitrogen, hydrogen) and diffusion media (pentane, diethyl ether) were tested. As a further measure of the influence on momentum transport, the relationship between the permeability coefficient of the C/C material and fluid pressure for isothermal flow through the material sample was investigated experimentally. The variation of pressure served to validate the Forchheimer model for momentum transport in effusion cooled, porous combustion chamber walls over a large range of pressure and therefore density values, which was the second goal of the current work.

In this document, simplified expressions for both the mean hydraulic pore diameter and the convective heat transfer surface between the porous combustion chamber wall material and the coolant flow will be derived analytically. These properties of the C/C material will also be quantified based on the gathered experimental data for momentum and mass transport.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung in Deutsch und in Englisch	i
Inhaltsverzeichnis	iii
Abbildungsverzeichnis	vii
Diagrammverzeichnis	ix
Tabellenverzeichnis	xi
Nomenklatur	xiii
1. Einleitung	1
1.1. Einführung in die Thematik	1
1.1.1. Thermische Belastung von Schubkammern	2
1.1.1.1. Axiale Änderung des Wandwärmeüberganges	3
1.1.2. Arten von Kühlverfahren	6
1.1.2.1. Strahlungskühlung	6
1.1.2.2. Ablationskühlung	7
1.1.2.3. Regenerativkühlung	7
1.1.2.4. Filmkühlung	8
1.1.2.5. Transpirationskühlung	9
1.1.3. Vergleich der Kühlverfahren	10
1.2. Gliederung der Arbeit	12
2. Stand der Technik	15
2.1. Unterscheidung von Transpirations- und Effusionskühlung . . .	15
2.2. Technische Anwendung der Effusionskühlung	18
2.2.1. Platelet-Bauweise	20
2.2.2. Sintermetall-Bauweise	24
2.2.3. CMC-Bauweise	27
2.3. Impuls- und Stofftransporteigenschaften poröser Medien . . .	30
2.3.1. Tortuosität $\mathcal{T}$	34
2.3.2. Permeabilitätskoeffizient k nach <i>Darcy</i>	36

2.3.3.	Hydraulischer Porendurchmesser d_h	38
2.3.3.1.	Elektronenmikroskopie	39
2.3.3.2.	Strömungsanalyse	41
2.3.4.	Volumenporosität ε	42
2.3.5.	Flächenporosität ε_A	46
3.	Stand der Forschung	50
3.1.	Modellierung der Kühlmittelströmung in der porösen Wand . . .	53
3.1.1.	Modellierung des effusiven Impuls-, Wärme- und Stoff- transports	53
3.1.2.	Modellierung der Energieerhaltung in der effusiv gekühl- ten Wand	59
4.	Zielsetzung	64
5.	Theorie poröser Medien	67
5.1.	Konvektiver Impulstransport nach der TPM	70
5.1.1.	Geschwindigkeitsskalen	70
5.1.1.1.	Makroskopische Strömungsgeschwindigkeit .	71
5.1.1.2.	Mikroskopische Strömungsgeschwindigkeit .	71
5.1.1.3.	Geschwindigkeit der Strömung in den Kapil- larkanälen	71
5.1.1.4.	Geschwindigkeitsverhältnis	72
5.1.2.	Strömungsformen	72
5.1.2.1.	Reynolds-Zahl der Strömung in porösen Medien	73
5.1.2.2.	Kapillarströmung	74
5.1.2.3.	Laminarströmung	74
5.1.2.4.	Übergangsströmung	76
5.1.2.5.	Turbulente Strömung	78
5.1.2.6.	Transition: Umschlag von laminarer zu turbu- lenter Strömung	79
5.1.3.	Modelle für laminare Strömungen in porösen Medien . .	83
5.1.3.1.	Modelle zum hydraulischen Durchmesser . .	84
5.1.3.2.	Klinkenberg-Effekt	91
5.1.4.	Modelle für Übergangsströmungen in porösen Medien .	95
5.1.4.1.	Forchheimer-Modell	95
5.1.4.2.	Ergun-Modell	97
5.1.5.	Modelle für turbulente Strömungen in porösen Medien .	99
5.1.6.	Modelle mit Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$	100
5.2.	Molekularer Stofftransport nach der TPM	105
5.2.1.	Kinetische Gastheorie	107

5.2.2.	Theorie zur Bestimmung der Tortuosität	108
5.2.2.1.	Molekularer Diffusionskoeffizient D_m nach der Chapman-Enskog-Theorie	109
5.2.2.2.	Gleichung von Epstein	110
5.2.2.3.	Definition des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e	115
6.	Messung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften	118
6.1.	Konfigurationen der C/C-Proben für die Materialuntersuchungen	119
6.2.	Messung der Volumenporosität	124
6.2.1.	Porositäts- und Dichtemessung mittels des Archimedes-Messverfahrens	125
6.3.	Messung des Tortuositätskoeffizienten	129
6.3.1.	Versuchsaufbau der Diffusionsflussuntersuchungen . . .	131
6.3.1.1.	Flüchtige organische Verbindungen	134
6.3.2.	Ergebnisse der Diffusionsflussuntersuchungen	136
6.3.2.1.	Versuchsergebnisse mit Diethylether als Messmedium	137
6.3.2.2.	Versuchsergebnisse mit Pentan als Messmedium	141
6.3.2.3.	Einfluss der VOCs auf die Diffusion im porösen Medium	144
6.3.2.4.	Einfluss der Faserorientierung auf die Diffusion im porösen Medium	146
6.3.3.	Ergebnisse der Berechnung des Tortuositätskoeffizienten	150
6.3.3.1.	Abhängigkeit der Tortuosität von der Messkonfiguration	153
6.4.	Messung der Permeabilitätskoeffizienten	154
6.4.1.	Versuchsdurchführung	155
6.4.2.	Verfahren zur Bestimmung der α - und β -Werte	158
6.4.2.1.	Analytisches Verfahren	161
6.4.2.2.	Numerisches Verfahren	162
6.4.3.	Versuchsaufbau der Durchflussuntersuchungen	164
6.4.3.1.	Durchflussprüfstand	165
6.4.3.2.	Durchflussmessapparatur	167
6.4.3.3.	Durchflussprobe mit Probenhalter	168
6.4.3.4.	Messtechnik für die Durchflussversuche . . .	175
6.4.4.	Ergebnisse der Durchflussversuche	178
6.4.4.1.	Versuchsparameter	178
6.4.4.2.	Einfluss der Durchflusskonfiguration	180
6.4.4.3.	Einfluss der Stoffart des Durchflussmediums .	184

6.4.4.4.	Einfluss der Kompressibilität der Durchflussme- dien	190
6.4.4.5.	Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung in- nerhalb der Durchflussproben	194
6.5.	Messung des mittleren hydraulischen Durchmessers der Kapil- larkanäle	202
6.5.1.	Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$	203
6.5.2.	Strömungsanalyse zur Bestimmung des mittleren hydrau- lischen Durchmessers $\bar{d}_h$	206
6.5.2.1.	Ergebnisse der Strömungsanalyse	217
6.6.	Messung der wärmeübertragenden Fläche pro Volumeneinheit	221
6.6.1.	Oberflächenmessverfahren	223
6.6.1.1.	Gasadsorption	223
6.6.1.2.	Durchströmungsverfahren	225
6.6.2.	Gleichung zur Bestimmung der volumenbezogenen Wär- meübergangsfläche A_V	226
6.6.2.1.	Ergebnisse des Durchströmungsverfahrens	228
7.	Numerische Bestimmung der Permeabilitätskoeffizienten	231
7.1.	CFD-Analyse der Probendurchströmung	232
7.1.1.	Programmierung der CFD-Analyse	232
7.1.2.	Aufbau des CFD-Modells	234
7.1.2.1.	FLOTTRAN CFD-Element	234
7.1.2.2.	Geometrie des Berechnungsgebiets	236
7.1.2.3.	Diskretisierung des Berechnungsgebiets	238
7.1.2.4.	Randbedingungen des Berechnungsgebiets	239
7.2.	Ergebnisse der CFD-Analyse	242
7.3.	Konvergenzstudie	251
7.3.1.	Konvergenzmonitor	252
7.3.2.	Freiheitsgrade	252
7.3.3.	Konvergenz	253
7.4.	Ergebnisse der Optimierungsrechnung	255
8.	Zusammenfassung	265
8.1.	Ausblick	272
	Literaturverzeichnis	275
A.	Anhang	288
A.1.	Versuchsaufbau der Durchflussversuche	288

Abbildungsverzeichnis

2.1. Aerojet Experimentaltriebwerk in Platelet-Bauweise	20
2.2. Effusiv-regenerativ gekühlte Düse im Platelet-Design	21
2.3. Pratt & Whitney XLR129-Triebwerk	23
2.4. DASA/CADB Subscale-Experimentaltriebwerk	25
2.5. Längsschnitt der Modell-Brennkammer mit CMC-Brennkammer- modul V02b	28
2.6. Unterteilung der porösen Medien in drei Verbundarten	31
2.7. 0°/90°-Gewebe aus Kohlenstofffasersträngen	32
2.8. Verlauf einer Kapillaren im porösen Material	35
2.9. Einteilung der wichtigsten Methoden zur Porencharakterisierung	38
2.10. REM-Aufnahme der C/C-Mikrostruktur	40
2.11. Porenarten	43
2.12. Konnektivität und Art von porösen Strukturen	44
2.13. Modellierung des porösen Materials in Form von Kapillarröhrchen	47
3.1. Wand- und Kühlmitteltemperaturverlauf in der porösen Wand . .	61
5.1. Schematische Skalierung der Strömungsgeschwindigkeit	72
5.2. Diffusion in gasförmigen, homogenen Medien und im porösen Material	111
5.3. Schema des experimentellen Aufbaus für die Tortuositätsmessung	116
6.1. Einteilung der C/C-Proben in die drei Fertigungskonfigurationen	122
6.2. Einteilung der C/C-Proben in drei Messkonfigurationen	124
6.3. Blockschaltbild der Infiltrationsapparatur für das Archimedes- Messverfahren	126
6.4. Beispiel des experimentellen Aufbaus und Ablaufs der Tortuo- sitätsmessung	131
6.5. C/C-Probenkörper und Teflon-Probenhalter nach Zusammenbau	134
6.6. Diffusion von Ether und Pentan in Luft	136
6.7. Prinzip der durchgeführten Durchflussversuche	156
6.8. Messstellenplan der Durchflussmessapparatur	168

6.9. Photo der Durchflussmessapparatur im zusammengebauten Zustand	169
6.10. Überblick über die C/C-Proben für die verschiedenen Durchflussskonfiguration	169
6.11. Photo der C/C-Probe nach dem Einbau in den Probenhalter . . .	170
6.12. Schematische Darstellung des experimentellen und des theoretischen Druckverlaufs	198
7.1. Definition der zweidimensionalen Modellgeometrie	238
7.2. Beispiele für Faserwinkel-Kombinationen bei radialer Durchströmung eines Schubkammersegments	258
A.1. Zusammenbauzeichnung der C/C-Probe und des Probenhalters .	288
A.2. Konstruktionszeichnung der Permeabilitätsmessapparatur	289
A.3. Fließplan des Durchflussprüfstands	290
A.4. Synoptik zur Übergabe der Mess- und Steuerstellen an das Programm DLR_Teststand	291

Diagrammverzeichnis

1.1. Axiale Änderung der Strömungsbedingungen entlang der Brennkammerkontur	4
1.2. Thermische Belastung entlang der Brennkammerwand des Vulcan Triebwerks	5
1.3. Vergleich von Kühlverfahren hinsichtlich des abführbaren Wärmeflusses	11
2.1. Impulsverhältnis $I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref}$ bei TEHORA-Kampagne	26
3.1. Druck- und Geschwindigkeitsverlauf in der 1-D Kühlmittelströmung durch eine poröse Brennkammerwand	56
5.1. Abweichung des Strömungsverhaltens vom linearen Darcy-Modell	75
5.2. Schematische Klassifizierung der Strömung in porösen Medien .	79
5.3. Fanning-Reibungsfaktor f vs. Reynolds-Zahl Re_{dh} für die Strömung in porösen Medien	81
5.4. Reibungsfaktor f^* vs. Reynolds-Zahl Re_{dh}^* für Strömungen in Schüttungen	83
5.5. Zusammenhang zwischen der Gaspermeabilität und dem rezi-proken Druckmittelwert	94
6.1. Diffusion von Ether in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration	137
6.2. Diffusion von Ether in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration	140
6.3. Diffusion von Pentan in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration	142
6.4. Diffusion von Pentan in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration	143
6.5. Zusammenfassung der Diffusionsprozesse für beide VOCs und Diffusionsflusskonfigurationen	148
6.6. Druckverlust Δp als Funktion des Massenstroms $\dot{m}$ in beiden Durchflusskonfigurationen mit N_2	182

6.7.	Druckverlust Δp als Funktion des Massenstroms $\dot{m}$ in beiden Durchflusskonfigurationen mit H_2	183
6.8.	Druckverlust Δp als Funktion des Massenstroms $\dot{m}_f$ in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit N_2 und H_2	184
6.9.	Druckverlust Δp als Funktion des Massenstroms $\dot{m}_f$ in der parallelen Durchflusskonfiguration mit N_2 und H_2	185
6.10.	Parameterstudie zum Verlauf von $\dot{m}_f$ über p_{ein} in der parallelen Durchflusskonfiguration mit den beiden Parametern Δp und Stoffart des Durchflussmediums	191
6.11.	Parameterstudie zum Verlauf von $(\dot{m}_{H_2}/\dot{m}_{N_2})$ über p_{ein} in der parallelen Durchflusskonfiguration mit Δp als Parameter	192
6.12.	Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung von N_2 innerhalb der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration . . .	194
6.13.	Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung von H_2 innerhalb der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration . . .	195
6.14.	Zusammengesetzte Ausgleichskurven für die Messwerte aus Diagramm 6.13	201
6.15.	Poren-Reibungsfaktor f_p als Funktion der Poren-Reynolds-Zahl Re_p in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit N_2	211
6.16.	Poren-Reibungsfaktor f_p als Funktion der inversen Poren-Reynoldszahl $1/Re_p$ in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit N_2 .	213
6.17.	Mittlerer hydraulischer Durchmesser $\bar{d}_h$ als Funktion der Poren-Reynoldszahl Re_p in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit N_2	215
7.1.	Druckfeld aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe	243
7.2.	Vergleich der numerischen, theoretischen und experimentellen Ergebnisse für den axialen Druckverlauf $p_f(x)$	244
7.3.	Feld der Geschwindigkeitsvektoren $\vec{v}(x, y)$ aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe	247
7.4.	Feld der Geschwindigkeitskomponente $V_X(x, y)$ aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe	250
7.5.	Verlauf der Konvergenz bei der Strömungsberechnung	253
7.6.	Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse der Strömungsanalyse in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit H_2	262
7.7.	Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse der Strömungsanalyse in der parallelen Durchflusskonfiguration mit H_2	263

Tabellenverzeichnis

2.1. Legende zum Bild 2.3	24
2.2. Eigenschaften von C/C und NARloy-Z bei Raumtemperatur	27
5.1. Einteilung der Strömung in 4 Klassen entsprechend des Bereichs der Knudsen-Zahl	92
5.2. Operandenvergleich zwischen <i>Forchheimer</i> - und Navier-Stokes- Gleichung	96
6.1. Messwerte der Trocken-, Unterwasser- und Naßmasse der Platte PH-964-P	127
6.2. Vergleich der Stoffeigenschaften von Diethylether und Pentan	135
6.3. Ergebnisse der Diffusion von Ether in der senkrechten Diffusi- onsflusskonfiguration	139
6.4. Ergebnisse der Diffusion von Ether in der parallelen Diffusions- flusskonfiguration	141
6.5. Ergebnisse der Diffusion von Pentan in der senkrechten Diffusi- onsflusskonfiguration	143
6.6. Ergebnisse der Diffusion von Pentan in der parallelen Diffusi- onsflusskonfiguration	144
6.7. Vergleich der Ergebnisse für die Diffusion von Diethylether und Pentan	145
6.8. Vergleich der Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} der beiden VOCs	146
6.9. Einfluss der Diffusionsflusskonfiguration auf Diffusionsmassen- ströme und -koeffizienten	147
6.10. Anisotropiefaktor $T_{\parallel}/T_{\perp}$ des Tortuositätskoeffizienten	150
6.11. Einfluss des Messmediums auf den Tortuositätskoeffizienten	151
6.12. Berechnung der effektiven Länge L_{eff} der Strömungskanäle durch die C/C-Probe	153
6.13. Axiale Positionen x der Druckmessstellen der Durchflussprobe	171
6.14. Versuchsmatrix der Durchflussversuche	179
6.15. Vergleich der Messwerte des Druckverlusts Δp und Massen- stroms $\dot{m}$ in den beiden Durchflusskonfigurationen	181

6.16. Vergleich der für Stickstoff und Wasserstoff bestimmten Werte der Dichte ϱ_{ein} und der <i>Darcy</i> -Geschwindigkeit v_{ein}	188
6.17. Massenstrom-, Dichte- und Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen Stickstoff und Wasserstoff	189
6.18. Koeffizienten des <i>Sutherland</i> -Gesetzes für H_2 und N_2	197
6.19. Zusammenfassung aller in der Strömungsanalyse mit den C/C-Proben aus der Platte PH 964 P ermittelten Werte	218
6.20. Anisotropiefaktor $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$ des mittleren hydraulischen Durchmessers	219
6.21. Einfluss des Durchflussmediums auf den mittleren hydraulischen Durchmesser	220
6.22. Zusammenfassung der Messwerte der Impuls-, Wärme- und Stofftransporteigenschaften der C/C-Proben aus der Platte PH-964-P	229
7.1. Definition der Ränder des Rechengebiets	237
7.2. Definition der Randbedingungen für das Strömungsmodell	241
7.3. Zusammenfassung aller optimierten (α, β) -Wertepaare der beiden C/C-Proben aus der Platte PH-964-P	256
7.4. Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ der Permeabilitätskoeffizienten	256
7.5. Verhältnisse $\alpha_{\text{N}_2}/\alpha_{\text{H}_2}$ und $\beta_{\text{N}_2}/\beta_{\text{H}_2}$ der Permeabilitätskoeffizienten	259

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	Fläche	m^2
c_p	spez. Wärmekapazität	$J/(kg\ K)$
D, d	Durchmesser	m
$D_m, D_{jk}, D_{jke}, D_e$	Diffusionskoeffizienten	m^2/s
f_{CK}	Form-Faktor	-
L	Länge	m
M	Molgewicht	$kg/kmol$
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
p	Druck	bar
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	W/m^2
R	Gaskonstante	$J/(kg\ K)$
Ro_f	Mischungsverhältnis	-
r	Radius	m
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
V	Volumen	m^3
v	Darcy-Geschwindigkeit	m/s

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	$W/(m^2\ K)$
α, k	Permeabilitätskoeffizienten	m^2
β	Permeabilitätskoeffizient	m
ε	Volumenporosität	-
ε_A	Flächenporosität	-
η	Kühleffektivität	-
κ	Isentropenexponent	-
λ	Wärmeleitfähigkeit	$W/(m\ K)$
μ	dynamische Viskosität	Pas
Δp	Druckdifferenz	bar
ρ	Dichte	kg/m^3

σ_0	Moleküldurchmesser	nm
$\mathcal{T}$	Tortuosität	-
Ω_D	Stoßintegral für Diffusion	-

Dimensionslose Kenngrößen

F	$= (\rho_f u_f)/(\rho_C u_C)$	Ausblasrate
f	$= \Delta p / (2 \rho_f v^2) \cdot \overline{d_h} / L$	Fanning-Reibungsfaktor
Nu	$= (\alpha L) / \lambda$	Nusselt-Zahl
Re	$= (v L \rho) / \mu$	Reynolds-Zahl

Indizes

C	Brennkammerzustand
CK	Carman-Kozeny
d_h	hydraulischer Durchmesser
e	äquivalent
eff	effektiv
f	Kühlfluid
inj	Einspritzung
K	Kanal
$mess$	Messwert
R	Reservoir
ref	Referenzzustand
$rechen$	Rechenwert
s	Strukturmaterial
sp	spezifisch
th	Düsenhals
tot	gesamt
u	Umgebung
vac	Vakuum
W	Wand

Naturkonstanten

$\mathcal{A}$	$= 6,02283 \cdot 10^{23}$	Avogadro-Konstante	mol^{-1}
$\mathcal{L}$	$= 1,3805 \cdot 10^{-23}$	Boltzmann-Konstante	J/K
$\Re$	$= 8,314472$	universelle Gaskonstante	$J/(mol K)$

1. Einleitung

Der größte Anspruch an Raumfahrtantriebe ist die Gewährleistung eines zuverlässigen Betriebsverhaltens bei höchstmöglicher Leistungsdichte und Lebensdauer einerseits und minimalem Kostenaufwand andererseits. Da bereits jetzt alle Triebwerkskomponenten bis an die Grenzen beansprucht werden, sind letztendlich die zyklischen thermischen Lasten und das entsprechende Materialverhalten die entscheidenden Kriterien für die Auslegung des Antriebssystems und seiner Gesamtkosten. Konzepte zur Reduzierung der thermo-mechanischen Belastung von chemischen Raumfahrtantrieben setzen zum einen auf eine Optimierung der Kühlung, wobei neben der etablierten Regenerativkühlung auch die Film- und Transpirationskühlung in zunehmendem Maße an Bedeutung gewinnt. Zum anderen wird im Zuge der Weiterentwicklung der Werkstofftechnik auch eine Verbesserung der strukturellen Integrität gegenüber hoher thermischer Belastung angestrebt. Bis heute werden bei der Wahl der Wandmaterialien für Triebwerke von Raumtransportsystemen Metalle oder Super-Legierungen favorisiert. Unter dem Eindruck der gegenwärtigen Fortschritte im Bereich der keramischen Faserverbundwerkstoffe (engl.: Ceramic Matrix Composites, CMCs) befassen sich vermehrt Forschungsprojekte mit den Einsatzmöglichkeiten dieser Materialien in Raketenmotoren, so z.B. im Rahmen des von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Sonderforschungsbereiches/Transregio (SFB/TR) 40. Der SFB/TR mit dem Titel „Technologische Grundlagen für den Entwurf thermisch und mechanisch hoch belasteter Komponenten zukünftiger Raumtransportsysteme“ wird in Kooperation zwischen den Universitäten Aachen, Braunschweig, München und Stuttgart sowie dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) an den Standorten Stuttgart und Lampoldshausen durchgeführt.

1.1. Einführung in die Thematik

Von der thermischen Leistung, die ein großes chemisches Raketentriebwerk produziert, kann nur ein Anteil von ca. 40 – 70 % als Antriebsleistung genutzt werden [89], während die im Abgasstrahl nach dem Austritt aus der Schubkammer noch verbliebene thermische und kinetische Energie für den Antrieb der Rakete verloren geht. Zusätzlich zu diesen Strahlverlusten treten noch chemi-

sche Verluste durch unvollständige Verbrennung auf, sowie thermische Verluste durch Wärmeabfuhr an die Umgebung über die Wand der Schubkammer, die sowohl die Brennkammer als auch die Schub- bzw. Expansionsdüse umfasst. Diese Wärmeverluste an die Wände können bei großen chemischen Raketenantrieben ca. 1 – 2 % der von ihnen produzierten thermischen Leistung betragen, womit eine entsprechend hohe thermische Belastung der Wände verbunden ist. Demnach sind Antriebsleistung und thermische Belastung über die thermische Leistung aneinander gekoppelt. Die Antriebsleistung wird hauptsächlich durch zwei Kenngrößen charakterisiert, durch den Schub F und den spezifischen (abgekürzt „spez.“) Impuls I_{sp} . Die charakteristische Kenngröße für die thermische Belastung ist die maximale Wärmestromdichte $\dot{q}_{W, max}$.

Aufgrund des Antriebsbedarfs von Trägerraketen liegt die thermische Leistung ihrer Stufentriebwerke im Gigawatt-Bereich, die größten Hauptstufentriebwerke erzeugen teilweise bis zu 10 Gigawatt oder mehr. Die daraus resultierende thermische Belastung der Schubkammerwand erreicht eine Größenordnung von $\dot{q}_{W, max} \approx 170 \text{ MW/m}^2$. Bei einer ungekühlten Wand führt die Beaufschlagung mit einer Wärmestromdichte dieser Größe zwangsläufig zum thermischen Versagen aller bis heute verwendeten Wandmaterialien. Eine der wesentlichen Bedingungen für den zuverlässigen Betrieb der Triebwerke von Trägerraketen ist folglich die Gewährleistung einer ausreichenden Kühlung zum thermischen Schutz ihrer Schubkammern. Die Voraussetzung zur Auslegung geeigneter Kühlverfahren für die Schubkammern ist die genaue Kenntnis der bei ihrem Betrieb auftretenden thermischen Lasten.

1.1.1. Thermische Belastung von Schubkammern

Die thermische Belastung einer Raketenschubkammer ist geprägt durch den Kontakt der Schubkammerwand sowohl zur Heißgas- als auch zur Kühlmittelströmung. Zwischen beiden Strömungen und der sie voneinander trennenden Wand findet jeweils eine Wärmeübertragung statt. Dieser Wärmetransport erfolgt durch: Wärmeleitung, Konvektion und Strahlung [59].

Die Heißgasströmung entsteht indem auf das Heißgas entlang der Schubkammerlängsachse (nachfolgend als X -Achse bezeichnet) ein axiales Druckgefälle aufgeprägt wird, weshalb sie zu den „erzwungenen“ Strömungen zählt. Der Druckgradient in der Form $dp/dx < 0$ resultiert aus der Differenz zwischen dem Einspritzdruck am Schubkammereintritt und dem lokalen Druck p in der Schubkammer in Richtung zunehmender X -Achsenabschnitte, der aufgrund der Entspannung des Heißgases in Richtung Schubkammeraustritt kontinuierlich abnimmt. Die Wärmeübertragung von der Heißgasströmung zur Schubkammerwand wird daher als „erzwungene“ Konvektion [59] bezeichnet. Die charakteristischen Kenngrößen, von denen die Wärmeübertragung abhängt, sind die

Reynolds-Zahl Re und die Prandtl-Zahl Pr .

Zur Beschreibung des konvektiven Wärmeüberganges zwischen einer Strömung und einer Wand formulierte *Isaac Newton* das *Newtonsche Abkühlungsgesetz* mit dem Wärmeübergangskoeffizienten α (SI-Einheit $W/(m^2 \cdot K)$) als Proportionalitätsfaktor. Anstelle des dimensionsbehafteten Wärmeübergangskoeffizienten α wird die dimensionslose Nusselt-Zahl Nu eingeführt, in der alle Einflussgrößen auf den konvektiven Wärmeübergang zu einer gemeinsamen Funktion zusammengefasst sind [59]:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda_f} = F(Re, Pr) \quad (1.1)$$

worin λ der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient des Heißgases und L eine charakteristische Länge ist. Es ist das Verdienst von *Nusselt*, die Gesetze der physikalischen Ähnlichkeit für die Wärmeübertragung als erster umfassend aufgestellt zu haben. Die Bestimmungsgleichungen F für die Nusselt-Zahl sind das Ergebnis der Ableitung der Kenngrößen aus den Differentialgleichungen und ihren Randbedingungen. Nach ihrem Urheber werden sie auch *Nusseltsche*-Gleichungen genannt. Da die Funktionen F oft monoton verlaufen [59], können sie in gewissen Bereichen durch $Nu = konst. \cdot (Re)^m \cdot (Pr)^n \dots$ stückweise angenähert werden. Die Werte der Re - und Pr -Zahl werden mit ihrer jeweiligen Definitionsgleichung berechnet. Alle zur Bestimmung der beiden dimensionslosen Kennzahlen verwendeten Stoffgrößen beziehen sich auf die lokalen Zustände bzw. Stoffeigenschaften in der Heißgasströmung.

1.1.1.1. Axiale Änderung des Wandwärmeüberganges

Aufgrund der Entspannung des Heißgases in Richtung des Schubkammeraustritts weisen neben dem Druck p auch die anderen Strömungseigenschaften (Temperatur T und Geschwindigkeit U) Gradienten in axialer Richtung X entlang der Schubkammerlängsachse auf. Das Diagramm 1.1 zeigt qualitativ die Verläufe von Druck, Temperatur und Geschwindigkeit entlang der Längsachse, die im Bereich der Brennkammer auftreten. Die Brennkammer umfasst neben dem zylindrischen Brennraum auch den Laval-Bereich der Düse und reicht stromabwärts vom Düsenhals bis zum Expansionsverhältnis ε an dem sich die Düsenerweiterung der Schubkammer, d.h. die eigentliche Expansionsdüse, anschließt. Desweiteren ist im Diagramm 1.1 exemplarisch der Konturverlauf einer typischen Brennkammer als Funktion ihrer Längskoordinate X dargestellt. Die Achsenauftragung im Diagramm 1.1 erfolgte jeweils in dimensionsloser Form, einmal als Verhältnis der Wandradien R/R_0 und zum anderen als Verhältnis X/R_0 der axialen Koordinate X zum Wandradius R_0 in der Brennkammer, wobei der Wert $X/R_0 = 0$ die Position des Düsenhalses bezeichnet.

Die qualitativen Verläufe der drei Strömungseigenschaften p , T und U sind das Ergebnis einer CFD-Analyse der Heißgasströmung, welche mit dem kommerziellen Computerprogramm TDK 91XTM [32] durchgeführt wurde. Um alle Werte in einem Diagramm darstellen zu können, wurden auch sie dimensionslos gemacht, indem sie auf ihren entsprechenden Bezugswert im zylindrischen Brennkammerbereich bezogen wurden. Diese konstanten Bezugswerte sind durch den Index „0“ gekennzeichnet. Der Abfall der Kurve U_0/U in Richtung des Düsenhalses belegt die Zunahme der Geschwindigkeit U während gleichzeitig der Abfall der Kurven T_{stat}/T_0 und p_{stat}/p_0 die Abnahme der statischen Temperatur T_{stat} bzw. des statischen Drucks p_{stat} widerspiegelt. Da sich die Dichte ρ des Strömungsmediums proportional zum Druck und reziprok proportional zur Temperatur verhält und der Druck stärker als die Temperatur abfällt, nimmt die Dichte ebenfalls ab. Parallel dazu steigt hingegen die Kurve für p_{dyn}/p_0 , was einer Zunahme des dynamischen Druckes $p_{dyn} = \rho/2 \cdot U^2$ entspricht, da die Geschwindigkeit U quadratisch in diese Beziehung eingeht.

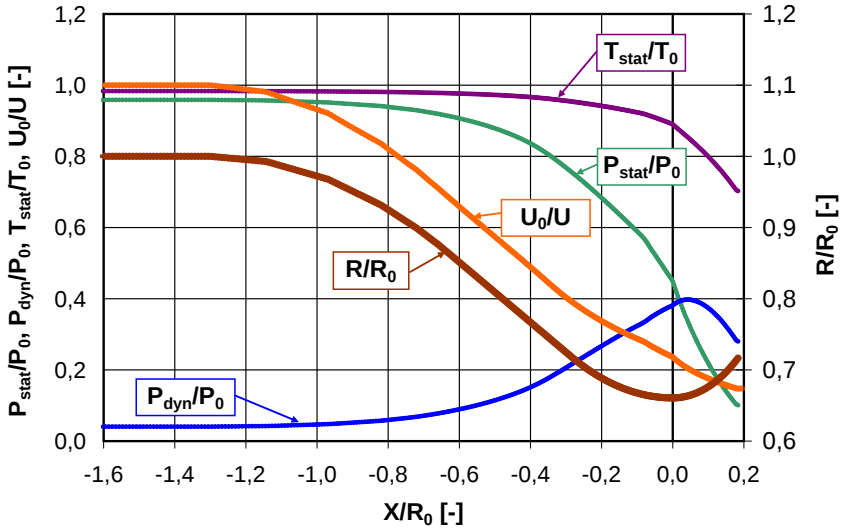


Diagramm 1.1: Axiale Änderung der Strömungsbedingungen in der Brennkammer

Die axiale Änderung der Strömungseigenschaften verursacht eine starke Variation des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha_C(x)$. Wie im Diagramm 1.2 zu sehen ist, führt dies zu einer korrespondierenden Änderungsrate der Wärmebelastung $\dot{q}_W(x)$ entlang der Brennkammerwand, die bis zu 250 % des Ausgangswerts bei $X = 0$ betragen kann. Daher treten die größten thermischen

Lasten in Raketenschubkammern im Düsenbereich auf und erreichen ihr Maximum am Düsenhals [40], dessen Position sich im Diagramm 1.2 bei einem X -Achsenabschnitt von ca. 42 cm befindet. Im Unterschied zum Diagramm 1.1 wurde im Diagramm 1.2 nicht der Düsenhals sondern der Schubkammereintritt als Nullpunkt der X -Achse definiert.

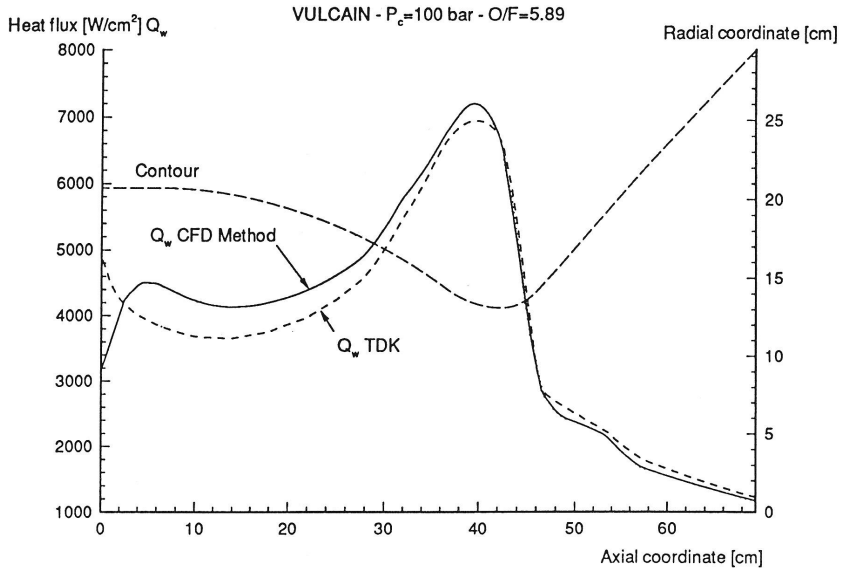


Diagramm 1.2: Axialer Verlauf der thermischen Belastung $\dot{q}_w(x)$ entlang der regenerativ gekühlten Brennkammerwand des Vulcain Triebwerks nach TDKTM Boundary Layer Module und CFD (Finite Volumen Methode); Quelle [40]

Aufgrund der Vielzahl der zu berücksichtigenden Einflussgrößen beziehen sich die Modelle zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten immer auf den jeweiligen Anwendungsfall. Für die Heißgasströmung in Raketenschubkammern sind bisher zwei Modelle bekannt, bei denen eine hinreichende Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Werten nachgewiesen wurde. Dies betrifft zum einen das Modell von Cinjarew [44] für den zylindrischen Brennkammerbereich und zum anderen das Modell von Bartz [6] für den Düsenbereich. Beiden Modellen gemeinsam ist die Vernachlässigung der Wärmebelastung durch Strahlung $\dot{q}_{\text{Strahlung}}$, während sich in der Realität die Gesamtwärmebelastung der Schubkammerwand $\dot{q}_{\text{ges}}$ aus allen drei erwähnten Wärmetransportprozessen zusammensetzt: $\dot{q}_{\text{ges}} = \dot{q}_{\text{Wärmeleitung}} + \dot{q}_{\text{Konvektion}} + \dot{q}_{\text{Strahlung}}$. In den Untersuchungen von Meinert et al. [86, 87] zum Einfluss der Transpirations-

kühlung auf die turbulente Grenzschicht in einer H_2/O_2 -Raketenbrennkammer bei Brennkammerdrücken zwischen ca. $40 \text{ bar} < p_C < 100 \text{ bar}$ wird der Anteil der durch die Strahlung des Wasserdampfs übertragenen Wärme an der Gesamtbilanz der Wandwärmebelastung mit 4% bis 5% quantifiziert. Bei Triebwerken mit kryogenen Treibstoffen (LOX/LH_2) trägt der Wärmetransport durch Strahlung demnach nur relativ geringfügig zur Gesamtwärmebelastung der Schubkammerwand bei, wodurch bei der Verwendung der Modelle von Cinjarew und Bartz von einer hinreichenden Genauigkeit ausgegangen wird.

1.1.2. Arten von Kühlverfahren

Die in Raketenantrieben eingesetzten Kühlverfahren werden grundsätzlich in zwei Gruppen unterteilt, je nachdem ob es sich um aktive oder passive Kühlung handelt. Regenerativ-, Film- und Transpirationskühlung zählen zu den aktiven Kühlverfahren, zu deren technischen Umsetzung eine Kühlmittelströmung erzeugt werden muss. Die Anwendung dieser Kühlverfahren ist daher auf die Kühlung der Wände in Flüssigtreibstoff-Raketenantrieben (nachfolgend kurz Flüssigkeitstriebwerke genannt) begrenzt, bei denen eine der Treibstoffkomponenten als Kühlmedium zur Verfügung steht. Von deren Fördersystem wird der Treibstoff entweder komplett oder zumindest teilweise in bzw. durch ein Kühlmittelverteilersystem (nachfolgend kurz Kühlsystem genannt) gepumpt, um die erforderliche Kühlmittelströmung zu erzeugen. Im Unterschied zu den aktiven ist bei den passiven Kühlverfahren, wie z.B. der Strahlungs- und Ablationskühlung, kein Kühlsystem erforderlich, da ihre Kühlwirkung nicht auf der Strömung eines Kühlmediums beruht.

1.1.2.1. Strahlungskühlung

Bei der Strahlungskühlung wird Wärme durch die thermische Emission der äußeren Struktur der Triebwerkswände abgestrahlt. Ist der Emissionskoeffizient ε des Strukturmaterials gegeben, kann die Größe der abführbaren Wärmeflüsse mit dem *Stefan-Boltzmann*-Gesetz berechnet werden. Der an die Umgebung abführbare Wärmestrom ist umso höher, je größer der Emissionskoeffizient ε und umso höher die Temperatur an der umgebungsseitigen Oberfläche der äußeren Struktur ist. Es sind Wärmeströme von ca. $0,1 - 0,8 \text{ MW/m}^2$ abführbar. Der Einsatz der Strahlungskühlung bietet sich insbesondere für Brennkammern in Lageregelungs- und Positionskorrekturtriebwerken von Satelliten an, die aus hochtemperaturbeständigem Material wie z.B. Iridium, Rhenium, Niob-Legierungen oder Keramik gefertigt werden. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist der Schlussabschnitt von Düsenweiterungen, wo die Temperatur in der Abgasströmung infolge der fortgeschrittenen Expansion relativ niedrig und somit

auch die Wandwärmebelastung $\dot{q}_W$ vergleichsweise mäßig ist. In diesem Bereich wird oft eine Kombination aus Strahlungskühlung und anderen Kühlverfahren verwendet. Aufgrund der Wärmeabfuhr an die Umgebung ist die Strahlungskühlung nicht verlustfrei. Der Verlust an spezifischem Impuls beträgt typisch aber nur 0,2 bis 0,5 %.

1.1.2.2. Ablationskühlung

Die Ablationskühlung ist eine Abnutzungskühlung, bei der ein Verlustmaterial bzw. eine Beschichtung einen Teil der an die Triebwerkswände übertragenen Wärme aufnimmt und dabei langsam abgetragen wird. Das Verlustmaterial absorbiert thermische Energie durch Pyrolyse (Bildung einer Schutzschicht), Schmelzen oder Verdampfen. Dieser Wärmefluss wird der an die Triebwerkswände übertragenen Wärme entzogen, wodurch die verbleibende Wärmebelastung $\dot{q}_W$ des vom Verlustmaterial bedeckten Wandmaterials abnimmt. Da es sich um eine Abnutzungskühlung handelt, ist die Anwendung der Ablationskühlung auf Triebwerke mit kurzer Brenndauer t_B begrenzt. Es sind Wärmeströme von ca. 0,2 bis 5 MW/m² abführbar. Die Abtragung des Verlustmaterials bewirkt eine kontinuierliche Änderung der Innenwandgeometrie, d.h. insbesondere eine Zunahme der Düsenhalsquerschnittsfläche A_{th} , was eine Abnahme des Brennkammerdrucks p_C zur Folge hat. Dadurch verursacht dieses Kühlverfahren einen inhärenten Schubverlust. Die Ablationskühlung ist insbesondere für die Anwendung in Festtreibstoff-Raketenantrieben (nachfolgend kurz Feststofftriebwerke genannt) geeignet, da bei diesen keine Kühlmittelströmung verfügbar ist. Sie kommt aber auch bei Flüssigkeitstriebwerken zum Einsatz, die nur kurzzeitig und bei mäßigen Brennkammerdrücken p_C betrieben werden, wie z.B. beim Viking 5C Triebwerk mit: $t_B = 209$ s und $p_C = 58$ bar. Während sich die Ablationskühlung beim Viking 5C auf den Düsenhalsbereich beschränkte, wurde dessen gesamte Schubkammerwand darüber hinaus filmgeköhlt.

In den Schubkammern typischer Flüssigkeitstriebwerke, die beim Antrieb von Trägerraketen zum Einsatz kommen, treten Wandwärmestromdichten im Bereich von 5 bis 170 MW/m² auf, so dass eine passive Kühlung zur Wärmeabfuhr alleine nicht ausreicht. Zur Gewährleistung des thermischen Schutzes der Wände dieser Triebwerke, kann nicht auf eine aktive Kühlung mittels Regenerativ-, Film- oder Transpirationskühlung verzichtet werden.

1.1.2.3. Regenerativkühlung

Die Kühlwirkung der Regenerativkühlung basiert auf der Strömung des Kühlmediums, das in Kühlkanälen durch die Struktur der Schubkammerwand geführt wird und dabei die an das Strukturmaterial übertragene Wärme konvek-

tiv aufnimmt. In der Literatur [46] wurde für dieses Kühlprinzip der Begriff „Konvektionskühlung“ geprägt. Abhängig von der Fließrichtung der Kühlmittelströmung wird zwischen Gleichstrom (Co-Flow) und Gegenstrom (Counter-Flow) unterschieden. Als Kühlmedium können sowohl Brennstoff als auch Oxidator, oder bei getrennten Kühlsystemen auch beide Treibstoffkomponenten dienen. Je nachdem ob das Kühlsystem geschlossen oder offen ist, wird grundsätzlich zwischen zwei Arten von Regenerativkühlung unterschieden. Bei der geschlossenen Regenerativkühlung wird der gesamte Kühlmassenstrom als Treibstoff am Einspritzkopf in die Brennkammer eingeleitet. Es findet keine Wärmeabfuhr an die Umgebung statt. Allerdings treten in der Kühlmittelströmung durch die Kühlkanäle hohe Druckverluste auf, die das Treibstofffördersystem zusätzlich aufbringen muss. Aus diesem Grund sind sehr große Pumpendrücke nötig. Bei der offenen Regenerativkühlung wird das aufgeheizte Kühlmedium nicht über den Einspritzkopf eingeleitet, sondern separat entspannt. Im Englischen wird diese Art der Regenerativkühlung als „Dump“-Kühlung bezeichnet. Im Fall von LH_2 als Kühlmedium erzeugt die separate Entspannung des Kühlmassenstroms einen hohen spezifischen Impuls, der zum Gesamtimpuls des Triebwerks beiträgt. Andererseits nimmt dieser Teilmassenstrom des Brennstoffs nicht an der Treibstoffumsetzung teil, so dass sich das Mischungsverhältnis $Ro_f = \dot{m}_{\text{LOX}}/\dot{m}_{\text{LH}_2}$ in der Brennkammer zu höheren Werten hin verschiebt. Dadurch überwiegen die Verluste am Gesamtimpuls des Triebwerks.

1.1.2.4. Filmkühlung

Die Kühlwirkung sowohl der Film- als auch der Transpirationskühlung basiert auf der Wärmeabfuhr durch einen Stofftransport, weshalb diese Kühlverfahren im Englischen unter dem Begriff „Mass Transfer Cooling“ zusammengefasst werden. Als Kühlmedium wird bei beiden Kühlverfahren ein Anteil des Brennstoffs verwendet. Da dieser Brennstoffanteil nicht an der Treibstoffumsetzung teilnimmt bzw. der Brennkammer nicht über den Einspritzkopf zugeführt wird, entsteht gegenüber einem Triebwerk mit geschlossen regenerativ gekühlter Schubkammerwand ein unvermeidlicher Verlust an spezifischem Impuls, so dass es sich sowohl bei der Film- als auch bei der Transpirationskühlung um eine Verlustkühlung handelt. Ihr grundsätzliches Unterscheidungsmerkmal besteht in der Art der Kühlmittelzuführung an die Schubkammerwand.

Bei der Filmkühlung wird das Kühlmedium durch diskrete Einspritzöffnungen (Schlitze oder Bohrungen) parallel zur Schubkammerwand in die Heißgasströmung eingebracht, so dass sich auf der heißgasseitigen Wandoberfläche ein Kühlfilm bildet. Der isolierende Kühlmittelfilm zwischen der Heißgasströmung und der Wandoberfläche führt zu einer Vergrößerung der Grenzschichtdicke und bewirkt dadurch eine Verringerung des Wandwärmeübergangs. Diese

Kühlwirkung wurde unter anderem von Goldstein [51], Hatch und Pappel [68] und Lucas und Gollady [80, 81] untersucht. Infolge des in [51] beschriebenen Vermischungsprozesses zwischen der Grenzschichtströmung und dem kälteren Kühlmittel im Kühlfilm, wirkt dieser für den konvektiven Wärmeübergang zwischen der Heißgasströmung und der Wandoberfläche als Wärmesenke. Bei einem Flüssigkeitsfilm wird der Heißgasgrenzschicht durch die Vermischung mit dem Kühlfilm zusätzlich die Verdampfungswärme des Kühlmittels entzogen. Diese zweite Kühlwirkung von Flüssigkeitsfilmen wird als Oberflächenverdampfungskühlung bezeichnet, die in ähnlicher Weise auch bei der Ablationskühlung durch das Verdampfen des Verlustmaterials auftritt.

Aufgrund des aus der Literatur [51, 68, 80, 81] bekannten Nachlassens der Kühlwirkung mit zunehmender Lauflänge des Kühlfilms stromabwärts der Einspritzöffnungen, kommt die reine Filmkühlung vor allem bei Kleintriebwerken zum Einsatz, während sie bei Großtriebwerken oft nur zur lokalen Unterstützung der Regenerativkühlung verwendet wird. Diese Kombination aus Regenerativ- und Filmkühlung dient zur örtlichen Erhöhung des Kühleffekts in den thermisch am höchsten belasteten Wandbereichen der Schubkammer. Daher wird z.B. beim Vulcain 2 Triebwerk die Brennkammerinnenwand vom Einspritzkopf bis zum Düsenhals zusätzlich zur Regenerativkühlung mit LH_2 filmgeköhlt [33]. Zu diesem Zweck werden durch Schlitze im Einspritzkopf, die an die Innenwand angrenzen, ca. 1,5 % des Brennstoffmassenstroms auf die heißgasseitige Wandoberfläche aufgebracht.

1.1.2.5. Transpirationskühlung

Bei der Transpirationskühlung wird eine poröse Trennwand zwischen Kühlmittel- und Heißgasströmung vorgesehen, um die Durchlässigkeit bzw. Permeabilität des porösen Werkstoffs zur Zuführung einer bestimmten Kühlmittelmengen an die heißgasseitige Wandoberfläche zu nutzen. Die Durchlässigkeit der Wände kann auf zwei verschiedene Weisen erreicht werden, entweder durch die Perforation eines im Ursprungszustand undurchlässigen Werkstoffs mittels maschineller Bearbeitung (z.B. durch Bohrungen), oder durch die Verwendung eines Wandmaterials aus einem natürlichen porösen Werkstoff. Von Gallus [46] wird eine allgemeine Definition des Funktionsprinzips der Transpirationskühlung angegeben. Danach tritt flüssiges Kühlmittel durch eine Wandung aus einem porösen Werkstoff auf der an die Heißgasströmung angrenzenden Seite der Wand (Heißgasseite) aus und kühlt durch Entzug der Verdampfungswärme die betreffende Oberfläche (vgl. Oberflächenverdampfungskühlung bei Flüssigkeitsfilmen). Bei diesem Vorgang findet im Kühlmittel ein Phasenübergang vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand statt. Im deutschen Sprachraum ist diese Kühlmethode aufgrund ihrer Wirkungsweise auch unter dem Begriff

„Schwitzkühlung“ bekannt.

Aufgrund der Kühlmittelzuführung über eine durchlässige Schubkammerinnenwand, wird bei der Transpirationskühlung im Gegensatz zur Filmkühlung das Kühlmittel dem zu kühlenden Wandbereich nicht punktuell, d.h. über diskrete Einspritzöffnungen, sondern flächig zugeführt. Durch die flächige Kühlmittelausblasung lässt sich im gesamten, transpirativ gekühlten Wandbereich eine wesentlich homogenere Kühlmittelverteilung und eine daraus resultierende gleichmäßigere Kühlwirkung mit einer erheblich kleineren Kühlmittelausblasrate erzielen, als für eine Filmkühlung des gleichen Wandbereichs erforderlich wäre. Bei Verwendung eines porösen Werkstoffs mit graduell einstellbarer Porosität als Wandmaterial und einer segmentierten Bauweise der Schubkammerinnenwand, ist außerdem die Kühlwirkung der Transpirationskühlung zumindest zu einem gewissen Grad in axialer Richtung entlang des porösen Wandbereichs örtlich steuerbar. Unter dieser Voraussetzung kann die Höhe der Kühlmittelausblasung abschnittsweise an die lokale thermische Belastung der Wand angepasst werden, wodurch sich z.B. im thermisch weniger belasteten, zylindrischen Brennkammerbereich eine geringere Kühlmittelausblasung als im thermisch am höchsten belasteten Bereich um den Düsenhals realisieren lässt. Der Einsatz der Transpirationskühlung in Raketenantrieben bietet daher im Vergleich zur Filmkühlung der Schubkammerinnenwand ein signifikantes Potential zur Einsparung von Kühlmittel. Bei der flächigen Kühlmittelausblasung besteht jedoch die Gefahr, die komplette Heißgasgrenzschicht oder zumindest ihre laminare Unterschicht zu zerstören, wenn der Austrittsimpuls des Kühlmittels aus der porösen Wandoberfläche zu hoch ist.

1.1.3. Vergleich der Kühlverfahren

Die Transpirationskühlung gilt als die wirksamste Kühlmethode zur Verringerung der thermischen Belastung der Wandmaterialien von Flüssigkeitstriebwerken. Diese Einschätzung stützt sich auf zahlreiche Untersuchungen zum Einsatz dieses Kühlverfahrens in Triebwerken, die bis in die sechziger Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts zurückreichen [92]. Um die überlegene Kühlwirkung der Transpirationskühlung im Vergleich zu den anderen der zuvor genannten aktiven Kühlverfahren qualitativ zu veranschaulichen, wurden im Diagramm 1.3 die individuellen Bereiche der Wärme Flüsse graphisch dargestellt, welche mit dem jeweiligen Kühlverfahren unter Verwendung gleicher Kühlmittelmengen aus den Triebwerkswänden abgeführt werden können. Der Vollständigkeit halber wurden mit der Strahlungs- und Ablationskühlung auch die vorgestellten passiven Kühlverfahren in das Diagramm aufgenommen.

Da die Effektivität der aktiven Kühlverfahren mit dem Verhältnis aus abführbarem Wärmefluss zur benötigten Kühlmittelmenge bewertet wird, zeigt der

Vergleich zwischen den individuellen Kühlwirkungen der vier Verfahren aus dieser Gruppe im Diagramm 1.3 darüber hinaus, dass die Transpirationskühlung die effektivste von ihnen ist. Dies wird durch die Ergebnisse der bisherigen experimentellen und numerischen Arbeiten [62] zu transpirativ gekühlten Triebwerken belegt. Aufgrund ihrer größeren Kühleffektivität ist andererseits der Kühlmittelbedarf der Transpirationskühlung zur Abfuhr gleich großer Wärmeflüsse aus den Triebwerkswänden im Vergleich zur Regenerativ- oder auch zur Filmkühlung wesentlich geringer. Aus den kleineren erforderlichen Kühlmassenströmen resultieren wiederum niedrigere Druckverluste im Kühlsystem gegenüber den ausschließlich regenerativ gekühlten Systemen.

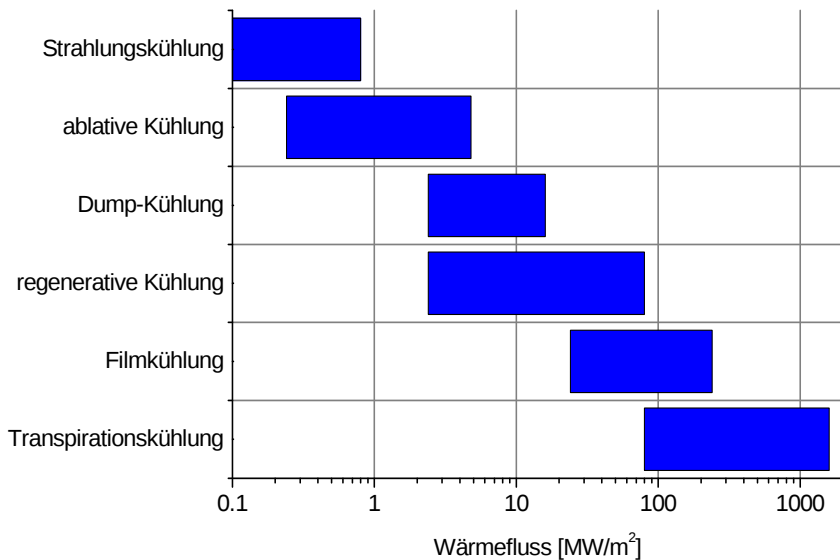


Diagramm 1.3: Vergleich des abführbaren Wärmeflusses bei den zur Kühlung von Raketentriebwerken eingesetzten Kühlverfahren

In weiterführenden Studien zu transpirativ gekühlten Triebwerken [94] wurde der rechnerische Nachweis einer Auslegungslbensdauer von mehr als 400 thermischen Betriebszyklen erbracht, so dass diese Technologie insbesondere unter den beiden Aspekten Zuverlässigkeit und Lebensdauer von Triebwerken relevant ist. Der entscheidende Nachteil der Transpirationskühlung, der dem praktischen Einsatz dieser Technologie in Triebwerken bis heute entgegensteht, ist die Abnahme des spezifischen Impulses gegenüber Triebwerken mit geschlossener Regenerativkühlung. Die Zuführung des als Kühlmedium verwendeten Anteils am Brennstoffmassenstrom in die Brennkammer über eine durchlässige Wand,

anstelle seiner Einbringung über den Einspritzkopf, führt zu einer Reduktion der Triebwerksleistung [5, 53, 62, 72, 71, 94, 107, 109]. Für die Verwirklichung der Transpirationskühlung in zukünftigen Hochleistungsraketenantrieben, bei denen Wärmebelastungen der Struktur bis zu 170 MW/m^2 im Bereich des Düsenhalses erwartet [98] werden, ist die vordringlichste Aufgabe die Minimierung des Kühlmittelbedarfs.

1.2. Gliederung der Arbeit

Im Anschluss an die Einführung in die Thematik wird im Kapitel 2 der gegenwärtige Stand der Technik in Bezug auf die Effusionskühlung von Raketenbrennkammern vorgestellt, bei der es sich um die in der vorliegenden Arbeit betrachtete, anwendungsspezifische Version der Transpirationskühlung handelt. Zur Unterscheidung zwischen der Transpirations- und der Effusionskühlung wird die beim DLR eingeführte Definition dieses Kühlverfahrens verwendet. Die Effusionskühlung wurde bis heute in drei verschiedenen Bauformen der Brennkammerwand technisch umgesetzt, der Platelet-, der Sintermetall- und der CMC-Bauweise, die sich hinsichtlich der Art des porösen Wandmaterials voneinander unterscheiden. Alle Bauweisen inklusive des jeweils zugehörigen Wandmaterials werden anhand von ausgeführten Beispielen kurz erläutert, die repräsentativ für den bisherigen Stand der Anwendung sind. Von der Art des porösen Wandmaterials hängen das Impuls-, Wärme- und Stofftransportverhalten der effusiv gekühlten Brennkammerwände ab. Für die CMC-Materialien wird ein kurzer Überblick über charakteristische Materialeigenschaften gegeben, die dieses Verhalten beeinflussen.

Kapitel 3 behandelt den gegenwärtig bekannten Stand der Forschung zur Entwicklung eines Modells der lokalen Kühleffektivitäten der Effusionskühlung von Raketenbrennkammern. Es werden die bisherigen Entwicklungsarbeiten des DLRs erwähnt, die sich auf die numerische Untersuchung der Effusionskühlung von CMC-Brennkammerwänden konzentrieren. Der in der vorliegenden Arbeit betrachtete Forschungsschwerpunkt betrifft die Untersuchung der während der Effusionskühlung einer C/C-Brennkammerwand ablaufenden, wand-internen Transportprozesse, deren Modellierung in die Entwicklung eines CFD-Modells der Kühlmittelströmung im Inneren der porösen Wand einfließen soll. In diesem Zusammenhang werden die in der einschlägigen Literatur verfügbaren Untersuchungsergebnisse zum Impuls-, Wärme- und Stofftransport und zur Energieerhaltung in effusiv gekühlten, porösen Brennkammerwänden genannt.

Das Kapitel 4 fasst die Ziele der vorliegenden Arbeit zusammen. Das primäre Ziel ist die Bestimmung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des porösen Wandmaterials, die als die charakteristischen Einflussgrößen auf die im

Inneren der effusiv gekühlten Brennkammerwand stattfindenden Impuls- und Stofftransportvorgänge identifiziert wurden. Das DLR verwendet kohlenstofffaserverstärkten Kohlenstoff (C/C) zur Herstellung poröser Brennkammerwände, bei dem es sich um einen anisotropen Werkstoff handelt. Als zusätzliches Ziel soll daher die Richtungsabhängigkeit der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials ermittelt werden, aufgrund der die Größe der betreffenden Materialeigenschaften je nach der Ausrichtung des Vektors des Impuls- und Stoffstroms relativ zur Orientierung der C-Faserstränge in der C/C-Mikrostruktur variiert. Außerdem soll geklärt werden, ob es sich bei der Art des Strömungsmediums und dem Druck in der Strömung ebenfalls um Einflussparameter auf die Impuls- und Stofftransporteigenschaften handelt.

Die generellen Eigenschaften der effusiv gekühlten C/C-Brennkammerwände werden durch die Theorie für poröse Medien (TPM) beschrieben, deren Formulierungen zur Beschreibung der im Wandinneren stattfindenden Impuls- und Stofftransportvorgänge im Kapitel 5 zusammengefasst werden. Aus der TPM werden die theoretischen Grundlagen zur Herleitung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften übernommen. Zur Formulierung des Impulstransports in der Kühlmittelströmung werden verschiedene Modelle vorgestellt, welche den gesamten, relevanten Strömungsbereich von der rein laminaren bis zur laminar-turbulenten Übergangsströmung in porösen Medien abdecken. Zusätzlich zum konvektiven Stofftransport mit der Kühlmittelströmung tritt aufgrund von Konzentrationsunterschieden ein diffusiver Stofftransport in porösen Medien auf, anhand dessen Beschreibung eine Theorie zur Bestimmung der Tortuosität formuliert wird, bei der es sich um eine der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials handelt.

Die experimentelle Bestimmung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials wird im Kapitel 6 behandelt. Zur Messung der betreffenden Materialeigenschaften werden Durchfluss- und Diffusionsflussuntersuchungen an Probekörpern aus dem C/C-Brennkammerwandmaterial durchgeführt. Zur Berücksichtigung des anisotropen Materialverhaltens werden die jeweiligen Untersuchungen an mehreren Probekörpern aus einer Materialplatte durchgeführt. Die Probekörper sind verschiedenen Messkonfigurationen zugeordnet, die sich jeweils bezüglich des Relativwinkels zwischen der Faserorientierung und dem Strömungsvektor des betreffenden Transportprozesses voneinander unterscheiden. Bei den Durchfluss- und Diffusionsflussuntersuchungen stellt das Durchfluss- bzw. Diffusionsflussmedium neben der Messkonfiguration den zweiten freien Versuchsparameter dar. Der dritte Versuchsparameter bei den Durchflussuntersuchungen ist der Druck in der Strömung, der in einem weiten Bereich variiert wird. Das Kapitel umfasst eine detaillierte Beschreibung der Versuchsaufbauten und der Durchführung aller Untersuchungsmethoden. Außerdem werden alle Versuchsergebnisse zusammengefasst und analysiert.

Kapitel 7 beschreibt das in der vorliegenden Arbeit zur Auswertung der Versuchsergebnisse aus den Durchflussuntersuchungen verwendete numerische Verfahren. Im Rahmen dieses Verfahrens werden unter Verwendung des in das kommerzielle Programmpaket ANSYS® integrierten, numerischen Strömungslösers FLOTRAN CFD-Analysen der Strömung in den C/C-Durchflussproben durchgeführt. Es werden sowohl die Programmierung der CFD-Analysen als auch der Aufbau des CFD-Modells erklärt. Exemplarisch werden für eine der CFD-Analysen die Ergebnisse der numerischen Strömungslösung diskutiert und die aus den Ergebnissen aller Strömungsanalysen extrahierten Durchflusskoeffizienten der C/C-Durchflussproben zusammengefasst.

Zum Abschluss dieser Arbeit werden im letzten Kapitel 8 die wichtigsten Ergebnisse der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Impuls- und Stofftransportverhalten des C/C-Wandmaterials der vom DLR entwickelten, effusiv gekühlten Brennkammerwände noch einmal in Form einer kurzen Zusammenfassung präsentiert. Das Kapitel endet mit einem Ausblick zum weiterhin bestehenden Forschungsbedarf zur Modellierung der Kühlmittelströmung im Inneren einer porösen Brennkammerwand, mittels dem die aus ihrer heißgasseitigen Wandoberfläche lokal austretenden Kühlmassenströme im gesamten Bereich einer Raketenbrennkammer mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können.

2. Stand der Technik

Es liegen detaillierte Untersuchungen zur Transpirationskühlung von porösen Metallstrukturen (Sintermetallen) oder aber unter Verwendung der Platelet-Technologie vor [45, 62, 79, 84]. Eine weitere Reduktion des Kühlmittelbedarfs gegenüber diesen Arbeiten setzt erstens den Einsatz von Wandmaterialien mit sehr hohen zulässigen Wandtemperaturen voraus. Bei Verwendung der keramischen Faserverbundwerkstoffe, wie beispielsweise dem C/C-Werkstoff, die sich neben ihrer natürlichen Porosität durch eine extrem hohe Temperaturbeständigkeit auszeichnen, sinkt der erforderliche Kühlaufwand zur Gewährleistung des thermischen Schutzes der Wand. In Kombination mit Wasserstoff als Kühlmedium, wird bei der Transpirationskühlung poröser Wände aus C/C zweitens eine hohe Kühlmitteltemperatur beim Austritt aus der Wand erreicht. Aufgrund dessen wird der wandnahen Heißgasströmung bei der Vermischung mit der aus der porösen Wandoberfläche ausgeblasenen, kälteren Kühlmittelströmung weniger Wärme entzogen, wodurch die Enthalpieabnahme der Heißgasströmung und der damit verbundene Impulsverlust eines effusiv gekühlten Triebwerks sinken. Auf diese Weise wird der Impulsunterschied zu den geschlossen regenerativ gekühlten Triebwerken noch weiter verringert [109].

2.1. Unterscheidung von Transpirations- und Effusionskühlung

In der allgemeingültigen Definition des Funktionsprinzips der Transpirationskühlung aus Paragraph 1.1.2.5 wird von der Strömung eines flüssigen Kühlmediums durch eine poröse Wand ausgegangen. Abhängig von der Wärmeleistung, welche an die Kühlmittelströmung übertragen wird, ist daher ein Phasenübergang des Kühlmediums vom flüssigen zum gasförmigen Aggregatzustand möglich. Ein derartiger Phasenübergang bewirkt eine Verdampfungskühlung, da die zum Aufbringen der Verdampfungsenthalpie erforderliche Wärmezufuhr ins Kühlmittel, einer zusätzlichen Wärmeabfuhr für die Wand entspricht. Die Verdampfungskühlung erhöht die Effektivität der Transpirationskühlung.

Die thermodynamische Besonderheit des Wasserstoffs, welche bei seiner Verwendung als Kühlmedium berücksichtigt werden muss, ist sein niedriger kriti-

scher Punkt, der bereits bei einem Druck $p_{krit} \approx 13$ bar und einer Temperatur $T_{krit} \approx 33$ K erreicht wird [85]. Bei der Transpirationskühlung von porösen Brennkammerwänden in den hier betrachteten kryogenen H_2/O_2 -Hochleistungsraketenriebwerken sind die Werte von Druck und Temperatur in der Regel so hoch, dass überkritische Bedingungen des Kühlwasserstoffs vorliegen. Per Definition besitzt ein Medium im überkritischen Zustand keine Oberflächengrenzspannung mehr, so dass der für die feste, flüssige und gasförmige Phase charakteristische Phasenübergang unterbleibt. Der Einsatz von überkritischem Wasserstoff als Kühlmedium ist folglich eine Besonderheit, die kennzeichnend für den in dieser Arbeit behandelten Anwendungsfall der Transpirationskühlung von porösen Brennkammerwänden in H_2/O_2 -Raketentriebwerken ist.

In der Arbeit von Serbest [111] wurde die Effusionskühlung mit überkritischem Wasserstoff als eine anwendungsspezifische Variante der Transpirationskühlung eingeführt, bei der kein Phasenübergang des Kühlmediums und somit auch keine Verdampfungskühlung auftritt. Der Begriff der Effusionskühlung findet sich ebenfalls in den Arbeiten von Meinert et al. [86, 87] und Andrews et al. [3]. Gemäß der in den letzteren beiden Arbeiten aufgestellten Definition bezieht sich der Unterschied zwischen der Effusions- und der Transpirationskühlung jedoch ausschließlich auf die unterschiedlichen Kategorien, in denen die zur Herstellung der porösen Wände verwendeten Werkstoffe eingeteilt werden. Diese Einteilung beruht auf der Unterscheidung zwischen natürlichen, halb künstlichen und künstlichen porösen Werkstoffen. Bei der von Meinert et al. und Andrews et al. getroffenen Unterscheidung der Kühlmethoden in Abhängigkeit der unterschiedlichen Kategorien von porösen Werkstoffen, bezieht sich die Transpirationskühlung ausschließlich auf die Kühlung von Wänden aus einem halb künstlichen porösen Material, während ihre Anwendung bei Wänden aus einem künstlichen porösen Material als Effusionskühlung aufgefasst wird. Im Fall der Transpirationskühlung würde es sich demnach um die Kühlung poröser Wände mit unregelmäßiger Porenverteilung handeln, wie sie z.B. aus Sintermetallen oder CMCs hergestellt werden, im Fall der Effusionskühlung hingegen um die Kühlung perforierter Wände, die mit gleichmäßig verteilten, diskreten Bohrungen durchzogen sind.

Sowohl Meinert et al. als auch Andrews et al. fassen die Effusionskühlung demzufolge als eine Art Filmkühlung von perforierten Wänden auf, da die Kühlmittelausblasung aus diskreten Bohrungen in der Wand charakteristisch für dieses Kühlverfahren ist. Bei dieser Betrachtungsweise stellt die Effusionskühlung einen Grenzfall zwischen der reinen Filmkühlung und der Transpirationskühlung dar, da mit abnehmendem Bohrungsdurchmesser und Abstand zwischen den einzelnen Bohrungen immer mehr Bohrungen pro Flächeneinheit untergebracht werden können und somit die innere Wandoberfläche zunimmt. Dadurch steigt bei der Effusionskühlung der Anteil der Konvektionskühlung im

Wandinneren an der Gesamtkühlwirkung, so dass bei einer unendlich hohen Anzahl infinitesimal kleiner Bohrungen der Unterschied zur Transpirationskühlung verschwinden würde.

In der hier vorgestellten Arbeit wurde die von Serbest [111] eingeführte, anwendungsspezifische Terminologie übernommen, d.h. im folgenden Text wird der Begriff der Effusionskühlung als Synonym für die Transpirationskühlung von porösen Brennkammerwänden mit überkritischem Wasserstoff als Kühlmedium verwendet. Diese Abgrenzung zum allgemeinen Funktionsprinzip der Transpirationskühlung ist ein zentraler Punkt der beim DLR entwickelten Technologie, da die Verwendung von überkritischem Wasserstoff als Kühlmittel sowohl für das Verhalten der Kühlmittelströmung im Wandinneren als auch für die Kühleffektivität der Effusionskühlung ausschlaggebend ist.

Die aus einem Übergang von der flüssigen zur gasförmigen Phase resultierende sprunghafte Änderung der Stoffeigenschaften des Kühlmittels (Dichte, Viskosität, usw.) bzw. die damit verbundene Änderung der Strömungseigenschaften (Druck, Geschwindigkeit, usw.) hat einen signifikanten Einfluss auf den Druckverlauf/-gradienten im Inneren von transpirativ gekühlten, porösen Wänden. Aufgrund der zuvor getroffenen Voraussetzung, dass kein Phasenübergang des Kühlmediums auftritt, kann bei der Modellierung der Kühlmittelströmung in effusiv gekühlten, porösen Wänden auf die Berücksichtigung dieses Einflusses verzichtet werden. Diese Voraussetzung steht in Übereinstimmung zu der in der Theorie für poröse Medien (TPM) getroffenen Einschränkung, wonach das Kühlmedium in der porösen Wand seinen Aggregatzustand beibehält. Analog zur TPM kann hier für die poröse Wand ebenfalls ein Zweiphasen-Modell angesetzt werden, allerdings mit dem Unterschied, dass neben der festen Phase für das Wandmaterial keine flüssige oder gasförmige sondern eine überkritische Phase für das Kühlmittel vorliegt.

In der Literatur finden sich verschiedene Studien, z.B. von Aerojet [84] oder Avio [15, 16], in denen auf die Verwendung von flüssigen Kühlmedien wie beispielsweise Kerosin (RP-1) oder Flüssigmethan (LCH_4) bei der Transpirationskühlung eingegangen wird. Bei diesen Kühlmedien hat zwar die Verdampfungskühlung einen positiven Effekt bezüglich der Kühleffektivität, ihr Wärmeaufnahmevermögen ist jedoch erstens aufgrund ihrer geringen spez. Wärmekapazität [18] ($c_{p, \text{RP-1}} = 2093 \text{ J/(kg K)}$, $c_{p, \text{LCH}_4} = 3480 \text{ J/(kg K)}$) und zweitens durch ihre Coking-Temperaturgrenze ($T_{\text{Coking, RP-1}} = 600 \text{ K}$, $T_{\text{Coking, LCH}_4} = 750 \text{ K}$) begrenzt, da oberhalb dieser Temperatur eine Verkokung des Kühlmittels auftritt und daraus resultierende Kohlenstoff-Ablagerungen in der porösen Wand zur Verstopfung der Poren führen können.

Aufgrund seiner hohen spez. Wärmekapazität ($c_{p, \text{H}_2} \approx 14000 \text{ J/(kg K)}$) und seiner hohen thermischen Stabilität bis zu Temperaturen oberhalb 2500 K weist Wasserstoff ein wesentlich größeres Wärmeaufnahmevermögen auf, worauf in

der Studie von Schoenman [109] hingewiesen wird. Zur Berechnung der beim konvektiven Wärmeübergang im Wandinneren vom Kühlmedium aufgenommenen Wärmeleistung $\dot{Q}_f$ wird vereinfachend angenommen, dass der Wasserstoff zumindest in erster Näherung als kalorisch ideales Gas mit konstanter spez. Wärmekapazität ($c_{p_f} = c_{p, H_2} \approx konst.$) aufgefasst werden kann. Unter dieser Voraussetzung kann mit Wasserstoff gemäß des 1-ten. Hauptsatzes der Thermodynamik bei gleich großen Kühlmassenströmen $\dot{m}_f$ eine erheblich größere Wärmeleistung $\dot{Q}_f$ aus der Wand abgeführt werden, als dies mit Kerosin oder Flüssigmethan als Kühlmedium möglich wäre, so dass bei der Effusionskühlung mit Wasserstoff eine höhere Kühleffektivität erreicht wird.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Anwendung der Effusionskühlung in Schubkammern von H_2/O_2 -Raketentriebwerken mit Wasserstoff als Kühlmedium und unter Verwendung des Werkstoffs C/C als Wandmaterial. Sie knüpft damit unmittelbar an die Forschungen von Serbest [111] an, in denen er Experimente sowohl an effusiv gekühlten Zylindersegmenten aus C/C als auch an Lavaldüsensegmenten mit konvergent-divergenter Kontur durchführte. Anhand der Ergebnisse seiner Untersuchungen erbrachte Serbest den Nachweis der Anwendbarkeit dieses Werkstoffs für die Effusionskühlung in Raketentriebwerken. Im Vergleich zu den Ergebnissen von Lezuio [79], der vergleichbare Untersuchungen zur Effusionskühlung an Zylindersegmenten aus Sintermetallen durchführte, bestätigten die Forschungen von Serbest darüber hinaus das Vorhandensein des erwarteten Potentials zur Reduzierung des Kühlmittelbedarfs, das mit der Verwendung des C/C-Werkstoffs als Wandmaterial verbunden ist.

2.2. Technische Anwendung der Effusionskühlung

Es sind nur wenige technische Anwendungen der Effusionskühlung bei Triebwerken bekannt, die sich tatsächlich im Einsatz befinden bzw. befunden haben. Das bekannteste Beispiel für die praktische Umsetzung dieser Technologie ist das Haupttriebwerk des Space Shuttles (SSME), dessen Injektorkopfplatte aus einem porösen Drahtgewebe-Material namens RigmeshTM besteht und effusiv gekühlt wurde [21].

Bei der Effusionskühlung von Brennkammerwänden in kryogenen Flüssigkeitstriebwerken treten generell folgende Probleme auf [98]:

- extrem hohe Wärmeströme bis zu 170 MW/m^2
- eine geringe zur Verfügung stehende Kühlmittelmenge
- die kryogene Beschaffenheit des Kühlmittels

- das Risiko einer plastischen Deformation der porösen Mikrostruktur, die einen Selbstzerstörungs-Effekt zur Folge haben würde
- eine Verringerung des spez. Impuls I_{sp} der Schubkammer

Relevante Studien zu diesem Thema, wie die von Schoenman [109], sehen den Einsatz der Effusionskühlung als eine Verstärkung der etablierten Regenerativkühlung. Bei diesem Konzept werden speziell die thermisch am höchsten belasteten Komponenten in der Schubkammer, wie vor allem der Düsenhals, lokal zusätzlich effusiv gekühlt. Das Ziel ist die Nutzung des wärmeblockierenden Effekts der Effusionskühlung, zur örtlichen Reduktion des in die Wand eindringenden Wärmestroms und damit zur Entlastung der Regenerativkühlung in diesem Bereich. Die speziellen Hindernisse, die bei der Realisierung dieser Kühlmethode überwunden werden müssen, beinhalten nach Schoenman hauptsächlich:

1. die Unfähigkeit zur Kontrolle der Kühlmittelverteilung in den Regionen einer porösen Brennkammerwand, in denen hohe Druckgradienten im Kühlmittel auftreten
2. die Leistungseinbuße aufgrund der Einspritzung des Kühlmittels mit niedriger Temperatur in die Grenzschicht
3. die thermische Zersetzung des Kühlmittels in der porösen Wand und die mögliche chemische Reaktion mit dem Wandmaterial

Zur Überwindung der Hindernisse 2. und 3. empfiehlt Schoenman [109] in seiner Studie die Verwendung von Wasserstoff als Kühlmittel für die Effusionskühlung. In molekularer Form liegt Wasserstoff als zweiatomiges Molekül (H_2) vor, das wegen der relativ großen Bindungsenergie (436 kJ/mol) ziemlich reaktionsträge ist. Erst ab Temperaturen oberhalb 2500 K wird Wasserstoff thermisch instabil, d.h. durch Dissoziation entsteht atomarer Wasserstoff (H), der äußerst reaktionsfreudig ist [99]. Darüber hinaus weist Wasserstoff eine Kompatibilität zu vielen Hochtemperatur-Materialien auf. Im Zuge der Entwicklung der metallischen und keramischen Faserverbundwerkstoffe stehen heutzutage wasserstoffkompatible, hitzebeständige Materialien mit hinreichenden Festigkeitseigenschaften bei Temperaturen bis 2500 K zur Verfügung. Insbesondere die Eignung von C/C beim Einsatz in einer H_2/O_2 -Raketenbrennkammer mit einer Umgebung aus überhitztem, wasserstoffreichem Wasserdampf ist in verschiedenen Untersuchungen eindeutig belegt worden [112, 114, 116]. Dies ermöglicht die Verwendung von Wasserstoff als Kühlmittel für die Effusionskühlung und damit dessen Einbringung in die Heißgasströmung bei hohen Temperaturen.

2.2.1. Platelet-Bauweise

Der von LaBotz [74] beschriebene Designansatz von Aerojet mit effusiv gekühlten Metallplättchen (engl.: Platelets) bietet eine geeignete technische Lösung zur Kontrolle der Kühlmittelverteilung für Anwendungen bei hohen Wärmeströmen und hohen Druckgradienten. Die Platelets wurden aus OFHC-Kupfer hergestellt. Eine weiterführende Beschreibung der Platelet-Bauweise findet sich in der Arbeit von Lezuo [79]. Der Bericht von LaBotz [74] behandelt die experimentelle Untersuchung des Aerojet Konzepts einer effusiv-regenerativ gekühlten Raketenbrennkammer aus dem Jahr 1979. Das für die Versuche konstruierte „Subscale“- H_2/O_2 -Experimentaltriebwerk (Düsenhalsdurchmesser ≈ 40 mm) wies eine regenerativ gekühlte Brennkammer auf, in die ähnlich wie bei der in Bild 2.2 skizzierten Laval-Düse stromaufwärts vom Düsenhals ein effusiv gekühlter Platelet-Einsatz integriert wurde. Für die Regenerativkühlung wurde Wasser und für die Effusionskühlung gasförmiger Wasserstoff GH_2 als Kühlmittel verwendet. Zum besseren Verständnis zeigt Bild 2.1 ein früheres Experimentaltriebwerk von Aerojet in Platelet-Bauweise von 1964, das bei Brennkammerdrücken bis 40 bar und mit N_2O_4 als Kühlmittel betrieben wurde.

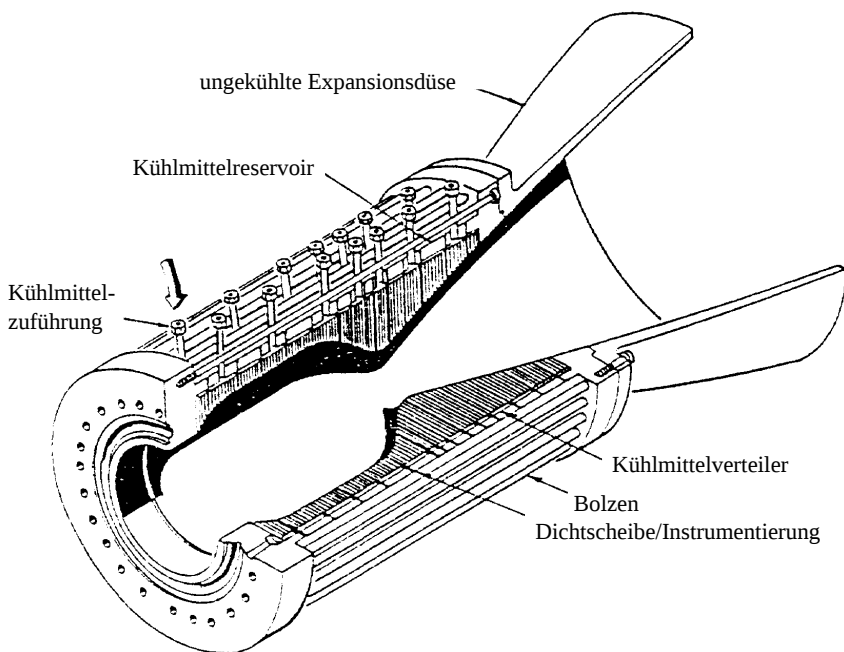


Bild 2.1.: Aerojet Experimentaltriebwerk in Platelet-Bauweise; Quelle [92]

Anhand von Versuchen gelang Aerojet der erfolgreiche Nachweis der Fähigkeit der Platelet-Technologie zur präzisen Steuerung sowohl der Einspritzmenge als auch der Strömungsführung des Kühlmittels im Düsenhalsbereich, in dem die höchsten Druckgradienten auftreten. Der Versuchsbetrieb fand bei einem nominellen Mischungsverhältnis $Ro_f = \dot{m}_{LOX} / \dot{m}_{GH_2} = 6,0$ und einem Brennkammerdruck von etwas über 40 bar statt. Im Bericht von LaBotz [74] wird der kleinste Kühlmassenstrom mit ca. 1 % des Gesamtmassenstroms angegeben, wobei sich eine maximale Wandtemperatur im Düsenhals von 875 K einstellte.

Bild 2.2 zeigt den Aerojet Entwurf einer effusiv-regenerativ gekühlten Düse im Platelet-Design für ein „full-scale“ Triebwerk. Der Entwurf basiert auf den Versuchsergebnissen aus einer Aerojet-Studie [84] aus dem Jahr 1991, die in Versuchen mit einem LOX/HC-Experimentaltriebwerk in Platelet-Technologie gewonnen wurden. Die Platelets wurden aus einer Kupfer-Zirkonium-Legierung hergestellt.

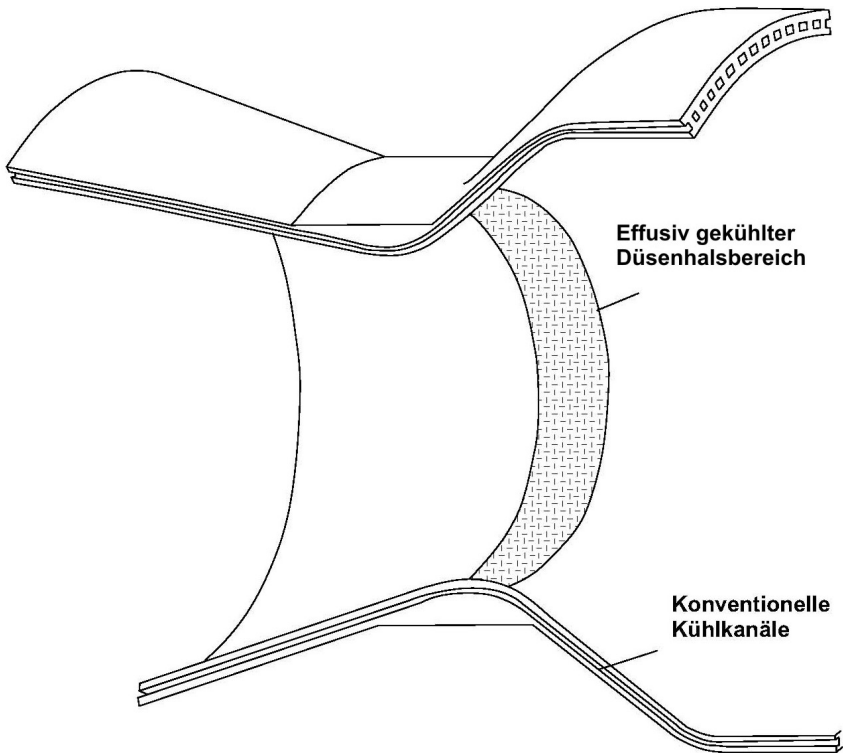


Bild 2.2.: Aerojet Entwurf einer effusiv-regenerativ gekühlten Düse im Platelet-Design; Quelle [84]

Das Hauptproblem bei der technischen Umsetzung dieses Konzepts in einem „full-scale“-Triebwerk bleibt bis heute die Realisierung der mechanischen Integration von teilweise effusiv gekühlten Komponenten in das Regenerativkühlsystem [98].

Das einzige bisher bekannt gewordene „full-scale“-Triebwerk mit Effusionskühlung, das XLR129-Triebwerk von Pratt & Whitney [94], hatte eine ausschließlich effusiv gekühlte Brennkammer. Nur die Expansionsdüse wurde regenerativ gekühlt. Das XLR129 war ein H_2/O_2 -Triebwerk, das im Hauptstromzyklus arbeitete und bei einem Brennkammerdruck von $p_C \approx 207$ bar einen Vakuumschub von ca. $F_{vac} \approx 1180$ kN erzeugte. Damit lag das XLR129-Triebwerk in der selben Schubklasse wie heute der Vulcain-Motor.

Bei der Herstellung der Brennkammer bediente sich Pratt & Whitney der Platelet-Technologie, um die Verteilung des H_2 -Kühlmassenstroms im Wandinnern zu kontrollieren. Bei den von Pratt & Whitney verwendeten Platelets handelte es sich um eine Eigenentwicklung, die gegenüber den für diesen Zweck gebräuchlichen Platelets eine wesentlich größere Dicke aufwies und im Unterschied zu diesen als „Wafer“ bezeichnet wurden. Firmenintern wurde diese Technologie als Radial-Wafer-System bezeichnet. Die in die Kupfer-Wafer eingezätzten Kanäle wirkten wie ein hocheffektiver Wärmetauscher, der das zugeführte Kühlmittel auf eine Temperatur bis nahe der Schmelztemperatur des Kupfers erwärmte. Damit konnte der Kühlmittelbedarf so stark reduziert werden, dass während der Qualifikationstests lediglich ein vernachlässigbarer Leistungsverlust gegenüber einer vollständig regenerativ gekühlten Version des Triebwerks festgestellt wurde. Bild 2.3 zeigt einen Längsschnitt des XLR129-Triebwerks mit effusiv gekühlter Brennkammer basierend auf ihrer Radial-Wafer-Technologie. Die Legende der in Bild 2.3 mit Positionsnummern markierten Triebwerkskomponenten ist in der Tabelle 2.1 im Anschluss an das Bild angegeben.

In einer ersten Testkampagne im Jahr 1967 wurde die Qualifikation des Triebwerks bei insgesamt 26 Tests und einer totalen Betriebsdauer von 441 Sekunden erfolgreich durchgeführt [94]. Der Kühlmassenstrom zur Effusionskühlung beim Nennschub betrug weniger als 1 % des H_2 -Brennstoffmassenstroms. Damit wurde die Eignung und Effektivität der Effusionskühlung demonstriert. Die thermo-mechanischen Spannungen, wie sie mit der Regenerativkühlung verbunden sind, wurden vermieden.

Die gemessene Differenz im spez. Vakuumimpuls des Triebwerks durch den Einsatz der Effusionskühlung gegenüber der Version mit regenerativ gekühlter Brennkammer wird in [94] mit $\Delta I_{sp, vac} = 0,5$ Sekunden angegeben. In einem Bericht von Mulready [93] zur Entwicklung des XLR129-Triebwerks heißt es, dass das Triebwerk für einen spez. Impuls im Vakuum von $I_{sp, vac-Ref} = 464$ Sekunden ausgelegt war. Dieser Designpunkt wird als der Referenzfall (Index „Ref“) betrachtet, der bei der Regenerativkühlung der Brennkammer vor-

liegt. Gemäß dieser Definition betrug das Impulsverhältnis des Triebwerks zwischen den beiden Fällen mit Effusions- und mit Regenerativkühlung der Brennkammer $I_{sp, vac} / I_{sp, vac-Ref} \cong 0,999$.

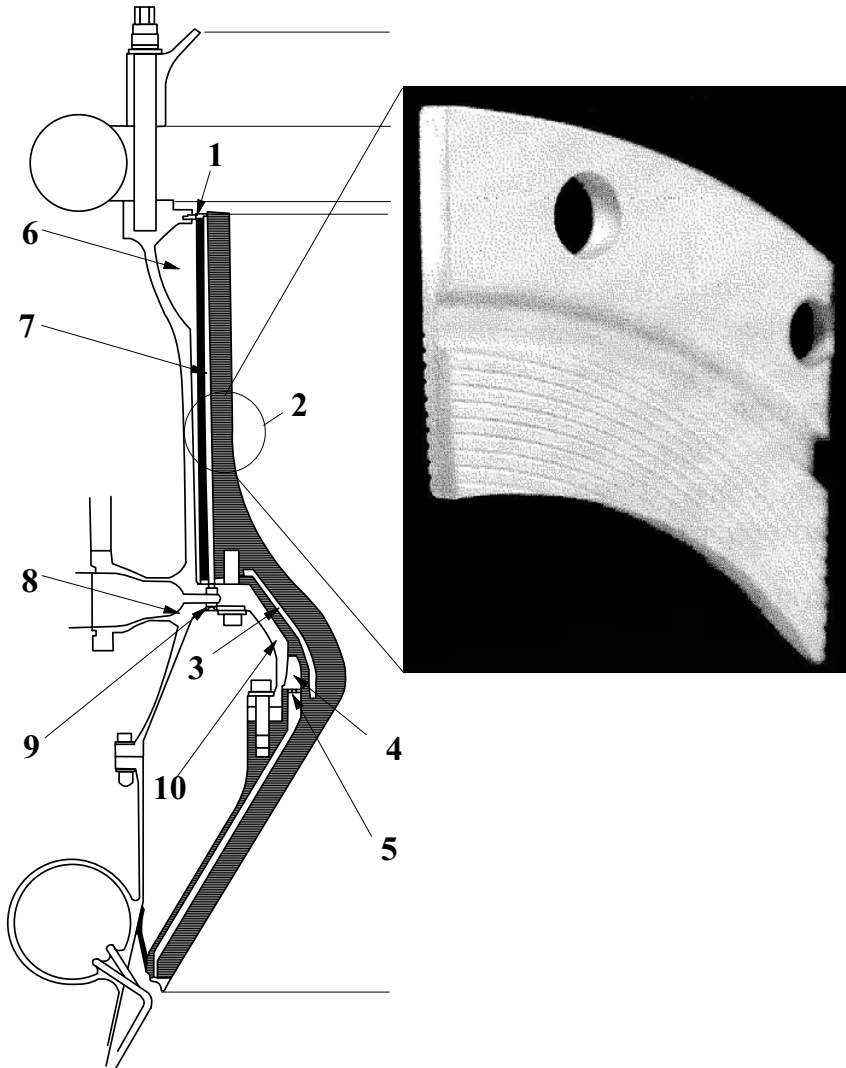


Bild 2.3.: XLR129-Triebwerk mit effusiv gekühlter Brennkammer von Pratt & Whitney; Quelle [94]

Tabelle 2.1.: *Legende zum Bild 2.3*

- 1 geschlitzter Kolbenring
- 2 Radial-Wafer in typischer Einbaulage
- 3 individueller Kühlmittelverteilerkanal im Düsenhalsbereich
- 4 Ringraum zur Kühlmittelversorgung der Brennkammer stromabwärts vom Düsenhals (hintere Sektion)
- 5 Blenden zur Aufteilung des Kühlmassenstroms auf die Kühlmittelverteilerkanäle der hinteren Sektion
- 6 Reservoir mit gasförmigem Wasserstoff zur Spülung
- 7 individueller Kühlmittelverteilerkanal im zylindrischen Teil der Brennkammer (vordere Sektion)
- 8 hinteres Reservoir mit gasförmigem Wasserstoff zur Spülung
- 9 Blenden zur Aufteilung des Kühlmassenstroms auf die Kühlmittelverteilerkanäle der vorderen Sektion
- 10 Kühlmittelversorgungsleitung für die hintere Sektion

Mulready [93] gibt auch den einzigen zu diesem Triebwerk veröffentlichten Betriebspunkt bei Nominalbedingungen an. Danach wurde der Antrieb bei einem Mischungsverhältnis $R_{of} = \dot{m}_{O_2}/\dot{m}_{H_2} = 6$ und einem Brennkammerdruck von ca. $p_C = 205$ bar betrieben. Umgerechnet mit dem Mischungsverhältnis betrug das Verhältnis des Kühlmassenstroms $\dot{m}_{H_2, cool}$ zur Effusionskühlung der Brennkammer zum gesamten Treibstoffmassenstrom $\dot{m}_{total}$ bei den entsprechenden Triebwerkstests $\dot{m}_{H_2, cool}/\dot{m}_{total} = 1/7 \% \cong 0,143 \%$.

2.2.2. Sintermetall-Bauweise

Von der DASA, heute EADS-Astrium, wurden in den Jahren 1995 bis 1998 im Rahmen des *TEHORA*-Projekts vergleichbare theoretische und experimentelle Studien zur Anwendung der Effusionskühlung in H_2/O_2 -Triebwerken durchgeführt [52, 62], wobei jedoch Sintermetall anstelle der Platelets zur Herstellung der porösen Brennkammerwände verwendet wurde. Der Vorteil der Sintermetall-Bauweise liegt in den geringeren Herstellungskosten der porösen Bauteile und ihrem geringeren Gewicht gegenüber dem Platelet-Design. Brennkammerwände aus Sintermetallen haben andererseits im Vergleich zur Platelet-Bauweise den Nachteil einer mangelnden Kontrollmöglichkeit über den wandinternen Verlauf der Kühlmittelströmung. Detaillierte Informationen zur Herstellung der metallischen Sinterwerkstoffe und dem Verhalten der Kühlmittelströmung in Brennkammerwänden aus diesem Material finden sich in der Arbeit von Lezuo [79].

Diese Forschungen sind Bestandteil eines Konzepts zur Entwicklung von Technologien für zukünftige, fortschrittliche Schubkammern, dass EADS-Astrium seit 1994 in Kooperation mit dem russischen Unternehmen Chemical Automatics Design Bureau (CADB) verfolgt hat. Für die experimentellen Untersuchungen stellte CADB ein segmentiertes „Subscale“- H_2/O_2 -Triebwerk zur Verfügung, das bei einem Durchmesser von 80 mm im zylindrischen Bereich einen Düsenhalsdurchmesser von 46 mm aufwies. Die effusiv gekühlten Wandsegmente wurden von CADB aus einer Nickelbasislegierung hergestellt und wiesen nach dem Sinterprozess eine Porosität von $\varepsilon = 18\%$ auf. Der Versuchsbetrieb fand bei einem nominellen Mischungsverhältnis $R_{of} = \dot{m}_{LOX}/\dot{m}_{GH_2} = 5,62$ und einem Brennkammerdruck $p_C = 100$ bar statt. Als Kühlmittel für die Effusionskühlung wurde gasförmiger Wasserstoff GH_2 bei einer Einspritztemperatur zwischen 280 K und 300 K verwendet. Bild 2.4 zeigt ein Schema des Versuchsaufbaus mit den effusiv gekühlten Segmenten in der „Subscale“-Brennkammer von DASA und CADB.

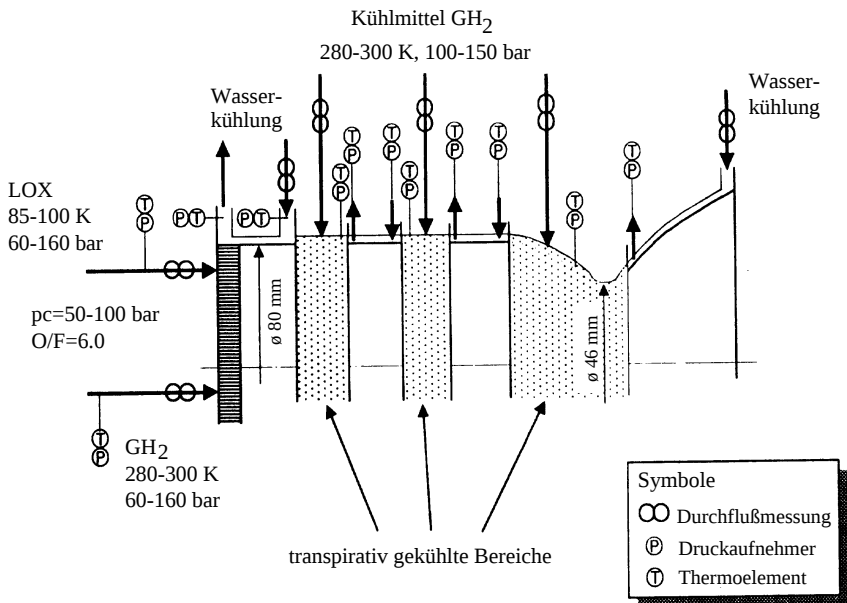


Bild 2.4.: DASA/CADB „Subscale“-Experimentaltriebwerk mit effusiv gekühlten Komponenten; Quelle [98]

Der bei Effusionskühlung der Brennkammer ermittelte spez. Vakuumimpuls $I_{sp, vac}$ des Triebwerks wurde auf den Vakuumimpuls $I_{sp, vac-Ref}$ bezogen, der aus dem Referenzfall (Index „Ref“) resultierte, in dem die gesamte Brenn-

kammer ausschließlich kalorisch (mit Wasser) gekühlt wurde. Das Impulsverhältnis $I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref}$ des Triebwerks zwischen den beiden Fällen mit effusiver und mit kalorischer Kühlung der Brennkammer hängt unmittelbar vom Kühlmittelbedarf zur Effusionskühlung ab. Mit abnehmendem Kühlmittelbedarf strebt das Impulsverhältnis $I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref}$ gegen den Wert 1. Als Maß für den Kühlmittelbedarf dient das Kühlmittelverhältnis CR , für das der gemessene Kühlmassenstrom $\dot{m}_{H_2, cool}$ auf den Schubkammer-Gesamtmassenstrom $\dot{m}_{total}$ bezogen wird. Daraus ergibt sich folgende Definition für das Kühlmittelverhältnis bzw. den Kühlmittelbedarf:

$$CR = \dot{m}_{H_2, cool} / \dot{m}_{total} \quad (2.1)$$

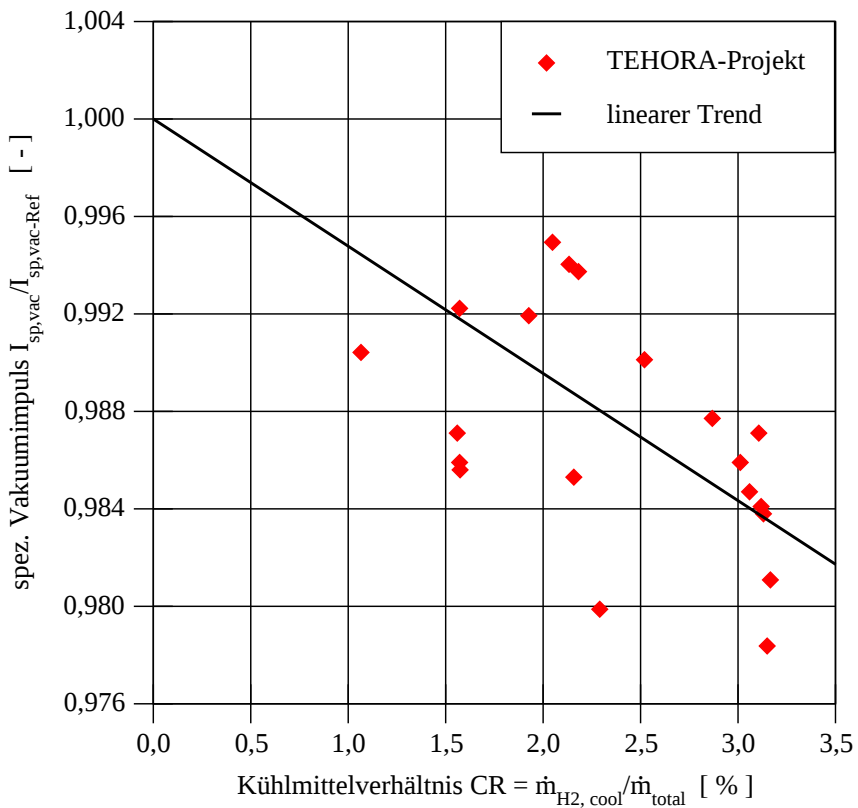


Diagramm 2.1: Impulsverhältnis $I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref}$ zwischen effusiv und kalorisch gekühlter Brennkammer in Abhängigkeit vom Kühlmittelbedarf CR ; Quelle [62]

Im Diagramm 2.1 sind die experimentellen Ergebnissen der *TEHORA*-Kampagne zusammengefasst. Zu sehen ist die Beziehung zwischen dem Impulsverhältnis ($I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref}$) und dem Kühlmittelverhältnis CR . Ausgehend vom Referenzfall ($I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref} = 1$) eines regenerativ gekühlten Triebwerks, d.h. für ($\dot{m}_{H_2, cool}/\dot{m}_{total} = 0$), nehmen die Werte des Impulsverhältnisses für zunehmende Werte des Kühlmittelverhältnisses kontinuierlich ab. Die im Diagramm 2.1 dargestellte lineare Trendlinie ist eine Ausgleichsgerade durch die Messpunkte der *TEHORA*-Versuchskampagne. Die Gerade wurde so gelegt, dass sie für ein Kühlmittelverhältnis $CR = 0$ ein Impulsverhältnis von ($I_{sp, vac}/I_{sp, vac-Ref} = 1$) liefert.

2.2.3. CMC-Bauweise

Für die im Unterabschnitt 1.1.2 erwähnte Größenordnung der in Raketenschubkammern auftretenden Wandwärmestromdichten ist eine aktive Kühlung der Brennkammerwand selbst in CMC-Bauweise zwingend erforderlich. Sowohl die NASA [37] als auch das DLR [113] berichten von der Anwendung aktiver Kühlverfahren an CMC-Brennkammerwänden. Der Ansatz der NASA sieht vor, durch die Substitution der metallischen Werkstoffe in existierenden Brennkammern mit CMCs eine keramische Leichtbauweise zu realisieren, wobei bereits vorhandene Regenerativkühlsysteme unverändert übernommen werden sollen. Das DLR verfolgt dagegen das Konzept, die Effusionskühlung in Brennkammern zu etablieren, wobei die natürliche Porosität der CMC-Materialien ausgenutzt wird. Stellvertretend für die Werkstoffe aus der Gruppe der CMCs, werden in Tabelle 2.2 die thermischen Eigenschaften von C/C mit denen von NARloy-Z verglichen, wobei es sich um eine der Standard-Kupferlegierungen in konventionellen Raketenbrennkammern handelt.

Tabelle 2.2.: *Eigenschaften von C/C und NARloy-Z bei Raumtemperatur*

Material	Dichte ρ [g/cm ³]	spez. Wärmekapazität c_p [J/(kg K)]	Wärmeleitfähigkeit λ [W/(m K)]	Wärmeausdehnungskoeffizient α [1/K]
C/C	1,3 – 1,4	700	1,4 – 10	$\approx 1 \cdot 10^{-6}$
NARloy-Z	9,13	373	310	$17,2 \cdot 10^{-6}$

Die tabellierten Werte der Eigenschaften von NARloy-Z entstammen den Angaben aus [98]. Die Werte des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten λ und der spe-

zifischen Wärmekapazität c_p des vom DLR zur Herstellung von Brennkammerwänden verwendeten C/C-Materials wurden am Stoffwertlaboratorium des Instituts für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart gemessen und können dem Bericht von Brandt [14] entnommen werden.

Für die technische Anwendung der Effusionskühlung beim DLR wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit sowohl eine experimentelle H_2/O_2 -Raketenbrennkammer als auch diverse CMC-Brennkammermodule konstruiert und gebaut, die jeweils über ein speziell dafür ausgelegtes Interface an die Modell-Brennkammer angeflanscht werden. Die CMC-Brennkammermodule sind doppelwandige Brennkammern, die in Leichtbauweise hergestellt werden. Sie bestehen aus der effusiv gekühlten C/C-Innenwand in integraler Bauweise, die mit einem lasttragenden CFK-Außenmantel umwickelt wird, der die Module nach außen hin abdichtet. Bild 2.5 zeigt die Zusammenbauzeichnung der Modell-Brennkammer mit einem angebaute CMC-Brennkammermodul.

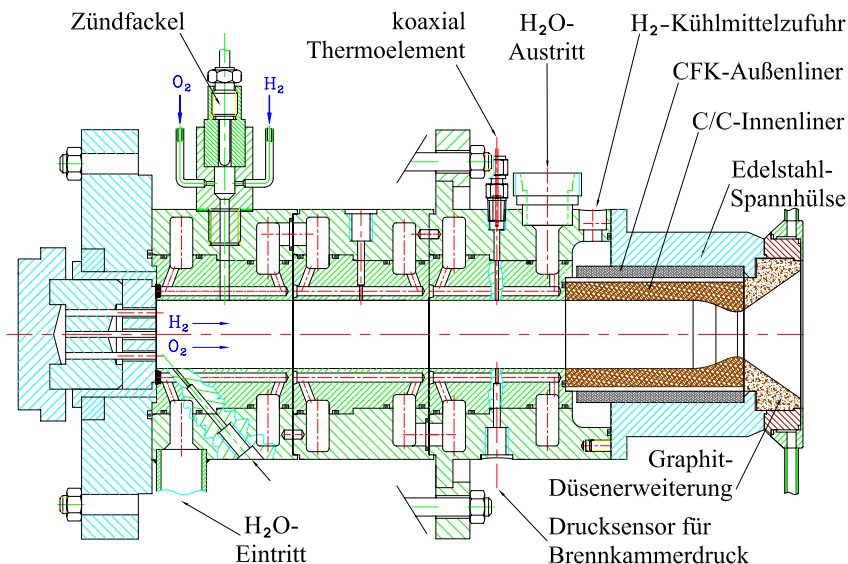


Bild 2.5.: Längsschnitt durch die Modell-Brennkammer mit angebaute CMC-Brennkammermodul V02b

Als Kühlmedium kommt Wasserstoff zum Einsatz, der über Längskanäle im gesamten Doppelwandzwischenraum verteilt und aus dem Zwischenraum durch die poröse Innenwand in den Brennraum gefördert wird. Die Kontur der Innenwände aller bisher hergestellten Brennkammermodule ist identisch zur Brennkammergeometrie des Vulcain 2 Triebwerks, die maßstäblich auf den Innen-

durchmesser $D_C = 30$ mm der Modell-Brennkammer im zylindrischen Bereich verkleinert wurde. Daraus resultierte ein Durchmesser am Düsenhals von $D_{th} = 19,82$ mm. Schon seit mehreren Jahren betreibt das DLR erfolgreich die Effusionskühlung dieser CMC-Brennkammermodule bei Brennkammerdrücken bis maximal $p_C = 10$ bar und einem Einspritzkopf-Mischungsverhältnis von $Rof_{inj.} = 6,5$ [55, 63, 64, 65, 66, 95].

Um bei einem begrenzten verfügbaren Kühlmittelverhältnis CR der Effusionskühlung den thermischen Schutz der C/C-Innenwand an jeder Stelle in der Brennkammer gewährleisten zu können, ist eine Verbesserung der Kühlmittelverteilung in Richtung kleinerer Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ erforderlich, die lokal aus der heißgasseitigen Wandoberfläche austreten. Zur Vermeidung eines örtlichen thermischen Versagens des Wandmaterials muss die Kühlmittelverteilung so dosiert werden, dass die lokalen Kühlmassen- und Enthalpieströme ein thermisches Gleichgewicht mit den lokalen, heißgasseitigen Wandwärmeströmen $\dot{Q}_W(x)$ erreichen, ohne dabei die zulässige Betriebstemperatur des Wandmaterials zu überschreiten. Mit einer Dosierung der lokalen Kühlmassenströme, bei der die Temperaturen in der gesamten C/C-Innenwand im Bereich der zulässigen Temperaturobergrenze liegen, wird die optimale örtliche Anpassung der Effusionskühlung an die thermische Belastung der Brennkammerwand und demzufolge der kleinstmögliche Gesamtkühlmassenstrom $\dot{m}_f$ erreicht.

Die Voraussetzung für eine entsprechende örtliche Anpassung der Kühlmittelverteilung ist zum einen die Kenntnis der lokalen Wandwärmeströme $\dot{Q}_W(x)$ entlang der gesamten, effusiv gekühlten Brennkammerwand, um die erforderliche Größe der lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ zu bestimmen. Zum anderen muss eine CMC-Bauweise entwickelt werden, mit der eine ähnliche Kontrollierbarkeit der wandinternen Kühlmittelströmung wie bei der Platelet-Bauweise erreicht wird, so dass eine Vorgabe der Größe lokaler Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ entlang der heißgasseitigen Oberfläche der porösen Innenwand möglich ist. Die Größe des Gesamtmassenstroms $\dot{m}_f$ der Kühlmittelströmung durch die effusiv gekühlte Wand ist eine Funktion der geometrischen und prozessseitigen Einflussgrößen sowie der Materialeigenschaften des porösen Wandmaterials. Die geometrischen Parameter sind die Dicke d der porösen Brennkammerinnenwand und ihre Kontur auf der Heißgasseite. Die prozessseitigen Parameter sind die Strömungseigenschaften (Druck p , Temperatur T) von Kühlmittel- und Heißgasströmung sowie die korrespondierenden druck- und temperaturabhängigen Stoffeigenschaften (Dichte ρ_f , Viskosität μ_f) des Kühlmittels.

Zur Lenkung des wandinternen Verlaufs der Kühlmittelströmung ist die Beherrschung der Impuls-, Wärme- und Stofftransportprozesse in der effusiv gekühlten Innenwand erforderlich. Das für diese Transportprozesse relevante Materialverhalten der porösen Innenwand ist zum einen die Durchlässigkeit der porösen Mikrostruktur für die Kühlmittelströmung und zum anderen der Wär-

meaustausch zwischen Struktur und Strömung. Bezüglich der Anwendung der Effusionskühlung wird daher zwischen zwei Gruppen von charakteristischen Materialeigenschaften unterschieden. In der Gruppe der Impuls- und Stofftransporteigenschaften werden die für die Durchströmbarkeit des C/C-Werkstoffs maßgeblichen Materialeigenschaften zusammengefasst, die im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt werden. Die Gruppe der Wärmetransporteigenschaften bilden alle Materialeigenschaften, die für den Wärmetransport in einer effusiv gekühlten Brennkammerwand bestimmend sind. Zu ihnen zählen neben dessen thermischen Eigenschaften (Wärmeleitfähigkeit, spez. Wärmekapazität, etc.) auch die Wärmeübergangsfläche des C/C-Materials und der konvektive Wärmeübergangskoeffizient zwischen Strukturmaterial und Kühlmittelströmung.

2.3. Impuls- und Stofftransporteigenschaften poröser Medien

Das wesentliche Unterscheidungskriterium poröser Medien ist die Größe ihrer Volumenporosität ε und die Art ihrer Entstehung. Hinsichtlich der Art ihrer Entstehung werden poröse Medien grundsätzlich in drei Kategorien eingeteilt: natürliche, künstliche und halb natürliche bzw. halb künstliche Materialien. In den natürlich vorkommenden porösen Medien (Sand, Erdreich, etc.) ist die Verteilung der Poren im Medium sowohl bezüglich ihrer Größe als auch ihrer Form unregelmäßig. Bei den industriell hergestellten, künstlichen oder zumindest halb künstlichen porösen Medien kann diese Verteilung hingegen vollständig oder wenigstens teilweise kontrolliert werden. Im Fall der halb künstlichen porösen Medien bleibt zwar nach wie vor die Streuung der Porenform nahezu willkürlich, jedoch unterliegt das Vorkommen der Porengrößen durch den Herstellungsprozess einer gewissen Kontrolle. Auf die gleiche Weise kann auch die Größe der Porosität bis zu einem gewissen Grad kontrolliert werden. Zu dieser Kategorie poröser Medien gehören insbesondere die Sintermetalle und die keramischen Faserverbundwerkstoffe (CMCs).

Bei den künstlichen porösen Medien sind sowohl die Größe und Form der Poren als auch ihre relative Positionierung zueinander Fertigungsparameter, die sämtlich durch den Herstellungsprozess eingestellt werden können. Diese Art von Material ist ursprünglich nicht porös, sondern erhält seine Porosität erst im Laufe der Verarbeitung. Repräsentativ für diese Kategorie poröser Medien stehen die perforierten Materialien. Dabei handelt es sich um undurchlässige Werkstoffe in die Strömungskanäle entweder eingätzt oder eingebohrt wurden. Heutzutage werden entsprechende Bohrungen immer häufiger mit Hilfe von Lasern hergestellt, womit sehr kleine Bohrungsdurchmesser erreicht werden können. In

einigen Anwendungen aus dem Bereich der Luftfahrt wurden bereits Bohrungen mit einem Durchmesser von 0,05 mm verwendet [30].

Parallel zur Unterscheidung der porösen Medien auf Basis der Entstehung ihrer Porosität, lassen sich die porösen Medien in analoger Weise entsprechend der Verbundart ihrer Bestandteile in drei Gruppen von Materialien unterteilen: poröse Faserverbundmaterialien, poröse Teilchenverbundmaterialien (Agglomerate) und Materialien, die aus einem lockeren Verbund einzelner Teilchen bestehen (Aggregate). Bei den Faserverbundmaterialien wird zwischen den nicht porösen Faserverbundwerkstoffen, wie z.B. den kohlenstoff- oder glasfaserverstärkten Kunststoffen (CFK bzw. GFK), sowie den keramischen und metallischen Faserverbundwerkstoffen (CMCs und MMCs) unterschieden, die eine inhärente Porosität aufweisen. Die CMCs und MMCs bilden daher zusammen die Gruppe der porösen Faserverbundmaterialien. Zur zweiten Gruppe gehören insbesondere die Sintermetalle. Bei der dritten Gruppe handelt es sich hauptsächlich um Schüttungen bzw. Haufwerke von Schüttgütern wie z.B. Sand, Kies, Getreide oder Pulver. Je nach Kontext werden Schüttungen auch als Halde oder Lockergestein bezeichnet. Die Materialien aus der zweiten und dritten Gruppe lassen sich durch eine entsprechende technische Behandlung ineinander überführen. So werden beispielsweise Haufwerke von Metallpulver durch Sintern in Sintermetalle umgewandelt. Im Bild 2.6 ist die Unterteilung der porösen Medien entsprechend der Verbundart ihrer Bestandteile anschaulich dargestellt.

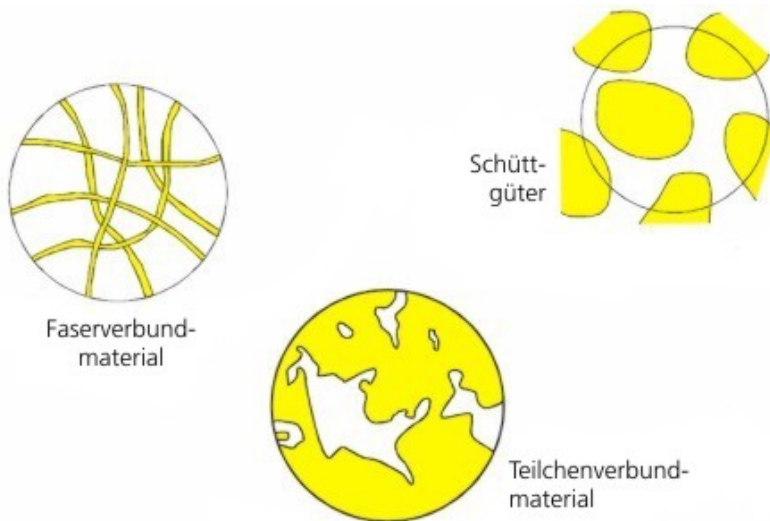


Bild 2.6.: Unterteilung der porösen Medien in drei Verbundarten; Quelle [100]

Das in der vorliegenden Arbeit vom DLR zur Herstellung der porösen Brennkammerinnenwand verwendete C/C-Material gehört zur Gruppe der porösen Faserverbundmaterialien. Dieses anwendungsspezifische C/C-Material weist einen Lagenaufbau auf. Es besteht aus aufeinander geschichteten Gewebelagen aus Kohlenstofffasersträngen (nachfolgend kurz C-Faserstränge genannt) und einer zugehörigen Kohlenstoffmatrix (nachfolgend kurz C-Matrix genannt), in der die einzelnen Gewebelagen bzw. Faserstränge eingebettet sind. Eine dieser Gewebelagen ist im Bild 2.7 exemplarisch dargestellt.

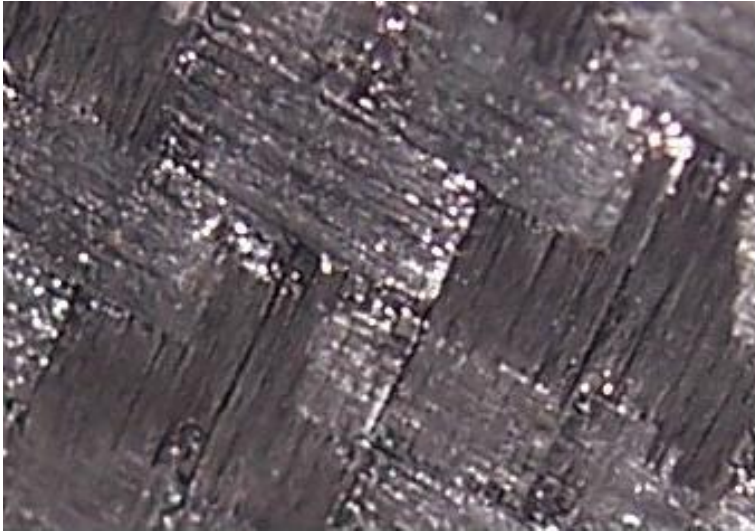


Bild 2.7.: Aufnahme des $0^\circ/90^\circ$ -Gewebes aus Kohlenstofffasersträngen in der Draufsicht

Wie im Bild 2.7 zu sehen ist, verlaufen die miteinander verwobenen Kohlenstofffaserstränge rechtwinklig zueinander, d.h. das Gewebe bildet eine $0^\circ/90^\circ$ -Faserorientierung. Dadurch entsteht das charakteristische, schachbrettartige Muster des abgebildeten Gewebes, das DLR intern unter der Bezeichnung $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe geführt wird. Das C/C-Material, aus dem die effusiv gekühlte Brennkammerwand besteht, kann daher als halb künstliches poröses Faserverbundmaterial charakterisiert werden. Aufgrund des anisotropen Verhaltens der Materialeigenschaften von Faserverbundmaterialien, weisen die Impuls- und Stofftransporteigenschaften, mit Ausnahme der Volumenporosität ε , eine Abhängigkeit von der jeweiligen Faserorientierung relativ zur Strömungsrichtung auf. Die Volumenporosität ε und die Flächenporosität ε_A dienen als Faktoren in den Erhaltungsgleichungen für die von Kühlmittel durchströmte poröse Wand, um de-

ren festen Strukturanteil vom Anteil der Kühlmittelströmung in ihren Poren zu trennen. Zur Unterscheidung von der Kühlmittelströmung wird der feste Strukturanteil der porösen Wand im Folgenden als Strukturmaterial bezeichnet.

Da die Physik der Strömung in porösen Medien bisher noch nicht vollständig verstanden wurde, konnte noch keine Fundamentalgleichung aufgestellt werden, die diese Art der Strömung beschreibt. Zwar können für die Strömung durch eine einzelne Pore die *Navier-Stokes*-Gleichungen angesetzt werden, deren Aussagen lassen sich jedoch nicht von der mikroskopischen auf die makroskopische Betrachtungsebene übertragen. Die Voraussetzung, um das makroskopische Verhalten der Strömung in einem porösen Material mit den bekannten Modellen zumindest näherungsweise beschreiben zu können, ist die experimentelle Bestimmung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften des jeweiligen Materials.

In der vorliegenden Arbeit wird angenommen, dass die C-Matrix im C/C-Material von Mikrorissen durchzogen ist, die entlang der C-Faserstränge in der C/C-Mikrostruktur verlaufen. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass diese Mikrorisse in der C-Matrix für die Strömung im Inneren der C/C-Mikrostruktur als Mikrokanäle dienen, die die Durchlässigkeit des C/C-Materials bewirken. Das Maß für die Durchlässigkeit bzw. Permeabilität ist der Permeabilitätskoeffizient k . In ihm werden alle Einflüsse des porösen Mediums auf den Druckverlust in der Strömung zusammengefasst, der bei dessen Durchströmung auftritt.

Die Mikrokanäle werden als ein Bündel von gewundenen Kapillarkanälen bzw. -röhrchen mit der Anzahl n betrachtet, die einen mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$, eine effektive Länge L_{eff} und eine Tortuosität $\mathcal{T}$ besitzen. Die Tortuosität $\mathcal{T}$ (von lateinisch „tortuosus“, was in der deutschen Übersetzung „gewunden“ bedeutet) kennzeichnet den Grad der Gewundenheit der Kapillarkanäle poröser Materialien. Sie ist ein Faktor, der die mittlere effektive Länge der Kapillarkanäle L_{eff} durch eine Schicht aus einem porösen Material ins Verhältnis zur Dicke L der Schicht setzt. Die Tortuosität $\mathcal{T}$ ist folglich ein rein geometrischer Verlustbeiwert, der von der Strömungsform unabhängig ist.

Durch die Verwendung ihres mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ anstelle des mittleren Durchmessers $\bar{d}$, wird eine von der Kreisform abweichende Querschnittsfläche der Kapillarröhrchen berücksichtigt, für die $\bar{d}_h \neq \bar{d}$ ist. Dies wird durch die Einführung des Form-Faktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* ermöglicht, mit dessen Hilfe der mittlere Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen durch ihren mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ ersetzt werden kann. Der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarröhrchen ist das Bezugsmaß für die Reynolds-Zahl Re_{d_h} , deren Größe als Indikator für den Zustand der Strömung durch das C/C-Material dient. Für Strömungen durch poröse Materialien im Bereich hoher Reynolds-Zahlen Re_{d_h} wird die Genauigkeit der Druckverlustgleichung durch die Verwendung eines zusätzlichen Permeabilitätskoeffizienten verbessert.

Schlussfolgernd aus den vorgenannten Zusammenhängen umfasst die Gruppe der Materialeigenschaften, die für das Impuls- und Stofftransportverhalten des C/C-Werkstoffs charakteristisch sind,

- die Tortuosität $\mathcal{T}$,
- den Permeabilitätskoeffizienten k ,
- den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ der Kapillarröhrchen,
- die Volumenporosität ε und
- die Flächenporosität ε_A .

Sind alle Impuls- und Stofftransporteigenschaften aus dieser Gruppe bekannt, so kann auf analytischem Wege auf die Anzahl der Kanäle n im porösen Medium geschlossen werden [22]. Dies ermöglicht wiederum die Aufsummierung der Wandoberflächen aller Kanäle zur Bestimmung der Wärmeaustauschfläche A_{sf} , die zwischen der Strömung und der festen Struktur zur Verfügung steht. Das Verhältnis aus innerer Oberfläche A_{sf} zum Gesamtvolumen V_{tot} des porösen Materials zählt zur Gruppe der Wärmetransporteigenschaften des C/C-Werkstoffs. Das globale Oberflächen-zu-Volumen Verhältnis A_V wird im gesamten Material als konstant angenommen.

2.3.1. Tortuosität $\mathcal{T}$

Die Tortuosität $\mathcal{T}$ eines porösen Mediums ist das Maß für die Gewundenheit der Strömungswege in seiner Mikrostruktur. Diese Eigenschaft trifft besonders auf kapillare poröse Medien mit gewundenen Kapillaren zu, bei denen die mittlere effektive Länge der Kapillarkanäle L_{eff} durch eine Schicht aus dem jeweiligen Material signifikant größer als die Schichtdicke L ist. Die Tortuosität berücksichtigt darüber hinaus die nicht geradlinige Bewegung der Strömung im porösen Material, die eine Streuung bei der Verteilung des Fluids im Material verursacht. Sie ist durch den folgenden Ausdruck definiert:

$$\mathcal{T} = \left(\frac{L}{L_{eff}} \right)^2 \leq 1 \quad (2.2)$$

Das Längen-Verhältnis L/L_{eff} repräsentiert den durchschnittlichen Cosinus der lokalen Winkel zwischen einer Bezugsachse und der lokalen Richtung des Verlaufs den die Kapillare durch das Material nimmt. Eine Erklärung zur Bedeutung der Tortuosität findet sich bei *Carman* (1937), der im Rahmen seiner Studien zur Beziehung zwischen der durchschnittlichen Geschwindigkeit in einem gewundenen Kapillarrohr, der Differenz der geodätischen Höhe am Ein-

und Austritt des Rohrs sowie dem geraden Abstand der beiden Rohrenden zueinander, die Einführung eines Tortuositätskoeffizienten vorschlug. Im Bild 2.8 ist das Konzept der Tortuosität exemplarisch für eine Kapillare in einem porösen Material dargestellt.

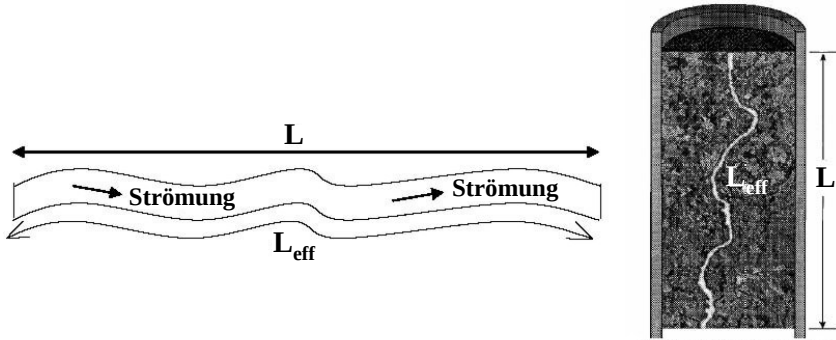


Bild 2.8.: Verlauf einer Kapillaren im porösen Material; Quelle [12]

Nach *Carman* wirkt sich die Tortuosität in zweifacher Hinsicht aus [8], als:

1. Einfluss auf die Strömungsgeschwindigkeit:

Die Richtung der geraden Linie der Länge L , die die beiden Enden eines gewundenen Rohrs der Länge L_{eff} verbindet, wird definiert als die Richtung s , und die Projektion der durchschnittlichen Geschwindigkeit $\bar{V}$ im Rohr auf die Richtung s sei die Geschwindigkeit u_s (d.h. u_s ist die Komponente der Geschwindigkeit tangential zur Rohrlängsachse). Selbst wenn der Betrag der durchschnittlichen Geschwindigkeit $|\bar{V}|$ konstant ist, wird die Geschwindigkeitskomponente u_s variieren. *Carman* kam zu dem Schluss, dass mit $\bar{V}$ als Größenordnung der durchschnittlichen Tangentialgeschwindigkeit, der Mittelwert $\overline{u_s}$ der Geschwindigkeitskomponente u_s formuliert werden kann als:

$$\overline{u_s} = \bar{V} \cdot \frac{L}{L_{eff}} \quad (2.3)$$

2. Einfluss auf die treibende Kraft:

Für den Absolutwert der Komponente in s -Richtung des mittleren hydraulischen Gradienten $|\overline{\nabla p}|_s$ stellte *Carman* folgenden Ansatz auf:

$$|\overline{\nabla p}|_s = \frac{\Delta p}{L_{eff}} \cdot \frac{L_{eff}}{L} \quad (2.4)$$

wobei ein hydrostatisches Druckgefälle als treibende Kraft für die Strömung im porösen Material dient.

Einige Autoren, wie z.B. *Carman*, verwenden bei der Formulierung der Tortuosität den Kehrwert des Längen-Verhältnisses L/L_{eff} zum Quadrat, d.h. sie bevorzugen die Form $\mathcal{T} = (L_{eff}/L)^2 \geq 1$. Dies ist nur eine Frage der Definition. Auf der anderen Seite, ist die von einigen Autoren als L_{eff}/L (Verhältnis der effektiven Länge des Kapillarkanals zur Länge der Probe; Collins, 1961) angegebene Definition der Tortuosität ein Fehler. Die letztere, falsche Definition der Tortuosität resultiert aus der Vernachlässigung des zuvor beschriebenen Effekts Nr. 1, bzw. der ausschließlichen Berücksichtigung des Effekts Nr. 2.

Der Tortuositätskoeffizient ist der einzige Parameter, mit dem das anisotrope Durchflussverhalten poröser Medien berücksichtigt werden kann, was insbesondere für die Gruppe der porösen Faserverbundmaterialien den größten Vorteil des *Carman-Kozeny*-Modells darstellt. Die Tortuosität in Faserverbundmaterialien hängt von der jeweiligen Konfiguration ab, womit die Orientierung der Fasern bzw. der Kapillarkanäle entlang der Fasern relativ zur Strömungsrichtung gemeint ist: parallel, senkrecht oder andere. In einem Faserverbundmaterial mit einer multidirektionalen Faserorientierung verursacht die individuelle Tortuosität in den verschiedenen Konfigurationen unterschiedliche Werte der Permeabilität. Die Tortuosität ermöglicht darüber hinaus die vollständige Charakterisierung der porösen Mikrostruktur insbesondere hinsichtlich des mittleren hydraulischen Durchmessers der Kapillarkanäle sowie ihrer Anzahl und ihrer gesamten benetzten Oberfläche.

Die Tortuosität erscheint vor allem in Modellen, die für Strömungen durch poröse Materialien im Bereich hoher Reynolds-Zahlen Re_{dh} vorgeschlagen wurden. In den gebräuchlichen Modellen zur Strömung in porösen Medien, die wie z.B. das *Forchheimer*-Modell in diesem Bereich der Reynolds-Zahlen gültig sind, wurden hingegen von den Impuls- und Stofftransporteigenschaften des porösen Materials bisher nur seine Volumenporosität und Permeabilität berücksichtigt. In der Literatur [25, 104, 118] wird berichtet, dass die Genauigkeit der *Forchheimer*-Gleichung durch eine Anpassung der Permeabilitätskoeffizienten mit Hilfe der Tortuosität $\mathcal{T}$ verbessert werden kann.

2.3.2. Permeabilitätskoeffizient k nach *Darcy*

Die Permeabilität k eines porösen Mediums ist das Maß für seine Fähigkeit unter dem Einfluss eines Druckgradienten ein Fluid (Flüssigkeit oder Gas) durch sich hindurchströmen zu lassen. Je durchlässiger das Medium für die Strömung ist, desto größer ist der Wert der Permeabilität. Umgekehrt ist die Permeabilität eines porösen Mediums umso geringer, je mehr Widerstand es dem Fluid beim Hindurchströmen entgegengesetzt. Ein Medium dessen Permeabilität gleich Null ist, wird als undurchlässig bezeichnet.

Die Permeabilität k wird in der SI-Einheit $[m^2]$ angegeben. Eine weitere gebräuchliche Maßeinheit ist das Darcy $[Da]$, benannt nach dem französischen Wissenschaftler *Henry Darcy* (1803 – 1858). Der Ansatz von *Darcy* [28] aus dem Jahr 1856 bildet auch heute noch die Grundlage für die Formulierung des Druckverlustes in porösen Medien. Die Maßeinheit 1 Da ist definiert als die Permeabilität eines als homogen und isotrop betrachteten Materials, durch das ein homogenes Fluid mit einem Volumenstrom von $1 \text{ cm}^3/\text{s}$ pro cm^2 Querschnittsfläche hindurchströmt. Der Druckgradient in der Strömung beträgt 1 atm/cm und die Viskosität μ_f des Fluids ist gleich der von Wasser bei der Temperatur 20°C , d.h. $\mu_f = 1 \text{ mPas}$. Zwischen beiden Einheiten besteht die folgende Umrechnungsbeziehung: $1 Da = 9,8697 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$.

Bei seinen Forschungen zur Hydrologie untersuchte *Darcy* das Verhalten von Sickerströmungen in Schüttungen, indem er Wasser durch Kiesbettungen hindurchfließen ließ. Mit seiner in [28] skizzierten Messapparatur maß er den Volumenstrom Q , der aufgrund eines hydrostatischen Druckgefälles $\Delta p = p_1 - p_2$ durch eine Sandschicht mit der Dicke L floß. Den gemessenen Volumenstrom Q bezog er auf die bekannte geometrische Querschnittsfläche A des durchströmten porösen Volumens. Der aus dem absoluten Volumenstrom Q abgeleitete, flächenspezifische Volumenstrom $q = Q/A$ hat die Einheit einer Geschwindigkeit, d.h. $[q] = \text{m/s}$, und wird daher als die *Darcy*-Geschwindigkeit v bezeichnet: $q = v$. Aus der Einführung von v resultiert die ursprüngliche Schreibweise der *Darcy*-Gleichung in Form der Beziehung für den Gesamtdruckgradienten in einer Strömung durch eine poröse Schicht der Dicke L :

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{k} \cdot v \quad (2.5)$$

Bei gegebenem Permeabilitätskoeffizienten k des jeweiligen porösen Materials lässt sich mit Gleichung (2.5) der Gesamtdruckverlust Δp zwischen dem Ein- und Austritt der Strömung durch eine Schicht der Dicke L berechnen. In umgekehrter Weise lässt sich unter Verwendung des gemessenen Werts von Δp der materialspezifische Wert des Koeffizienten k rechnerisch ermitteln, indem Gleichung (2.5) nach der Permeabilität aufgelöst wird. Gemäß dieser Herleitung lautet die Bestimmungsgleichung des Permeabilitätskoeffizienten von *Darcy*:

$$k = v \cdot \mu_f \cdot \frac{L}{\Delta p} \quad (2.6)$$

Für die differentielle Beschreibung des Druckverlustes in porösen Materialien wird der Druckgradient $\Delta p/L$ in der eindimensionalen, horizontalen Strömung in axialer Richtung x durch den Differentialquotienten dp/dx ersetzt:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{p_1 - p_2}{L} \cong -\frac{dp}{dx} \quad (2.7)$$

Aus der Substitution des Druckgradienten in Gleichung (2.5) mit dem Differentialquotienten aus Gleichung (2.7) folgt die *Darcy*-Gleichung in eindimensionaler differentieller Form:

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{\mu_f}{k} \cdot v \quad (2.8)$$

2.3.3. Hydraulischer Porendurchmesser d_h

Bis heute gibt es noch keinen Konsens über die Definition der Porengröße und ihre Terminologie, der zur Klassifizierung der Poren verwendet werden könnte. In [97] wird eine umfangreiche Liste von Klassifizierungs-Diagrammen angegeben, welche alle auf dem äquivalenten zylindrischen Durchmesser (engl.: equivalent cylindrical diameter, ECD) basieren. Ergänzende Angaben zur Bestimmung von Porengrößen finden sich in [102]. Im Bild 2.9 sind über dem Bereich der Porengröße von 0,1 nm bis 1 mm die jeweils zur Bestimmung der betreffenden Porengrößen geeigneten Methoden aufgetragen. Für die zur Herstellung von effusiv gekühlten Brennkammerinnenwänden verwendeten porösen Materialien ist vor allem der Bereich der Porengröße von 1 bis 100 μm relevant.

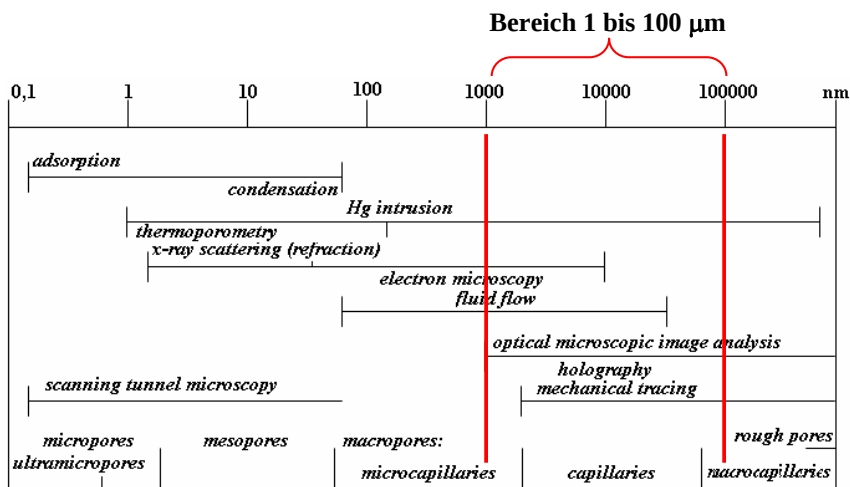


Bild 2.9.: Einteilung der wichtigsten Methoden zur Porencharakterisierung; Quelle [90]

Die im Bereich der Porengröße von 1 bis 100 μm eingesetzten Untersuchungsmethoden sind:

- Quecksilberporosimetrie

- Elektronenmikroskopie
- Strömungsanalyse
- optische Mikroskopie
- Holographie
- Partikelverfolgung

Die im Bild 2.9 eingetragenen Messbereiche der zuvor aufgezählten Untersuchungsmethoden weisen einen breiten Überlappungsbereich auf. Die Strömungsanalyse ist die einzige unter diesen Methoden, mit der der für die Strömung durch das poröse Material maßgebliche Effektivwert $\overline{d_h}$ des hydraulischen Durchmessers ermittelt wird. Mit den anderen Methoden, wie z.B. der Quecksilberporosimetrie [102] und der Elektronenmikroskopie, wird hingegen eine Häufigkeitsverteilung der geometrischen Durchmesser aller in der C/C-Mikrostruktur vorkommenden Kapillarkanäle bestimmt. Da in die Berechnung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$, gemäß seiner auf analytischem Weg aufgestellten Bestimmungsgleichung, die Messwerte der Porosität ε und der Tortuosität $\mathcal{T}$ des porösen Materials einfließen, sind darüber hinaus der in der Strömungsanalyse ermittelte $\overline{d_h}$ -Wert und die Messwerte der anderen beiden Impuls- und Stofftransporteigenschaften zueinander konsistent. Mit der Strömungsanalyse lassen sich hydraulische Porendurchmesser d_h im Messbereich von ca. 75 nm – 40 μm detektieren.

Aus den genannten Gründen wurde in dieser Arbeit von den zuvor aufgezählten Methoden zur Bestimmung der Porengröße die Strömungsanalyse gewählt, um den effektiven hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ des vom DLR zur Herstellung von Brennkammerwänden verwendeten C/C-Materials zu ermitteln. Aus Vergleichsgründen wurden zusätzlich Aufnahmen der C/C-Mikrostruktur unter einem Rasterelektronenmikroskop gemacht. Die mit der Elektronenmikroskopie bestimmte Porengrößenverteilungen im C/C-Material dient dabei als Referenz, um die Plausibilität des mit der Strömungsanalyse ermittelten Werts des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ zu überprüfen. Im Folgenden werden die beiden in dieser Arbeit verwendeten Untersuchungsmethoden kurz vorgestellt.

2.3.3.1. Elektronenmikroskopie

Die Auflösung eines Mikroskops ist durch die Wellenlänge begrenzt. Bei der Elektronenmikroskopie wird die innere Oberfläche des porösen Materials mit Elektronen abgebildet, die kleinere Wellenlängen als sichtbares Licht aufweisen. Mit einem Elektronenmikroskop kann daher eine deutlich höhere Auflösung bis etwa 2 nm (vgl. Bild 2.9) erreicht werden als mit einem optischen Mikroskop, dessen Auflösung auf Objekte bis zu einer minimalen Größe von ca. 1 μm begrenzt ist. Im Bild 2.10 ist die Vergrößerung einer C/C-Mikrostruktur unter dem

Rasterelektronenmikroskop (REM) zu sehen. Beim REM wird ein feiner Elektronenstrahl zeilenweise über den zu untersuchenden rechteckigen Objektbereich geführt, d.h. das Objekt wird „gerastert“. Bild 2.10 ist die REM-Aufnahme einer C/C-Mikrostruktur bei einem Vergrößerungsfaktor X von 100 : 1. Als Legende für den Größenmaßstab der Aufnahme dient der weiße Balken in der schwarzen Leiste am unteren Bildrand, dessen Länge 100 μm entspricht. Bezogen auf diesen Größenmaßstab betrug die Breite des gerasterten Objektbereichs ca. 1,2 mm, d.h. die Aufnahme zeigt einen 1,2 mm breiten Ausschnitt der C/C-Mikrostruktur. Die Beschleunigungsspannung der Elektronen im Elektronenstrahl lag bei 20 kV.

Bild 2.10 zeigt einen Querschnitt der C/C-Mikrostruktur mit aufgeschnittenen Fasersträngen, so dass die in den C-Fasersträngen gebündelten einzelnen Kohlenstofffasern sichtbar sind. Die Faserstränge sind miteinander zu dem im Bild 2.7 in der Draufsicht aufgenommenen $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe verwoben. Im Bild 2.10 liegen nur die Faserstränge mit der 0° -Orientierung in der Bildebene, während die Faserstränge mit der 90° -Orientierung senkrecht aus der Bildebene herausragen. Zur Verdeutlichung wurden die Konturen der Faserstränge in der Bildebene mit einer roten Begrenzungslinie nachgezeichnet.

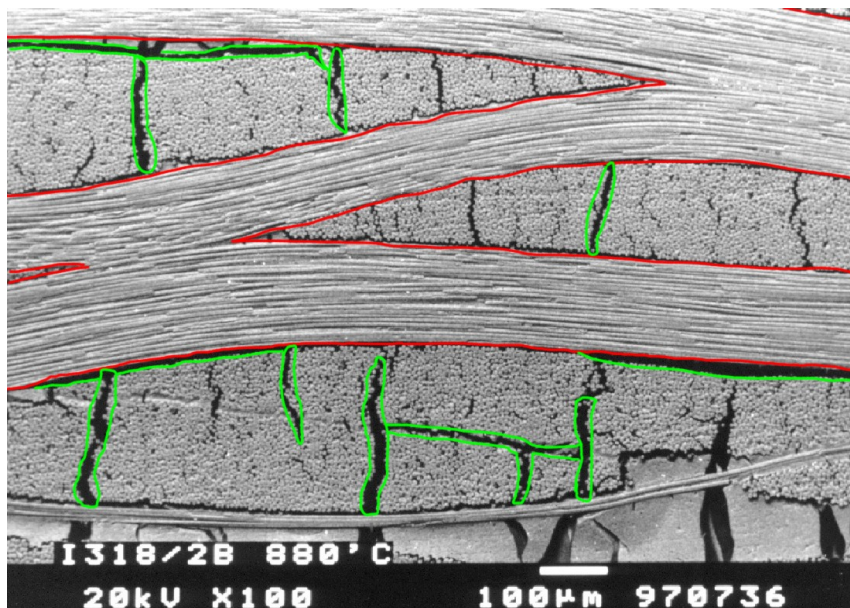


Bild 2.10.: REM-Aufnahme der C/C-Mikrostruktur

Entlang der Faserstränge sind während eines Pyrolyseprozesses, der bei einer Temperatur von 880 °C stattgefunden hat, Mikrorisse in der Polymer-Matrix entstanden, in der die Faserstränge bei der Herstellung des CFK-Rohlings eingebettet wurden. Erst durch den Pyrolyseprozess wird die Polymer-Matrix in die C-Matrix umgeformt, die die C-Faserstränge im fertigen C/C-Material umgibt. Diese Mikrorisse verlaufen in horizontaler und vertikaler Richtung. Exemplarisch sind einige der größeren Mikrorisse hervorgehoben worden, indem ihre Konturen ebenfalls mit einer grünen Begrenzungslinie nachgezeichnet wurden.

Da vorausgesetzt wurde, dass die Mikrorisse in der C-Matrix für die Strömung als Mikrokanäle dienen, kann deren Größe als Referenzwert für den hydraulischen Durchmesser dieser gewundenen Kapillarkanäle aufgefasst werden. Bezogen auf den Größenmaßstab von Bild 2.10 variiert die Größe der abgebildeten Mikrorisse zwischen 2 μm und 20 μm , so dass der Mittelwert des hydraulischen Durchmessers in diesem Größenbereich liegen muss.

2.3.3.2. Strömungsanalyse

Bei der Strömungsanalyse handelt es sich um ein semi-empirisches / semi-analytisches Verfahren zur Bestimmung eines für die Strömung maßgeblichen Mittelwerts des hydraulischen Durchmessers d_h über alle Kapillarkanäle in einer Durchflussprobe aus dem C/C-Material der Brennkammerwände. Auf analytischem Weg wird eine Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ hergeleitet, die durch das Einsetzen von Messwerten vollständig lösbar ist, die in speziellen Durchflussversuchen gewonnen werden. In den Durchflussversuchen wird das Verhalten der laminaren Strömung eines kompressiblen Strömungsmediums in der Durchflussprobe hinsichtlich des bei einem bestimmten Druckverlust Δp auftretenden Massenstroms $\dot{m}$ ausgewertet. Um bei den Durchflussversuchen gewährleisten zu können, dass die Strömungen in der Durchflussprobe einen laminaren Zustand annehmen, wird das jeweils pro Versuch über der Probe aufgeprägte Druckgefälle Δp so gewählt, dass die Reynolds-Zahlen der Strömung auf den Bereich $Re_{d_h} < 10$ beschränkt sind [8].

Zur Herleitung der Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ wird in der hier vorgestellten Arbeit eine modifizierte Definitionsgleichung für den Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k verwendet, die von Carman-Kozeny zur Anwendung ihrer Gleichung auf eine Strömung durch gewundene Kapillarkanäle mit bekannter Tortuosität $\mathcal{T}$ aufgestellt wurde [8]. Gemäß der Definition von Carman-Kozeny ist der Permeabilitätskoeffizient k eine Funktion vom mittleren Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen, der Tortuosität $\mathcal{T}$ und der Volumenporosität ε . Die Gültigkeit dieser Gleichung ist auf laminare Strömungen beschränkt.

Durch die Kombination dieser Variante der Definitionsgleichung von k mit

dem *Darcy*-Modell konnte eine erweiterte Druckverlustgleichung formuliert werden, mit der sich der Gesamtdruckgradient $\Delta p/L$ auch in Strömungen durch gewundene Kapillarkanäle mit nicht kreisförmigen Querschnitten beschreiben lässt. Zu diesem Zweck wird der mittlere Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen durch ihren mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ ersetzt und der Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny* zur Gleichung hinzugefügt. Die daraus resultierende modifizierte Gleichung lässt sich nach $\bar{d}_h$ auflösen und dient deshalb als Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser.

Gemäß der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Gleichung ist der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ in einer Strömung durch die gewundenen Kapillarkanäle des C/C-Materials eine Funktion von zwei weiteren Impuls- und Stofftransporteigenschaften: der Volumenporosität ε und der Tortuosität $\mathcal{T}$. Der hydraulische Durchmesser ist eine theoretische Größe, die in der Strömungsmechanik eingeführt wurde, um auch Strömungen in Rohren oder offenen Kanälen mit nicht kreisförmigen Querschnitten behandeln zu können. Gemäß dieser Definition ist der hydraulische Durchmesser folglich ein rein geometrischer Faktor, der von der Strömungsform unabhängig ist.

2.3.4. Volumenporosität ε

In [83] wird die Gesamtporosität ε_{tot} poröser Medien in vier Anteile unterteilt, die sich voneinander in der Art ihrer Porosität unterscheiden. Die Gesamtporosität ε_{tot} folgt aus der Addition der vier Anteile:

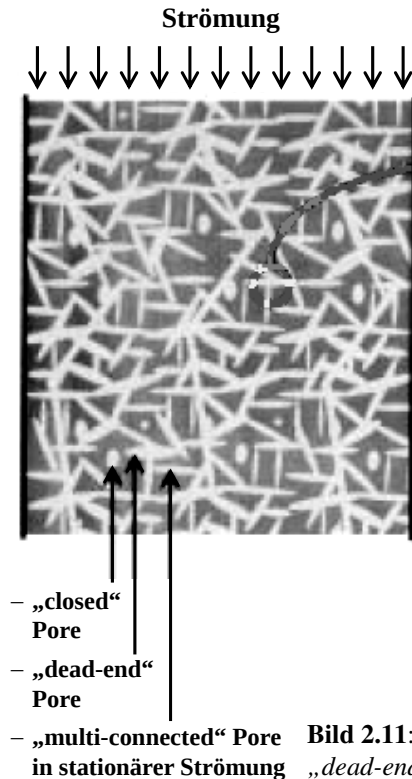
$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{eff} + \varepsilon_{cl} + \varepsilon_{de} + \varepsilon_{mc} \quad (2.9)$$

Bild 2.11 veranschaulicht die verschiedenen Arten von Porositäten. Dieser Unterteilung zufolge, steht der Strömung durch ein poröses Material nur der als die effektive Porosität ε_{eff} bezeichnete Anteil an der Gesamtporosität als durchströmbares Volumen zur Verfügung. Die effektive Porosität ε_{eff} beinhaltet folglich weder die geschlossene Porosität ε_{cl} (engl.: closed porosity) noch die sogenannte „Sackgassen“-Porosität ε_{de} (engl.: dead-end porosity). Befindet sich die Strömung durch das poröse Material im stationären Zustand, so umfasst die effektive Porosität auch nicht mehr länger den Anteil, der die sogenannte „multi-connected“ Porosität ε_{mc} berücksichtigt. Zu dieser vierten Art der Porosität gehören alle Poren, über die zwei (oder mehr) durchströmten Poren quer zur Strömungsrichtung untereinander verbunden sind. Da an allen Eintritten zu diesen als Querverbindung wirkenden Poren der gleiche Druck herrscht, werden sie zwar im instationären Betrieb mit dem Strömungsmedium befüllt, diese Durchströmung endet jedoch sobald sich eine stationäre Strömung im porösen Material etabliert hat.

Die geschlossene Porosität ε_{cl} repräsentiert den Volumenanteil am Gesamtvolumen V_{tot} des porösen Materials, der nicht für die Strömung zugänglich ist. Da dieses Volumen nicht durchströmt wird und folglich nicht mit dem Strömungsmedium gefüllt werden kann, stellt es bezüglich der Strömung einen „leeren“ Raum dar. Diese Art der Porosität leistet demnach keinen Beitrag zur Strömung durch das poröse Material. Sie kann daher nicht mit den in der vorliegenden Arbeit verfügbaren Messgeräten erfasst werden, die auf makroskopischen Messverfahren mittels Gas- oder Wasserverdrängung basieren. Aus diesem Grund bleibt die geschlossene Porosität vom experimentell bestimmten Wert der Porosität ausgenommen, der ausschließlich die offene Porosität ε_o umfasst.

Die offene Porosität ε_o ist eine weitere Art der Porosität, die auf rechnerische Weise aus der Differenz zwischen der Gesamtporosität ε_{tot} und der geschlossenen Porosität ε_{cl} gebildet wird:

$$\varepsilon_o = \varepsilon_{tot} - \varepsilon_{cl} = \varepsilon_{eff} + \varepsilon_{de} + \varepsilon_{mc} \quad (2.10)$$



Die offene Porosität ε_o repräsentiert das offene Volumen V_f im porösen Material, das vom Strömungsmedium aufgefüllt wird, unerheblich davon, ob es sich in Bewegung befindet oder ruht. Diese Art der Porosität ist der einzige Anteil der Gesamtporosität, der sich mit den gebräuchlichen makroskopischen Messverfahren bzw. Messgeräten erfassen lässt. Es besteht keine Möglichkeit, die drei Anteile der offenen Porosität voneinander zu unterscheiden. Da die effektive Porosität ε_{eff} somit nicht gemäß Gleichung (2.10) aus der gemessenen offenen Porosität ε_o rechnerisch ermittelt werden kann, wird der Messwert näherungsweise als effektive Porosität aufgefasst, wobei die Anteile der „dead-end“ und „multi-connected“ Porosität ε_{de} bzw. ε_{mc} vernachlässigt werden.

Bild 2.11: Drei verschiedene Porenarten: „closed“, „dead-end“ und „multi-connected“; Quelle [83]

Zum Verständnis des Begriffs der „multi-connected“ Porosität ε_{mc} [97], folgt an dieser Stelle eine kurze Beschreibung ihrer Bedeutung. Das Konzept der Konnektivität bzw. Verbindungsfähigkeit wird zur Charakterisierung der Topologie komplexer poröser Strukturen verwendet, wie sie beispielsweise die Makroporosität des Erdreichs darstellt. Nach Mac Donald et al. [82] ist die Konnektivität ein Maß für die Anzahl von unabhängigen, d.h. sich nicht kreuzenden, Porenverläufen zwischen zwei Punkten im betrachteten Volumen des porösen Materials. Mit anderen Worten ist die Konnektivität die Anzahl der nicht redundanten Schleifen der Porenverläufe zwischen den zwei Punkten, die in einer spezifischen geometrischen Form des Porensystems beinhaltet sind. Jedes Netzwerk von Makroporen hat als Konnektivität eine positive Integerzahl, die gleich der Anzahl der verschiedenen geschlossenen Kreisläufe zwischen zwei Punkten im Netzwerk ist. Falls nur ein offener Kreislauf existiert, ist die Konnektivität gleich Null; bei einem geschlossenen Kreislauf ist die Konnektivität gleich Eins. Scott et al. [110] führten den Begriff der „Konnektivitätsdichte“ ein, um die Konnektivität pro Volumeneinheit zu definieren.

Um die Bedeutung der Konnektivität zu veranschaulichen, werden im Bild 2.12 vier verschiedene Formen von porösen Strukturen miteinander verglichen. Die mit (a), (b), (c) und (d) bezeichneten Formen im Bild 2.12 stellen jeweils eine Konnektivität von 1, 1, 2 und 3 dar. Nach Dullien [31] wird die Art einer porösen Struktur von der größtmöglichen Anzahl von sich nicht überschneidenden Schnitten definiert, die durch eine Form gelegt werden können, ohne dabei die Verbindung eines beliebigen Teilstücks zum restlichen Netzwerk zu unterbrechen.

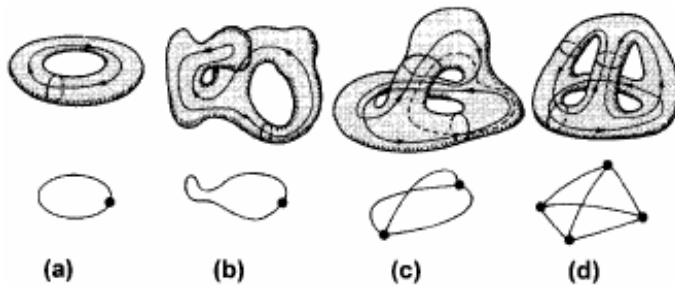


Bild 2.12.: Veranschaulichung des Konzepts der Konnektivität und der Art von porösen Strukturen (Macdonald et al. [82])

Im Bild 2.12 (a) und (b) kann nur ein Schnitt durch den Porenverlauf gelegt werden, ohne zwei neue unabhängige Netzwerke zu erschaffen. Die Schnitte werden jeweils von Ellipsen repräsentiert, die senkrecht zu dem mit Pfeilspitzen markierten Strömungsvektor in die Porenverläufe eingezeichnet wurden. Die Art

der beiden im Bild 2.12 (a) und (b) gezeigten porösen Strukturen ist demzufolge gleich 1. Da durch die in den Bildern 2.12 (c) und (d) jeweils dargestellte Pore zwei bzw. drei Schnitte gelegt werden können, ist die Art der einen porösen Struktur gleich 2 und die der anderen gleich 3.

Eine generelle Theorie der Topologie besagt, dass die Art einer porösen Struktur numerisch äquivalent ihrer Konnektivität ist. Mac Donald et al. [82] weisen darauf hin, dass eine akkurate Bestimmung der Art der porösen Struktur hilfreich bei der Entwicklung neuer und besserer Modelle der Strömung durch die Struktur sein könnte. Bisher existieren jedoch noch keine Modelle für die Strömung durch poröse Medien, die die Konnektivität oder die Art der porösen Struktur berücksichtigen.

Bei mikroskopischer Betrachtung wird die Porosität des Wandmaterials aus dem Produkt von volumenbezogener Porendichte n_V und durchschnittlichem Porenvolumen V_P berechnet, $n_V \cdot V_P$, wobei die volumenbezogene Porendichte die Anzahl der Poren pro Volumeneinheit ist. Sowohl die Porendichte als auch das Porenvolumen sind zunächst unbekannte Größen, die selber nur in Abhängigkeit der Porosität bestimmt werden können. Die Porosität der Mikrostruktur muss daher experimentell an Materialproben ermittelt werden.

Zur Bestimmung der Volumenporosität des in dieser Arbeit als poröses Wandmaterial verwendeten C/C-Werkstoffs wurde ein makroskopisches Messverfahren eingesetzt, das auf dem *Archimedischen* Prinzip [9] basiert. Messverfahren dieser Art bedienen sich der Definition der Porosität in Gleichung (2.12), gemäß der das makroskopische Maß für die Porosität das Verhältnis des mit dem Fluid gefüllten Hohlraumvolumens V_f im Innern der porösen Mikrostruktur zum Gesamtvolumen V_{tot} der Wand ist. Das Gesamtvolumen V_{tot} ist die Summe aus dem im porösen Material beinhalteten Hohlraumvolumen V_f und dem Volumen V_s seiner festen Struktur, d.h. für den von der porösen Wand eingenommenen Raum gilt die Volumenbilanz:

$$V_{tot} = V_f + V_s \quad (2.11)$$

Ihrer Definition zufolge entspricht die gemessene Volumenporosität der offenen Porosität ε_o :

$$\varepsilon = \frac{V_f}{V_{tot}} = \frac{V_f}{V_f + V_s} = \frac{V_{tot} - V_s}{V_{tot}} = 1 - \frac{V_s}{V_{tot}} \quad (2.12)$$

Bei gegebenem Wert der Volumenporosität ε lassen sich durch entsprechende Umformungen von Gleichung (2.12) die Anteile des Hohlraumvolumens V_f und der festen Struktur V_s am geometrischen Gesamtvolumen V_{tot} mit den folgenden Beziehungen berechnen:

$$V_f = \varepsilon \cdot V_{tot} \quad (2.13)$$

$$V_s = (1 - \varepsilon) \cdot V_{tot} \quad (2.14)$$

2.3.5. Flächenporosität ε_A

Der für die Kühlmittelströmung durch die Brennkammerwand effektiv nutzbare Strömungsquerschnitt ist die Summe der Querschnittsflächen A_K aller in Strömungsrichtung verlaufenden Kapillarkanäle. In einem orthogonal zur Strömungsrichtung durchgeführten Schnitt durch die C/C-Mikrostruktur bilden sie gemeinsam den durchlässigen Anteil A_f an der Gesamtquerschnittsfläche A_{tot} , die sich analog zum Gesamtvolumen V_{tot} ebenfalls aus einem durchlässigen und einem undurchlässigen Anteil zusammensetzt. Beim undurchlässigen Flächenanteil A_s handelt es sich um die Summe der Querschnittsflächen des Strukturmaterials in der selben Schnittebene durch die poröse Wand. Die Beziehung zwischen den Flächenanteilen ist somit:

$$A_{tot} = A_f + A_s \quad (2.15)$$

Das Verhältnis zwischen offener und gesamter Querschnittsfläche wird als die Flächenporosität ε_A bezeichnet. Ihre generelle Definition für beliebige poröse Medien lautet:

$$\varepsilon_A = \frac{A_f}{A_{tot}} = \frac{A_f}{A_f + A_s} = \frac{A_{tot} - A_s}{A_{tot}} = 1 - \frac{A_s}{A_{tot}} \quad (2.16)$$

Mangels geeigneter Messverfahren konnte bis heute noch keine direkte Messung der Flächenporosität an Proben aus C/C-Material durchgeführt werden. Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA), die Hitzdraht-Anemometrie oder photographische Verfahren, die bei anderen porösen Medien bereits erfolgreich zur Bestimmung der Porosität der Austrittsfläche der Strömung eingesetzt wurden, sind beim C/C-Werkstoff aufgrund seiner kleinen Poren nicht anwendbar.

Nach dem Satz von *Delesse* kann die Flächenporosität ε_A gleich der Volumenporosität ε gesetzt werden. Das *Delesse'sche* Gesetz gilt jedoch nur für poröse Materialien die statistisch homogen sind, wie z.B. für Schüttungen oder Haufwerke bei denen die Partikel bzw. Poren zufällig angeordnet sind und die daher ein isotropes Verhalten ihrer Materialeigenschaften aufweisen. Da bei einer zufälligen und gleichmäßigen Porenverteilung die Anordnung der Poren in jede räumliche Richtung gleichwahrscheinlich ist, unterscheiden sich zwar alle Querschnittsflächen voneinander, aber keine Porenverteilung in einer beliebigen

Schnittebene weicht statistisch signifikant von denen in den anderen Querschnitten ab. Unter dieser Voraussetzung schwanken die Werte der Flächenporosität der verschiedenen Querschnitte um einen konstanten Mittelwert. Für eine konstante und richtungsunabhängige Flächenporosität lässt sich mathematisch die Gültigkeit des Satzes von *Delesse* beweisen, so dass zumindest auf der makroskopischen Ebene der Mittelwert der Flächenporosität $\overline{\varepsilon_A}$ identisch zum Wert der Volumenporosität ε ist: $\overline{\varepsilon_A} = \varepsilon$.

Der Zusammenhang zwischen der in Gleichung (2.12) definierten Volumenporosität ε des C/C-Werkstoffs und seiner Flächenporosität ε_A gemäß der allgemeinen Definition in Gleichung (2.16) lässt sich am Beispiel eines Körpers mit einem regelmäßigen Volumen geometrisch erläutern. Dazu wird z.B. ein zylinderförmiger Körper aus einem Vollmaterial betrachtet, der in Strömungsrichtung eine konstante Gesamtquerschnittsfläche $A_{tot} = (\pi/4 \cdot D^2)$ und eine Kantenlänge L aufweist. In Strömungs- bzw. Längsrichtung zwischen seinen gegenüberliegenden Stirnflächen verläuft ein Strömungskanal mit einem konstanten Querschnitt $A_K = (\pi/4 \cdot d^2)$ durch den gesamten Körper, so dass sich seine Ein- und Austrittsfläche jeweils in einer der beiden Stirnflächen des Körpers befinden. Die Größe D steht für den Durchmesser des gesamten zylinderförmigen Körpers, während d der Durchmesser des Strömungskanals ist, der über seine gesamte Lauflänge L bzw. L_{eff} als konstant betrachtet wird. Bild 2.13 veranschaulicht den geometrischen Zusammenhang zwischen den beiden Durchmes-

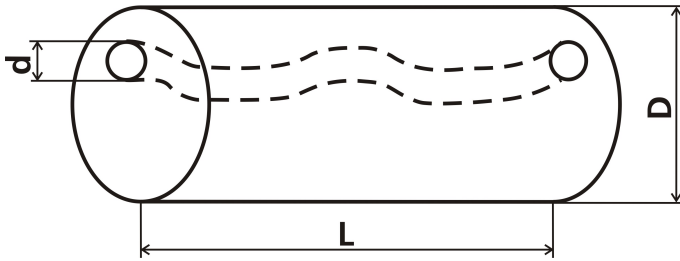


Bild 2.13.: Modellierung des zylinderförmigen porösen Körpers mit Durchmesser D als ein von n Kapillarröhrchen mit mittlerem Durchmesser $\bar{d}$ durchzogenes Vollmaterial

Bei einer Tortuosität von $\mathcal{T} = 1$ gilt für die Volumenporosität ε gemäß Gleichung (2.12):

$$\varepsilon = \frac{A_K \cdot L}{A_{tot} \cdot L} = \frac{A_K}{A_{tot}} = \varepsilon_A \quad (2.17)$$

Weist der Strömungskanal hingegen eine größere Länge L_{eff} als die Kan-

tenlänge L des Körpers auf, so dass gemäß Gleichung (2.2) für die Tortuosität $\mathcal{T} < 1$ gilt, ändert sich die Größe der Volumenporosität ε zu:

$$\varepsilon = \frac{A_K \cdot L_{eff}}{A_{tot} \cdot L} = \frac{A_K}{A_{tot}} \cdot \frac{L_{eff}}{L} = \frac{A_K}{A_{tot}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mathcal{T}}} = \frac{\varepsilon_A}{\sqrt{\mathcal{T}}} \quad (2.18)$$

Umgekehrt lautet die Beziehung für die Flächenporosität $\varepsilon_A = \sqrt{\mathcal{T}} \cdot \varepsilon$, so dass mit $\mathcal{T} < 1$ die Flächenporosität kleiner als die Volumenporosität ist: $\varepsilon_A < \varepsilon$. Ändert sich darüber hinaus der Durchmesser d bzw. der Strömungsquerschnitt A_K des Kanals entlang seiner Lauflänge z mit $0 \leq z \leq L_{eff}$, so muss über die Querschnittsfläche $A_K(z)$ integriert werden, um das Kanalvolumen zu berechnen. Dadurch kann bei der Aufstellung der Gleichung für die Volumenporosität nicht mehr zwischen Flächen- und Längenverhältnis getrennt werden:

$$\varepsilon = \frac{\int_0^{L_{eff}} A_K(z) dz}{A_{tot} \cdot L} \quad (2.19)$$

Die Gleichsetzung $\varepsilon = \varepsilon_A$ von Volumen- und Flächenporosität ist demzufolge nur für den Sonderfall zulässig, dass alle n Kapillarkanäle gerade durch das poröse Material verlaufen (Tortuosität $\mathcal{T} = 1$) und über ihre gesamte Länge $L_{eff} = L$ den gleichen konstanten Durchmesser $d = \bar{d}$ aufweisen, so dass gilt: $A_K = n \cdot (\pi/4 \cdot \bar{d}^2) = konst.$ Im allgemeinen Fall mit $\mathcal{T} < 1$ und $\bar{d} = f(z)$ bzw. $A_K = f(z)$ stellt die Annahme $\varepsilon = \varepsilon_A$ eine grobe Näherung dar. Der Satz von *Delesse* ist somit nicht für poröse Faserverbundwerkstoffe wie dem C/C-Material gültig, die ein anisotropes Materialverhalten aufweisen, so dass ihre Impuls- und Stofftransporteigenschaften von der jeweiligen Orientierung der Faserstränge bzw. der Kapillarkanäle in der Mikrostruktur relativ zur Strömungsrichtung abhängen.

Im Gegensatz zu den isotropen porösen Werkstoffen ist daher eine mikroskopische Betrachtung des C/C-Materials erforderlich, um die jeweilige Flächenporosität in Abhängigkeit von der Orientierung der Fläche relativ zur Strömungsrichtung zu bestimmen. Dabei wird die Flächenporosität aus dem Produkt von flächenbezogener Kanaldichte n_K und durchschnittlicher Kanalquerschnittsfläche $\overline{A_K}$ berechnet, $n_K \cdot \overline{A_K}$, wobei die flächenbezogene Kanaldichte die Anzahl der Kapillarkanäle n pro Flächeneinheit der geometrischen Querschnittsfläche A_{tot} ist: $n_K = n/A_{tot}$. Die mikroskopische Definition der Flächenporosität ε_A lautet demzufolge:

$$\varepsilon_A = n_K \cdot \overline{A_K} = \frac{n \cdot \overline{A_K}}{A_{tot}} \quad (2.20)$$

Sowohl die Kanaldichte n_K als auch die durchschnittliche Kanalquerschnittsfläche $\overline{A_K}$ des untersuchten C/C-Materials waren bisher unbekannte Größen, die

erst im Rahmen der vorliegenden Arbeit in Abhängigkeit der Volumenporosität ε experimentell ermittelt werden konnten. Unter der Annahme dass die Querschnitte der Kapillarkanäle im C/C-Material nahezu kreisförmig sind, lässt sich der Mittelwert ihrer Querschnittsflächen anhand des mittleren hydraulischen Kanaldurchmessers $\bar{d}_h$, dessen Wert im Rahmen der Strömungsanalyse ermittelt wird (s. Unterabschnitt 2.3.3), rechnerisch bestimmen:

$$\overline{A_K} = \frac{\pi}{4} \cdot (\bar{d}_h^2) \quad (2.21)$$

Ist entweder die Flächenporosität ε_A oder aber die Kanaldichte n_K und die durchschnittliche Kanalquerschnittsfläche $\overline{A_K}$ gegeben, kann schließlich auch die gesamte Kanalquerschnittsfläche A_n berechnet werden:

$$A_n = \varepsilon_A \cdot A_{tot} = n \cdot \overline{A_K} \quad (2.22)$$

Da die Werte von n_K und $\bar{d}_h$ von der Orientierung der Faserstränge im Material relativ zur Strömungsrichtung abhängen, ist auch die Flächenporosität ε_A selber eine anisotrope Materialeigenschaft, so dass Gleichung (2.20) jeweils einzeln für die relative Lage der Schnittebene im Bezug zur Strömung gelöst werden muss. Im Gegensatz zur Volumenporosität stellt die Flächenporosität somit eine richtungsabhängige Eigenschaft des porösen Materials dar. Um die Richtungsabhängigkeit der Flächenporosität des C/C-Werkstoffs zu berücksichtigen, wird sie als Vektor $\vec{\varepsilon}_A$ ausgedrückt, dessen Komponenten pro Strömungsrichtung i jeweils mit Gleichung (2.20) berechnet werden.

Durch entsprechende Umformungen von Gleichung (2.16) lässt sich bei gegebenem Wert der jeweiligen Komponente i der Flächenporosität ε_A der durchlässige Anteil A_f und der undurchlässige Anteil A_s an einer geometrischen Gesamtquerschnittsfläche A_{tot} rechnerisch ermitteln, die orthogonal zur betreffenden Strömungsrichtung i orientiert ist. Für die rotationssymmetrische Brennkammerwand wird die Strömungskomponente in Richtung des Umfangswinkels φ vernachlässigt, $u_\varphi \approx 0$, und stattdessen eine ausschließlich zweidimensionale Kühlmittelströmung in radialer (r) und axialer (x) Richtung angenommen. Es wird daher zwischen Querschnittsflächen unterschieden, die jeweils orthogonal zur radialen oder axialen Strömungsrichtung stehen. Unter dieser Voraussetzung können der durchlässige und der undurchlässige Anteil an der Gesamtquerschnittsfläche für die Strömungsrichtung $i \in \{x, r\}$ mit den folgenden Beziehungen berechnet werden:

$$A_f(i) = \varepsilon_A(i) \cdot A_{tot}(i) \quad (2.23)$$

$$A_s(i) = (1 - \varepsilon_A(i)) \cdot A_{tot}(i) \quad (2.24)$$

3. Stand der Forschung

Bis heute existiert noch kein Modell zur Vorhersage der lokalen Kühleffektivitäten $\eta(F, x)$ als Funktion der lokalen Ausblasraten $F(x)$ entlang des gesamten Verlaufs einer vollständig effusiv gekühlten Brennkammerwand. Die Ausblasrate F ist eine dimensionslose Form des Kühlmassenstroms $\dot{m}_f$. Alle bisher aufgestellten Modellansätze basieren auf den derzeit in der Literatur verfügbaren Modellen zur Effusionskühlung, die für den betreffenden Anwendungsfall unter Verwendung eigener experimenteller Ergebnisse adaptiert bzw. erweitert wurden. Die diesbezüglichen Vorarbeiten von Lezuo [79] und von Serbest [111] beschränkten sich jeweils auf einen diskreten Abschnitt der Brennkammerwand, der separat zur übrigen Wand effusiv gekühlt wurde. In ihren Versuchen mit den modular aufgebauten H_2/O_2 -Modell-Brennkammern des DLR fügten beide lediglich ein einzelnes poröses Wandsegment in die Brennkammerwand ein, die sich ansonsten aus undurchlässigen Kupfersegmenten zusammensetzte, welche entweder kapazitiv oder kalorisch gekühlt wurden.

Sowohl Lezuo als später auch Serbest betrachteten die Kühlmittelströmung in der porösen Wand vereinfachend als eindimensional (1-D), wobei sie von einer Ausbreitung des Kühlmittels in ausschließlich radialer Richtung ausgingen. Unter dieser Voraussetzung berechneten sie für das effusiv gekühlte Wandsegment einen Mittelwert $\bar{F}$ der Ausblasrate, in dem sie zunächst die Ausblasrate über der Lauflänge der heißgasseitigen, porösen Wandoberfläche integrierten und den Integralwert anschließend mit der Lauflänge normierten. Da bei einem zylindrischen Wandsegment die Kühlmittelströmung tatsächlich überwiegend in radialer Richtung verläuft, ändert sich die Ausblasrate in axialer Richtung entlang der Wandoberfläche nur unwesentlich, so dass die lokalen Ausblasraten $F(x)$ in guter Näherung als konstant angenommen und gleich der mittleren Ausblasrate $\bar{F}$ gesetzt werden können.

Lezuo und Serbest verwendeten die mittlere Ausblasrate $\bar{F}$ zusammen mit gemessenen Temperaturen $T_{W, f}$ im Kühlmittel beim Austritt aus der heißgasseitigen, porösen Wandoberfläche, zur Berechnung einer globalen Kühleffektivität $\eta(\bar{F})$ für das betreffende, effusiv gekühlte Wandsegment. Ihre experimentellen Ergebnisse verglichen sie mit den Werten der Kühleffektivität, die von validierten empirischen oder zumindest semi-empirischen Modellansätzen zur Effusionskühlung vorhergesagt wurden, welche sie aus der einschlägigen Literatur entnahmen. In diese Ansätze führten sie jeweils eigene Korrekturfaktoren

ein, um die von den Modellen vorhergesagten Werte der Kühleffektivität an ihre experimentell bestimmten Werte anzugleichen. Da die vorhandenen Modelle aus der Literatur allerdings entweder nur für den zylindrischen Bereich der Brennkammer oder den Bereich um den Düsenhals gültig sind, ist folglich die Gültigkeit der von Lezuo und Serbest modifizierten Modelle zur Effusionskühlung ebenfalls örtlich begrenzt

Aufgrund des großen axialen Druckgradienten dp/dx in der Heißgasströmung im konvergent-divergenten Bereich der Brennkammer gilt die von Lezuo und Serbest vorausgesetzte Vereinfachung der eindimensionalen Kühlmittelausbreitung bei einer vollständig effusiv gekühlten Brennkammerwand nicht mehr, da die Kühlmittelströmung in der porösen Wand eine nicht zu vernachlässigende axiale Strömungskomponente aufweist. Als Folge der zweidimensionalen (2-D) Kühlmittelströmung in radialer und axialer Richtung variieren die Kühlmassenströme bzw. Ausblasraten entlang der porösen Brennkammerwand in Abhängigkeit von der x -Position auf der Schubkammerlängsachse. Die notwendige Voraussetzung für die Aufstellung eines Modells der lokalen Kühleffektivitäten $\eta(F, x)$, bzw. die Modifikation vorhandener Modelle zur Effusionskühlung anhand von Versuchsmesswerten, ist die Kenntnis der lokalen Ausblasraten $F(x)$ entlang des gesamten Wandverlaufs einer Brennkammer.

Lezuo und Serbest konnten die mittlere Ausblasrate $\bar{F}$ anhand der in ihren Versuchen gewonnenen Messwerte auf rechnerischem Weg ermitteln, da sie den Wert von $\bar{F}$ mit dem insgesamt zugeführten Kühlmassenstrom $\dot{m}_f$ bildeten, bei dem es sich um eine der Messgrößen handelte. Die Werte der lokalen Ausblasraten $F(x)$ werden hingegen mit den aus der heißgasseitigen, porösen Wandoberfläche lokal austretenden Kühlmassenströmen $\dot{m}_f(x)$ berechnet, die nicht messtechnisch erfasst werden können. Die Werte der lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ können nur numerisch mittels CFD-Analysen der Kühlmittelströmung im Inneren der effusiv gekühlten, porösen Brennkammerwand bestimmt werden. In einem ersten Schritt muss daher zuerst ein CFD-Modell für den Verlauf der Kühlmittelströmung in der porösen Wand aufgestellt werden, um die Verteilung der entlang deren heißgasseitigen Wandoberfläche austretenden lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ ermitteln zu können.

Aus diesem Grund konzentrieren sich die aktuellen Forschungsarbeiten des DLRs zur Entwicklung eines Modells der lokalen Kühleffektivitäten $\eta(F, x)$ auf die numerische Untersuchung der Effusionskühlung von CMC-Brennkammerwänden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit fanden bereits gekoppelte CFD-Analysen der Heißgasströmung durch die im Unterabschnitt 2.2.3 vorgestellten CMC-Brennkammermodule und der Kühlmittelströmung durch deren C/C-Innenwand statt [47], [101], die mit den numerischen Strömungslösern durchgeführt wurden, welche im kommerziellen Programmpaket ANSYS® integriert sind. Das wichtigste Bewertungskriterium der numerischen Ergebnisse war der

Gesamtkühlmassenstrom $\dot{m}_f$, der anhand der Summierung der lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ auf der ganzen Austrittsfläche der porösen Brennkammerwand bestimmt wurde. Der Gesamtkühlmassenstrom wurde mit dem gemessenen Massenstrom im Kühlmittelversorgungssystem der effusiv gekühlten C/C-Innenwand des jeweiligen CMC-Brennkammermoduls verglichen. Die dabei festgestellte Abweichung zwischen den experimentellen und den numerischen Werten des Gesamtkühlmassenstroms $\dot{m}_f$ wurde darauf zurückgeführt, dass das angewendete CFD-Modell die bei der Effusionskühlung der C/C-Brennkammerwand ablaufenden, wandinternen Transportprozesse entweder nicht vollständig berücksichtigte oder nicht korrekt simulieren konnte.

Die Grundlage für die Programmierung eines CFD-Modells zur Beschreibung der Strömung eines kompressiblen Kühlmittels (wie z.B. Wasserstoff) im Inneren einer effusiv gekühlten Brennkammerwand sind bekannte Modelle zur Strömung durch beliebige poröse Medien. Zu deren Anwendung auf die Strömung durch ein bestimmtes poröses Material müssen dessen individuellen Impuls-, Wärme- und Stofftransporteigenschaften in die Modelle eingegeben werden, welche bei der Aufstellung des jeweiligen Modells als materialspezifische Parameter eingeführt wurden. Im Fall der C/C-Mikrostruktur waren die betreffenden Materialeigenschaften zum Zeitpunkt der vorliegenden Arbeit noch unbekannt.

Die Eingabeparameter für das CFD-Strömungsmodell sind die Drücke und Temperaturen auf der Kühlmittel- und auf der Heißgasseite. Aufgrund ihrer Druck- und Temperaturabhängigkeit ändern sich die Stoffeigenschaften, wie z.B. Dichte ρ_f und dyn. Viskosität μ_f , in der Kühlmittelströmung zwischen ihrem Eintritt in die poröse Brennkammerwand und ihrem Austritt aus der heißgasseitigen Wandoberfläche erheblich. Da insbesondere die Kühlmitteldichte reziprok proportional zum Anstieg der Kühlmitteltemperatur bei zunehmender Annäherung an die heißgasseitige Wandoberfläche abnimmt, sind Temperatur-, Druck- und Geschwindigkeitsverlauf in der Wand eng miteinander verbunden.

Im stationären Betrieb der Effusionskühlung bestimmt neben der Wärmeleitung im Strukturmaterial der konvektive Wärmeübergang zwischen dem Strukturmaterial (Index „s“) und der Kühlmittelströmung (Index „f“) über die Temperaturverteilung $T_s(\vec{x})$ in der festen Struktur und damit auch über die Temperaturverteilung $T_f(\vec{x})$ des Kühlmittels in der porösen Wand, da beide Temperaturverläufe über die lokale Temperaturdifferenz $\Delta T_{sf} = (T_s - T_f)$ miteinander gekoppelt sind. Aufgrund dieser Kopplung muss für die Ermittlung der Temperaturverteilung $T_f(\vec{x})$ des Kühlmittels im Inneren der effusiv gekühlten Wand der dort stattfindende konvektive Wärmeübergang berechnet werden. Zur vollständigen Modellierung des wandinternen Verlaufs der Kühlmittelströmung ist folglich die Beschreibung der Impuls-, Wärme- und Stofftransportprozesse in effusiv gekühlten Brennkammerwänden notwendig.

3.1. Modellierung der Kühlmittelströmung in der porösen Wand

Für die Beschreibung des Impuls-, Wärme- und Stofftransports in einer porösen Wand, welche von einem kompressiblen, inhomogenen Fluid mit veränderlicher Temperatur T_f durchströmt wird, ist die gekoppelte Lösung der Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichung erforderlich. Dabei handelt es sich um ein System von nichtlinearen Differentialgleichungen, das sich nur iterativ lösen lässt. Um die Energieerhaltung in der porösen, vom Kühlmittel durchströmten Wand zu erfüllen, d.h. sowohl für deren festen Strukturanteil als auch für die Kühlmittelströmung in ihren Poren, ist darüber hinaus die Formulierung jeweils einer eigenen Energieerhaltungsgleichung sowohl für die Kühlmittelströmung als auch für das Strukturmaterial notwendig. Die Randbedingung zur Erfüllung der Energieerhaltung ist die Einhaltung einer Obergrenze der Wandtemperatur. Diese wird durch die maximal zulässige Betriebstemperatur des C/C-Materials vorgegeben, die in der vorherrschenden Inertgasatmosphäre aus Kühlwasserstoff ca. $T_{max} \approx 2500$ K beträgt.

3.1.1. Modellierung des effusiven Impuls-, Wärme- und Stofftransports

In Analogie zur Strömung in Kanälen, wird die Strömung durch porösen Medien in der Literatur häufig durch eine Beziehung zwischen einem dimensionslosen Reibungsfaktor und der Reynolds-Zahl Re klassifiziert. Im Buch von Bear [8] über die Strömungsmechanik in porösen Medien, wird beispielsweise der Fanning Reibungsfaktor f über der Reynolds-Zahl Re aufgetragen, um die Ergebnisse aus Versuchen zur Strömung durch porösen Medien in Diagrammform zusammenzufassen. Anhand dieser Art von Diagrammen lässt sich die Strömung in die drei Formen laminar, laminar-turbulent und turbulent einteilen. Der Reibungsfaktor f von Fanning wird mit dem mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ gebildet, bei dem es sich um das Bezugsmaß für die Abmessung der Mikrokanaile des porösen Materials handelt. Aus Gründen der Vergleichbarkeit muss das selbe Bezugsmaß ebenfalls als charakteristische Bezugslänge für die Definition der Reynolds-Zahl Re verwendet werden. Der von Bear beschriebenen Methode zur Einteilung der Strömung in porösen Medien folgend, wurde daher in der vorliegenden Arbeit die auf den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ bezogene Reynolds-Zahl Re_{d_h} gebildet. Gemäß Bear [8] ist die Strömung durch poröse Medien in einem Reynolds-Zahl Bereich bis ca. $1 < Re_{d_h} < 10$ laminar und weist einen Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung zwischen ca. $10 < Re_{d_h} < 100$ auf. Für höhere Reynolds-Zahlen $Re_{d_h} > 100$

liegt eine vollständig turbulente Strömung vor.

Die grundlegenden Arbeiten zum Impulstransport in porösen Medien stammen von *Darcy* [28] und *Forchheimer* [43]. Bei seinen Untersuchungen zur Hydrologie fand *Darcy* die im Unterabschnitt 2.3.2 beschriebene lineare Beziehung zwischen dem Volumenstrom in Sickerströmungen durch poröse Schichtungen aus Sand oder Kies und dem Druckverlust über der jeweiligen Schichtdicke, die nach ihrem Entdecker als die *Darcy*-Gleichung benannt wurde. Der Begriff „Sickerströmung“ bezeichnet die Strömung eines Fluids durch ein poröses Medium mit geringer Strömungsgeschwindigkeit. Strömungen dieser Art, wie z.B. Grundwasserströmungen, weisen charakteristische Reynolds-Zahlen Re_{d_h} kleiner 1 auf. Da im Bereich der Reynolds-Zahl $Re_{d_h} < 1$ die Reibungskräfte der Strömungen gegenüber den Trägheitskräften dominieren, zählen die Sickerströmungen allgemein zu den laminaren Strömungen. Die Anwendung der *Darcy*-Gleichung ist demnach auf den Bereich der laminaren Strömung begrenzt.

Die Reynolds-Zahlen in effusiv gekühlten Brennkammerwänden sind jedoch um eine oder zwei Größenordnungen größer, so dass die Trägheitskräfte nicht mehr vernachlässigbar sind. Analog zur Vorgehensweise von Lezuo [79] wurde daher in der vorliegenden Arbeit die Gleichung von *Forchheimer* [43] zur Beschreibung des Druckverlusts in der Kühlmittelströmung verwendet, der den Ansatz von *Darcy* für Sickerströmungen um einen Trägheitsterm erweiterte, so dass seine Gleichung auch für Strömungen mit größeren Strömungsgeschwindigkeiten bzw. höheren Reynolds-Zahlen zulässig ist. Im Gegensatz zur *Darcy*-Gleichung ist die *Forchheimer*-Gleichung deshalb auch noch im laminar-turbulenten Übergangsbereich bei Reynolds-Zahlen zwischen ca. $10 < Re_{d_h} < 100$ gültig.

Eine Vielzahl von Wissenschaftlern haben die Anwendbarkeit der Modelle von *Darcy* und *Forchheimer* unter den verschiedensten Strömungsbedingungen und für ein großes Spektrum an porösen Materialien untersucht. Die bedeutendsten Abhandlungen zum *Darcy*- und *Forchheimer*-Modell wurden von Burke & Plummer [17], Carman & Kozeny [19, 20] und Ergun [39] verfasst. Eine umfassende Behandlung dieser Thematik findet sich vor allem bei Bird et al. [10] und auch bei Bear [8].

Die wichtigsten Arbeiten zum Wärme- und Stofftransport in porösen Medien wurden von Bland [11], Schneider et al. [108], Del Casal [29], Rubin und Schweitzer [103], Curry [26, 27] und Landis [75, 76] veröffentlicht. Auf die Inhalte aller Arbeiten soll hier nicht eingegangen werden, da dies in ausführlicher Form bei Lezuo [79] erfolgt ist.

Ein System von zweidimensionalen, instationären Gleichungen zum Wärme- und Stofftransport in einem porösen Material wird unter anderem von Curry [26, 27] angegeben. Curry untersuchte die Strömung eines Pyrolysegases, das während der thermischen Zersetzung eines zur Ablationskühlung verwendeten Ver-

lustmaterials entsteht (vgl. Paragraph 1.1.2.2). Er formulierte ein Modell zur Simulation der Strömung des kompressiblen Pyrolysegases in der zweidimensionalen Schnittfläche durch eine ebene Schicht des porösen ablativen Materials, die an einer ihrer Stirnseiten durch externe Wärmequellen aufgeheizt wird. Das Modell von Curry beinhaltet die wesentlichen physikalischen Phänomene, wie sie auch in effusiv gekühlten, porösen Bauteilen vorkommen. Die Ansätze von Curry waren die Grundlage des in der Arbeit von Lezuo beschriebenen Verfahrens zur Simulation des Wärme- und Stofftransports in porösen Brennkammerwänden.

Das von Landis [75, 76] zur Simulation der Effusionskühlung geschriebene Computerprogramm resultiert aus seinen Untersuchungen bezüglich der Anwendung dieser Kühlmethode im Bereich des Düsenhalses des SSME. Die von Landis angenommenen Wandstärken der porösen Wand liegen im Bereich unter 1 mm. Unter dieser Randbedingung konnte Landis den Einfluss der Krümmung der Düsenkontur vernachlässigen, so dass sich der im Programm betrachtete Anwendungsfall auf eine ebene Platte beschränkt, die eindimensional und stationär durchströmt wird. Aufgrund der Vernachlässigung der zylindrischen Form der porösen Wand, wird bei Landis der Einfluss der Trägheit des gasförmigen Kühlmittels auf die Druckverteilung in der Wand nicht berücksichtigt.

Bei den geometrischen Bedingungen in einer effusiv gekühlten, zylindrischen Brennkammerwand ist jedoch die Trägheit des Kühlgases (Wasserstoff) hinsichtlich des Geschwindigkeitsverlaufs $U_f(r)$ in der Wand von entscheidender Bedeutung. Da die Strömung im von Landis betrachteten eindimensionalen (1-D) Fall ausschließlich radial zur zylindrischen Brennkammerwand verläuft, weist die gesamte Querschnittsfläche A_{tot} die geometrische Form einer Zylindermantelfläche auf: $A_{tot}(r) = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot L$. Entsprechend der Beziehung, die gemäß Gleichung (2.23) zwischen der effektiven Strömungsfläche A_f und der geometrischen Querschnittsfläche A_{tot} besteht, ist in diesem eindimensionalen Fall die Größe von A_f lediglich eine Funktion des Wandradius r , d.h. es gilt $A_f = A_f(r)$. Die sich mit abnehmendem Wandradius r verringernde Strömungsfläche $A_f(r)$ sowie die gleichzeitige Abnahme der Kühlmitteldichte $\rho_f = f(p_f(r), T_f(r))$ führen zu einer starken Beschleunigung des Kühlmittels bei der radialen Annäherung an die heißgasseitige Oberfläche der Brennkammerwand. Gemäß der Massenerhaltungsgleichung für die eindimensionale, stationäre Kühlmittelströmung wächst dabei die Geschwindigkeit $U_f(r)$ in Richtung des Wandinnenradius r_i stark an.

Aufbauend auf der Modellierung des eindimensionalen, axialen Wärme- und Stofftransports durch eine poröse, ebene Platte in der Arbeit von Landis, verbesserte Lezuo die Vorlage von Curry indem er eine Modellierung des wandinternen konvektiven Wärmeaustauschs zwischen der porösen Mikrostruktur und der Kühlmittelströmung hinzufügte. Im Unterschied zu Landis modellierte Lezuo

den eindimensionalen, radialen Wärme- und Stofftransport durch die gekrümmte poröse Wand einer zylindrischen Brennkammer. Das Diagramm 3.1 zeigt exemplarisch den Geschwindigkeitsverlauf der Kühlmittelströmung in einem porösen zylindrischen Brennkammersegment. Die Kühlmittelströmung wurde dabei als eindimensional, stationär und isotherm betrachtet. Die Kühlmittelgeschwindigkeit U_f wurde auf die Geschwindigkeit U_R im Reservoir bzw. beim Eintritt des Kühlmittels in die poröse Wand bezogen. Die normierte Kühlmittelgeschwindigkeit U_f/U_R wurde über dem ebenfalls normierten Wandradius r/r_i aufgetragen. Der Wandradius r variiert im Bereich zwischen dem Innenradius r_i und dem Außenradius r_a der Brennkammerwand: $r_i \leq r \leq r_a$.

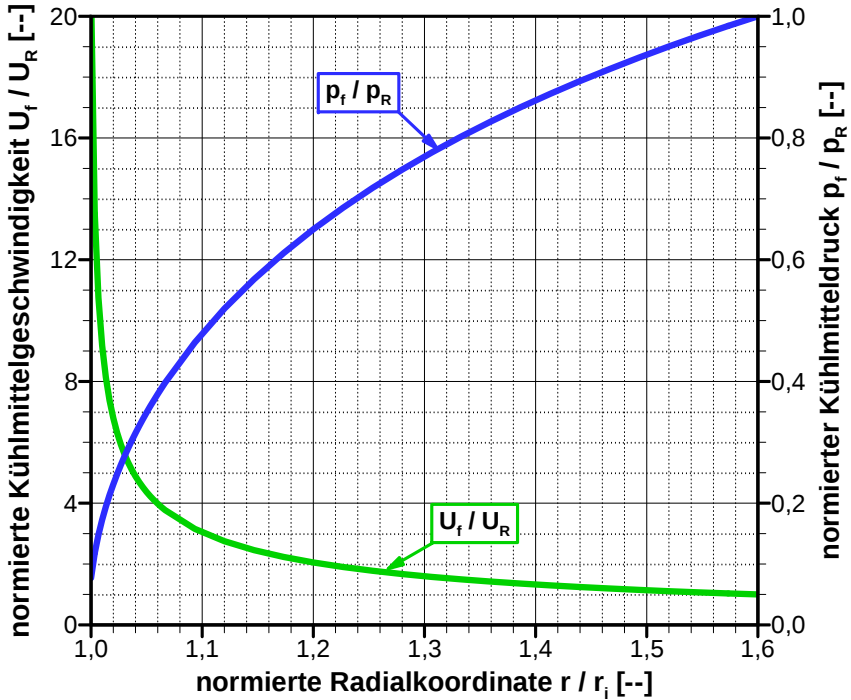


Diagramm 3.1: Radialer Verlauf von Geschwindigkeit $U_f(r)$ und Druck $p_f(r)$ in der eindimensionalen, stationären und isothermen Strömung durch eine zylindrische Wand

Die Lösung der Impulserhaltungsgleichung ist eine der Hauptvoraussetzungen zur Modellierung der Kühlmittelströmung in der porösen Wand. Bei der Behandlung dieser Gleichung muss die gegenseitige Abhängigkeit der beiden Strömungsgrößen Druck und Geschwindigkeit berücksichtigt werden, die über den

Impulstransport aneinander gekoppelt sind. Im Diagramm 3.1 ist daher zusätzlich der zum Geschwindigkeitsverlauf korrespondierende Druckverlauf $p_f(r)$ bei der Expansion des Kühlgases auf den im Brennkammerinnenraum herrschenden Druck p_C dargestellt. Die Auftragung erfolgte ebenfalls in normierter Form p_f/p_R , wobei als Bezugsgröße der Reservoirdruck p_R verwendet wurde.

Das Modell von Lezuo berücksichtigte sowohl die im Inneren der porösen Wand als Wärmeübergangsfläche A_{sf} zur Verfügung stehende Oberfläche der Mikrostruktur als auch den Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} zwischen ihr und der Kühlmittelströmung. Analog wie vor ihm bereits Landis, übernahm auch Lezuo in seinem Modell den von Whitaker [121] formulierten Ansatz zur geometrischen Beschreibung der porösen Mikrostruktur und gleichermaßen auch dessen Definition der Wärmeübergangsfläche A_{sf} sowie des Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} . Die von Whitaker veröffentlichten Untersuchungen zum konvektiven Wärmeübergang in einem porösen Material gelten für die Mikrostruktur einer idealisierten Schüttung, in der viele kleine kugelförmige Teilchen zusammengepackt sind, z.B. in Form einer hexagonal dichtesten Kugelpackung. Dabei dienen die Kugeloberflächen als Wärmeaustauschfläche A_{sf} . Auf dieser Modellierung der porösen Mikrostruktur basiert der Ansatz von Whitaker zur Bestimmung der für den Wärmeübergang charakteristischen Nusselt-Zahl Nu_{L*} , die nach dem gesuchten Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} aufgelöst werden kann. In Übereinstimmung mit dem Ansatz von Whitaker betrachtete Lezuo die Mikrostruktur des von ihm als poröses Wandmaterial verwendeten gesinterten Edelstahls ebenfalls als idealisierte Schüttung kleiner Kügelchen, die in Form einer hexagonal dichtesten Kugelpackung angeordnet sind. Sowohl Landis als nach ihm auch Lezuo berücksichtigten die Abhängigkeit des konvektiven Wärmeübergangs vom Ort durch die partielle Ableitung der Wärmeaustauschfläche ∇A_{sf} nach dem Ort.

Die aktuelleren Arbeiten von Bruno et al. [15], Glass et al. [49] und Serbest [111] beschäftigten sich mit der Erweiterung der Heißgasströmung auf ein zweidimensionales Strömungsfeld, das die vorgenannten Autoren bei der Umströmung ihrer in Hauptströmungsrichtung gekrümmten, effusiv gekühlten Bauteile annahmen. Im Fall von Bruno et al. und Serbest handelte es sich bei diesem Bauteil um das Düsensegment der Brennkammer, bei Glass et al. um die Triebwerks-Einlassklappe eines hypersonischen Fluggerätes. Im Gegensatz zur zweidimensionalen Heißgasströmung betrachteten die Autoren die Kühlmittelströmung und den Wärmetransport durch das jeweilige poröse Bauteil hingegen weiterhin rein eindimensional.

In der Arbeit von Serbest, die an die von Lezuo anknüpfte, wurde für die Modellierung des wandinternen konvektiven Wärmeaustauschs am Ansatz von Whitaker festgehalten. In den Arbeiten von Bruno et al. und Glass et al. wurde hingegen das Modell von Florio et al. [41, 42] eingeführt. Dieses Modell

wurde zur Analyse der transienten thermo-chemischen Vorgänge entwickelt, die in polymeren Verbundwerkstoffen ablaufen, während sie einer Pyrolyse unterzogen werden. Bei dieser Art von thermischer Behandlung handelt es sich um den Pyrolyseprozeß, wie ihn beispielsweise kohlenstoff- oder glasfaserverstärkte Kunststoffe (CFKs bzw. GFKs) durchlaufen, um die Umwandlung der faserverstärkten Kunststoffe in keramische Faserverbundwerkstoffe (CMC-Werkstoffe) zu erreichen. Im Zuge dieses thermo-chemischen Prozesses wird der Polymer zersetzt, d.h. flüchtige Bestandteile gasen aus wodurch eine instationäre Strömung der expandierenden Pyrolysegase im zunehmend poröseren CFK oder GFK entsteht. Das Modell von Florio et al. beschreibt somit einen ähnlichen Prozess, wie er bereits zuvor von Curry bei der Untersuchung der Ablationskühlung modelliert wurde. Es ermöglicht die Beschreibung des während des Pyrolyseprozesses stattfindenden konvektiven Wärmetransports in den Verbundwerkstoffen. Im Unterschied zum flächenspezifischen Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} von Whitaker definierten Florio et al. einen volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten α_V , für den die Berücksichtigung der Abhängigkeit der Wärmeaustauschfläche vom Ort entfallen kann [15, 49].

Zur Beschreibung des wandinternen konvektiven Wärmeaustauschs zwischen einer stationären Kühlmittelströmung und dem festen Strukturanteil von CMC-Brennkammerwänden bietet sich das Modell von Hoffschmidt [70] an. Er untersuchte volumetrische Absorber, die als Strahlungsempfänger in Solartürmen eingesetzt werden. Der für eine Strömung durchlässige Absorber überträgt die aufgenommene Strahlungsleistung der Sonne an ein ihn durchströmendes Medium (Wärmeträgerfluid). Die Grundidee der volumetrischen Absorber ist die räumliche Verteilung der absorbierenden Fläche in einem Volumen, das aus einer porösen Struktur gebildet wird. Mit diesem Konzept wird eine Vervielfachung der absorbierenden und wärmeübertragenden Fläche gegenüber herkömmlichen Rohrbündelwärmetauschern erreicht.

Hoffschmidt bestimmte die Wärmeübertragungseigenschaften von drei verschiedenen Absorbentypen, bei denen es sich um hochporöse keramische oder metallische Folien-, Drahtgeflecht- und Schaum-Absorber handelte. In seinem Modell fasste Hoffschmidt die Wärmeübertragungseigenschaften der Absorber als Produkt aus der Nusselt-Zahl Nu und einer vom ihm definierten, volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V der porösen Struktur zusammen. Aus der dimensionslosen Nusselt-Zahl Nu folgt im Gegensatz zum Modell von Florio et al. der herkömmliche flächenspezifische Wärmeübergangskoeffizient α_{sf} . Dieser lässt sich jedoch durch die Multiplikation mit der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V in den volumetrischen Wärmeübergangskoeffizienten α_V von Florio et al. überführen: $\alpha_{sf} \cdot A_V = \alpha_V$.

Die Wärmeübergangsfläche A_V ist der Quotient aus der gesamten Wärmeaustauschfläche A_{sf} im porösen Material und dem geometrischen Gesamtvo-

lumen V_{tot} des von ihm ausgefüllten Raums, $A_V = A_{sf}/V_{tot}$, und wird in der Einheit $[\text{m}^2/\text{m}^3]$ angegeben. Die wärmeübertragende Fläche pro Volumeneinheit zählt zu den materialspezifischen Wärmeübertragungseigenschaften der porösen Mikrostruktur. Sie wird als ortsunabhängige Größe betrachtet, so dass keine räumliche Änderung der Wärmeaustauschfläche auftritt: $\nabla A_V = 0$. Die Abhängigkeit des konvektiven Wärmeübergangs vom Ort wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} berücksichtigt, der an jeder Position im betrachteten Wandvolumen mit der lokalen Nusselt-Zahl Nu gebildet wird. Hoffschmidt definiert das Produkt aus Nusselt-Zahl Nu und volumenbezogener Wärmeübergangsfläche A_V als eine Funktion der Reynolds-Zahl Re am jeweiligen Ort im Volumen, die mit den lokalen Strömungseigenschaften berechnet wird. Weitere materialspezifische Parameter im Modell von Hoffschmidt sind der Exponent m der Reynolds-Zahl Re und ein Proportionalitätskoeffizient $c_{wü}$.

3.1.2. Modellierung der Energieerhaltung in der effusiv gekühlten Wand

Die Energieerhaltung im Strukturmaterial und in der Kühlmittelströmung ist über den konvektiven Wärmeübergang miteinander gekoppelt, der zwischen beiden stattfindet. Die beim Wärmeübergang ausgetauschte Wärmeleistung geht als ein Quellterm mit gleichem Betrag in beide Energieerhaltungsgleichungen ein. Da der Wärmeübergang für das Kühlmittel eine Wärmezufuhr bedeutet, wird der Quellterm in dieser Gleichung mit einem positiven Vorzeichen versehen, während ein negatives Vorzeichen im Falle des Feststoffs die korrespondierende Wärmeabfuhr wiedergibt.

Die lokale Temperaturdifferenz $\Delta T_{sf} = (T_s - T_f)$ zwischen der Temperaturverteilung im Strukturmaterial ($T_s(\vec{x})$) und in der Kühlmittelströmung ($T_f(\vec{x})$) ist die treibende Größe für den konvektiven Wärmeübergang im Inneren der effusiv gekühlten Wand, mit dem die feste Struktur den von der Heißgasströmung aufgenommenen Wärmestrom $\dot{Q}_W$ an die Kühlmittelströmung abführt. Durch die Einführung des Ortsvektors $\vec{x}$ wird die Abhängigkeit der Temperaturdifferenz ΔT_{sf} vom Ort im betrachteten Wandvolumen berücksichtigt. Die lokalen Werte der Temperaturdifferenz $\Delta T_{sf}(\vec{x})$ sind zum einen von der Größe des Wandwärmestroms $\dot{Q}_W$ und zum anderen von den Wärmeübertragungseigenschaften des porösen Wandmaterials abhängig. Die lokalen Werte von $\Delta T_{sf}(\vec{x})$ sind umso kleiner, je größer der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient λ_s des Strukturmaterials sowie das Produkt aus der Wärmeübergangsfläche A_{sf} der porösen Mikrostruktur und dem konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} sind.

Da als Wärmeübergangsfläche A_{sf} die von der Kühlmittelströmung benutzte Oberfläche der Kapillarkanäle dient, ist ihre Größe eine Funktion von Anzahl,

Form und Größe der Kapillarkanäle im betrachteten Wandvolumen. In der vorliegenden Arbeit wird die Wärmeübergangsfläche der C/C-Mikrostruktur deshalb aus den Durchflussversuchen abgeleitet. Sie nimmt einen endlichen Wert an, der durch den geometrischen Aufbau der porösen Mikrostruktur und der Dicke der Brennkammerwand bzw. der Eindringtiefe der Wärme in die Wand begrenzt wird. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient α_{sf} ist eine Funktion sowohl des Strömungsquerschnitts der Poren als auch der Strömungs- und Stoffeigenschaften in der Kühlmittelströmung. Zur Bestimmung eines geeigneten Wärmeübergangskoeffizienten sei an dieser Stelle auf die verschiedenen Modelle für den Wärmeübergang in faserverstärkten Verbundwerkstoffen verwiesen, von denen zwei der in der Literatur bekannten Modelle im vorherigen Unterabschnitt 3.1.1 vorgestellt wurden.

Die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten hat einen entscheidenden Einfluss auf die lokale Temperaturdifferenz $\Delta T_{sf}(\vec{x})$. Für sehr kleine Werte von α_{sf} , d.h. $\alpha_{sf} \rightarrow 0$, wird die konvektive Wärmezufuhr in die Kühlmittelströmung so gering, dass das Kühlmittel keine signifikanten Wärmemengen aufnehmen kann und daher nahezu mit der gleichen Temperatur aus der heißgasseitigen Oberfläche der Brennkammerwand austritt, mit der es auf der Kühlmittelseite in die poröse Wand eingetreten ist. Würde der Wert von α_{sf} hingegen unendlich groß werden, d.h. $\alpha_{sf} \rightarrow \infty$, so würde an jeder Stelle im betrachteten Wandvolumen $T_s = T_f$ bzw. $\Delta T_{sf} = 0$ gelten. Da der tatsächliche Wärmeübergangskoeffizient einen endlichen Wert aufweist, stellt sich in der effusiv gekühlten Brennkammerwand eine Temperaturverteilung ein, die irgendwo zwischen diesen beiden Extremfällen liegt, d.h. zwischen dem Strukturmaterial und der Kühlmittelströmung herrscht ein lokales thermisches Ungleichgewicht.

Die Annahme eines thermischen Gleichgewichts zwischen der festen Wandstruktur und dem Kühlmittel in den Poren setzt dagegen eine ausreichend lange Verweildauer bzw. Kontaktzeit des Kühlmittels in der porösen Wand voraus, so dass der über die Wärmeübergangsfläche A_{sf} erfolgende Wärmeaustausch bis zum vollständigen Temperatúrausgleich, d.h. einer Temperaturgleichheit, führen kann. Dies ist nur bei sehr kleinen Geschwindigkeiten der Kühlmittelströmung gültig, d.h. bei Sickerströmungen, wie sie bei flüssigen Kühlmitteln auftreten. Rubin und Schweitzer [103] postulierten im Fall von Wasser als Kühlmittel die Gleichheit von Struktur- und Kühlmitteltemperatur und beschrieben daher den Wärmetransport im Wandinnern in Form einer effektiven Energieerhaltungsgleichung, die sowohl die feste Struktur als auch das Kühlwasser in den Poren umfasste. Bei den von ihnen durchgeführten eindimensionalen, instationären Berechnungen zur Transpirationskühlung poröser Wände galt das Interesse vor allem dem Phasenübergang des Kühlwassers innerhalb der porösen Wand.

Während sich bei den Sickerströmungen die Reynolds-Zahlen im Bereich kleiner 1 bewegen (vgl. Unterabschnitt 3.1.1), liegen hingegen nach Lezuo [79]

die Reynolds-Zahlen bei der Verwendung gasförmiger Kühlmedien, wie z.B. Wasserstoff, aufgrund des größeren Volumenstroms um eine oder zwei Größenordnungen darüber. Die Annahme gleicher Temperaturen T_s und T_f von Strukturmaterial und Kühlmittelströmung trifft folglich bei der Effusionskühlung nicht zu. Entsprechende Rechnungen zur Temperaturverteilung im Inneren einer effusiv gekühlten, porösen Brennkammerwand aus C/C-Material finden sich unter anderem in der Arbeit von Serbest [111], der mit dem Programm von Landis [75] die Temperaturverläufe $T_s(r)$ und $T_f(r)$ in radialer Richtung r zur Schubkammerlängsachse modellierte. In Bild 3.1 ist exemplarisch der aus den Rechnungen von Serbest resultierende Verlauf der simulierten Struktur- und Kühlmitteltemperaturen in der porösen Brennkammerwand als Funktion der Radialkoordinate r dargestellt.

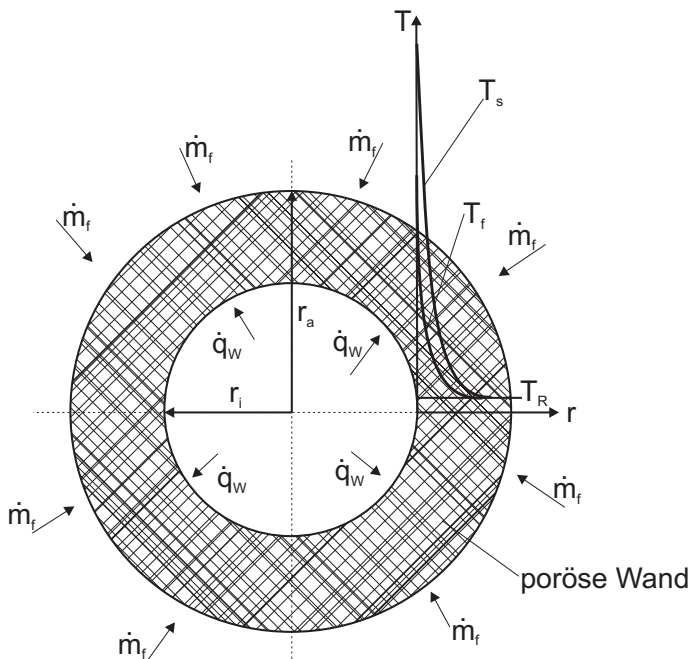


Bild 3.1: Modellierter Verlauf der Wand- und Kühlmitteltemperatur in der porösen Brennkammerwand als Funktion der Radialkoordinate r ; Quelle: Serbest [111]

Mit steigender Radialkoordinate r , d.h. wachsendem Abstand zur heißgaseeitigen Wandoberfläche, fällt der simulierte Temperaturverlauf $T_s(r)$ bei Serbest stark ab und nähert sich dadurch kontinuierlich dem Temperaturverlauf $T_f(r)$

an, bis beide ab einem bestimmten Wandradius deckungsgleich zueinander sind. Bei diesem Wandradius $r = r_i + t_{\dot{Q}_s}$ wird die Eindringtiefe $t_{\dot{Q}_s}$ des durch Wärmeleitung transportierten Wärmestroms $\dot{Q}_s(x, r)$ in das Strukturmaterial unterhalb der heißgasseitigen Wandoberfläche erreicht.

Der Begriff der Eindringtiefe beschreibt den Prozess des kontinuierlichen Abbaus des vom Strukturmaterial aufgenommenen Wandwärmestroms $\dot{Q}_W$ durch die konvektive Wärmeabgabe an die Kühlmittelströmung, so dass sich die an der heißgasseitigen Wandoberfläche eingeleitete Wärme nur innerhalb eines begrenzten Wandvolumens im Strukturmaterial ausbreiten kann. Die Eindringtiefe ist so definiert, dass bis zum Wandradius $r = r_i + t_{\dot{Q}_s}$ der gesamte, von der Heißgasströmung an die feste Struktur abgegebene Wärmestrom $\dot{Q}_W$ an die Kühlmittelströmung abgeführt wird. Gemäß dieser Definition der Eindringtiefe findet im äußeren Bereich des Wandvolumens mit Wandradien $(r_i + t_{\dot{Q}_s}) \leq r \leq r_a$ (vgl. Bild 3.1) kein konvektiver Wärmeaustausch mehr statt, so dass sowohl die Solid- als auch die Kühlmitteltemperatur den Wert der Kühlmittelreservoirtemperatur T_R annehmen: $T_s(r) = T_f(r) = T_R = \text{konst.}$

Der Wert der Eindringtiefe $t_{\dot{Q}_s}$ hängt entscheidend vom Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten λ_s des Strukturmaterials ab, wie unter anderem bei Ghadiani berichtet wird. Im Rahmen seiner Arbeit formulierte Ghadiani [48] ein gekoppeltes Festkörper-Fluid-Modell zur makroskopischen Beschreibung eines von einem Fluid gesättigten porösen Mediums unter nichtisothermen Bedingungen. Das von ihm entwickelte mehrphasige kontinuumsmechanische Modell erlaubt die Definition thermischer Lasten sowie eines Fluidmassenstroms als Randbedingung. Als numerischen Löser verwendete er das FE-Programm PANDAS des Instituts für Mechanik (Bauwesen) der Universität Stuttgart [36], in dessen Softwarepaket er das von ihm aufgestellte Gleichungssystem implementierte. Der Programmname PANDAS steht für „**P**orous media **A**ddaptive **N**onlinear finite element solver based on **D**ifferential **A**lgebraic **S**ystems“.

Mit dem PANDAS-Programm simulierte Ghadiani die physikalischen Vorgänge, die in einer thermisch belasteten porösen Wand auftreten, welche von einem Kühlmittel durchströmt wird. Als poröses Wandmaterial diente ebenfalls der C/C-Werkstoff und als Kühlmittel wurde gasförmiger Wasserstoff betrachtet. Die in seiner Arbeit realisierten numerischen Simulationen sind auf die qualitative Beschreibung der wichtigsten physikalischen Effekte beschränkt, zu denen insbesondere die Wärmeaustauschphänomene zwischen den Phasen zählen.

Ghadiani führte eine Simulation der konvektiven Wärmeaustauschvorgänge an einem vereinfachten, zweidimensionalen FE-Modell mit rechteckiger Geometrie durch, auf dessen linken Rand ein variabler Kühlmassenstrom $\dot{m}_f$ und auf dessen gegenüberliegenden rechten Rand eine konstante Wärmestromdichte $\dot{q}_W$ als Randbedingungen aufgeprägt wurden. Um den Einfluss der Wärmeleit-

fähigkeit der festen Struktur auf den Wärmetransport in Richtung des linken Randes zu untersuchen, wurde der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient λ_s als veränderlicher Parameter im Bereich von $5 \leq \lambda_s \leq 15 \text{ W/(m K)}$ variiert. Dabei zeigte sich, dass bei der Verwendung der größeren Werte $\lambda_s \rightarrow 15 \text{ W/(m K)}$ des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten, die Ausbreitung der Wärme in Richtung des linken Randes verstärkt wurde während gleichzeitig die korrespondierenden Oberflächenwandtemperaturen $T_{W,s}$ am rechten Rand abnahmen.

Im Vergleich zu dem von Serbest [111] für sein C/C-Material angegebenen Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten $\lambda_s = \lambda_{C/C} = 1,4 \text{ W/(m K)}$, führt ein höherer λ_s -Wert im Bereich von $20 \leq \lambda_s \leq 100 \text{ W/(m K)}$, auf den sich beispielsweise Bruno et al. [15] und Glass et al. [49] in ihren Arbeiten beziehen, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ghadiani [48] zu einer größeren Eindringtiefe $t_{\dot{Q}_s}$ und einer kleineren örtlichen Temperatur $T_{W,s}$ auf der heißgasseitigen Wandoberfläche. Bei einer Zunahme der Eindringtiefe erstreckt sich die Annäherung der beiden Temperaturverläufe $T_s(r)$ und $T_f(r)$ über eine größere radiale Distanz zur heißgasseitigen Wandoberfläche bzw. über ein größeres Wandvolumen V_{sf} . In Kombination mit der kleineren Feststofftemperatur $T_{W,s}$ an der heißgasseitigen Wandoberfläche, findet somit der Temperaturabfall in der festen Struktur erstens auf einem geringeren Temperaturniveau und zweitens über einen größeren Radiusbereich statt, woraus ein betragsmäßig kleinerer radialer Temperaturgradient dT_s/dr resultiert. Anstelle des in der Simulation von Serbest (vgl. Bild 3.1) berechneten steilen Abfalls der Solidtemperatur T_s in der Wand unmittelbar unter der heißgasseitigen Wandoberfläche, würde in diesem Fall der Temperaturabfall in der festen Struktur wesentlich flacher ausfallen und dafür die Annäherung des Temperaturverlaufs $T_s(r)$ an die Kühlmittelreservoirtemperatur T_R einen größere radiale Lauflänge beanspruchen.

Ist im gesamten Volumen im Inneren der porösen Brennkammerwand die Energieerhaltung für das Strukturmaterial und für die Kühlmittelströmung erfüllt, so stellt sich an jeder Position in der Brennkammer ein thermisches Gleichgewicht zwischen der effusiv gekühlten Wand und der Heißgasströmung ein. Dieser Gleichgewichtszustand ist dadurch gekennzeichnet, dass sich die im allgemeinen Fall orts- und zeitabhängige Temperaturdifferenz ΔT_{sf} nicht mehr zeitlich ändert, d.h. sie ist nur noch eine Funktion vom Ort in der Wand. Das Erreichen des thermischen Gleichgewichts zwischen effusiv gekühlter Wand und Heißgasströmung ist somit gleichbedeutend mit dem Übergang vom instationären zum stationären Betriebszustand der Effusionskühlung. Im stationären Betrieb von effusiv gekühlten Brennkammerwänden gilt zwischen den lokal zugeführten Wandwärmeströmen $\dot{Q}_W(x)$ und den von den lokalen Kühlmassenströmen $\dot{m}_f(x)$ abgeführten Wärmeströmen $\dot{Q}_f(x)$ die Wärmebilanz für eine „quasi-adiabate“ Wand: $|\dot{Q}_W(x)| = |\dot{Q}_f(x)|$.

4. Zielsetzung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten die Grundlagen für die Entwicklung eines Computermodells der Kühlmittelströmung im Inneren einer porösen, effusiv gekühlten Brennkammerwand geschaffen werden, mit dem die Größe und die Verteilung der lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$ numerisch ermittelt werden kann, die im stationären Betrieb der Effusionskühlung entlang der gesamten, heißgasseitigen Wandoberfläche der Brennkammer austreten. Die wesentlichste dieser Grundlagen ist die Bestimmung der für die Impuls-, Wärme- und Stofftransportprozesse in effusiv gekühlten Brennkammerwänden relevanten Materialeigenschaften des porösen Wandmaterials, da sie als Input für das Computermodell dienen. Ihre Kenntnis ist die Voraussetzung für die Durchführung von CFD-Analysen, in denen die zur Modellierung der Kühlmittelströmung in der porösen Brennkammerwand erforderlichen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie numerisch gelöst werden.

Im Gegensatz zum 1-D Ansatz für die Kühlmittelströmung in den früheren Arbeiten von Lezuo [79] und von Serbest [111], wurde in dieser Arbeit der Strömungsverlauf als zweidimensional betrachtet. Mit diesem 2-D Ansatz für die Kühlmittelströmung sollte zum einen die rotationssymmetrische Geometrie der Brennkammerwand und zum anderen der Einfluss des axialen Druckgradienten dp/dx in der Kühlmittel- und der Heißgasströmung berücksichtigt werden. In Umfangsrichtung wurde vereinfachend von einer gleichmäßigen Kühlmittelverteilung über der Brennkammerwand ausgegangen, so dass die Abhängigkeit der Strömungsgrößen von der Umfangsposition gegenüber ihrer Änderung in axialer und radialer Richtung vernachlässigt werden konnte.

Das DLR verwendet das in Abschnitt 2.3 vorgestellte C/C-Material zur Herstellung poröser, effusiv gekühlter Brennkammerinnenwände, dessen Materialverhalten vereinfachend als orthotrop angenommen wird. Die Orthotropie, d.h. die orthogonale Anisotropie, ist ein Spezialfall von anisotropem Materialverhalten, bei dem die betrachtete Materialeigenschaft in zueinander orthogonalen Richtungen variiert. Per Definition hat ein orthotropes Material mindestens zwei orthogonal zueinander stehende Symmetrieebenen, wobei seine Eigenschaften innerhalb der jeweiligen Ebene richtungsunabhängig sind. Für die rotationssymmetrische Brennkammerwand handelt es sich bei den beiden orthogonal zueinander stehenden Symmetrieebenen um deren Querschnitts- und Längsschnittsfläche, die radial und längs zur Schubkammerlängsachse bzw. zur Symmetrie-

achse orientiert sind.

Diese Art von porösem Brennkammerwandmaterial bietet für die Effusionskühlung den Vorteil, dass sich dessen orthotrope Materialeigenschaften gezielt zur Lenkung des wandinternen Verlaufs der Kühlmittelströmung in axialer und radialer Richtung ausnutzen lassen. Die Voraussetzung für die Modellierung des 2-D Verlaufs der Kühlmittelströmung ist daher die Bestimmung der charakteristischen Materialeigenschaften des C/C-Materials in zwei verschiedenen Konfigurationen, in denen die Strömung einmal parallel zu der Ebene verläuft, in der die Faserstränge liegen, und einmal orthogonal auf dieser Ebene steht.

Im Rahmen der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchung der Effusionskühlung, wurden die folgenden Impuls-, Wärme- und Stofftransporteigenschaften des porösen Brennkammerwandmaterials als charakteristische Einflussgrößen auf die im Wandinneren stattfindenden Impuls-, Wärme- und Stofftransportvorgänge identifiziert:

- die Volumenporosität ε und die Flächenporosität ε_A
- der Permeabilitätskoeffizient k im *Darcy*-Modell
- die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β im *Forchheimer*-Modell
- der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ und der mittlere hydraulische Durchmesser $\overline{d}_h$ der Kapillarkanäle
- der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient λ und die spez. Wärmekapazität c_p
- die wärmeübertragende Fläche pro Volumeneinheit A_V
- der mittlere konvektive Wärmeübergangskoeffizient α_{sf} zwischen Strukturmaterial und Kühlmittelströmung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Bestimmung der hier aufgelisteten, materialspezifischen Impuls- und Stofftransporteigenschaften (ε , ε_A , k , α , β , $\mathcal{T}$, $\overline{d}_h$) in den beiden zuvor genannten Konfigurationen im Rahmen von Durchfluss- und Diffusionsflussuntersuchungen an Probekörpern aus dem C/C-Brennkammerwandmaterial.

Da als Kühlmedium überkritischer Wasserstoff vorgegeben wurde, musste auch dessen Kompressibilität berücksichtigt werden, aufgrund derer die Dichte des Kühlfluids beim Durchströmen der porösen Wand in Abhängigkeit von Druck- und Temperaturänderungen variiert. Aus diesem Grund haben die großen Druck- und Temperaturgradienten in der effusiv gekühlten Brennkammerwand eine Rückwirkung auf den Verlauf der Kühlmittelströmung, die in der CFD-Analyse durch eine Rückkopplung zwischen den druck- und temperaturabhängigen Eingangs- und Ausgangsgrößen des Gleichungssystems der Erhaltungsgleichungen umgesetzt werden muss.

Um den Einfluss der Kompressibilität des Kühlmediums auf die Permeabilitätskoeffizienten zu untersuchen, bzw. um zu überprüfen, ob die Permeabilitätskoeffizienten selber druckabhängig sind, sollte der Druck in der Strömung bei den Durchflussuntersuchungen in einem weiten Bereich variiert werden. Eine eventuelle Abhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten von der Temperatur sollte nicht betrachtet werden, so dass die Durchflussuntersuchungen bei Umgebungstemperatur stattfinden konnten.

Sowohl *Darcy* als auch *Forchheimer* betrachteten den bzw. die Permeabilitätskoeffizienten in ihrem jeweiligen Modell als Materialeigenschaft(en), die sie für ein bestimmtes poröses Material unabhängig vom jeweiligen Durchflussmedium als konstant voraussetzten. Da sie in ihren eigenen Durchflussuntersuchungen allerdings nur Wasser als Durchflussmedium verwendeten, sollte in der vorliegenden Arbeit überprüft werden, ob diese Voraussetzung auch bei der Verwendung von verschiedenen, gasförmigen Durchflussmedien zutrifft. In den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Durchflussuntersuchungen wurde daher neben Wasserstoff auch Stickstoff als Durchflussmedium eingesetzt.

Des Weiteren sollte untersucht werden, ob der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ eine vom Durchflussmedium abhängige Materialeigenschaft ist. In den betreffenden Diffusionsflussversuchen kamen daher wiederum zwei verschiedene Messmedien zum Einsatz, bei denen es sich um die beiden flüchtigen organischen Verbindungen Diethylether und Pentan handelte.

5. Theorie poröser Medien

Die generellen Eigenschaften einer von einem Kühlmittel durchströmten, porösen Wand können durch die Theorie für poröse Medien (TPM) beschrieben werden, wie sie in den Arbeiten von Ehlers [34, 35] formuliert wird. Nach dieser Theorie kann die effusiv gekühlte Brennkammerwand als „gesättigtes“, poröses Medium aufgefasst werden, bei dem die Kapillarkanäle, die das Wandmaterial durchziehen, mit einem gasförmigen oder flüssigen Kühlmittel gefüllt sind. Die physikalischen Eigenschaften der porösen Wand hängen von der Größe ihrer in Gleichung (2.12) definierten Volumenporosität ε ab.

Bei der Anwendung der TPM auf effusiv gekühlte Brennkammerwände müssen sowohl strömungsmechanische als auch thermische Prozesse berücksichtigt werden, die im Inneren der gesättigten, porösen Wand stattfinden. Die Speicherung von zugeführter Wärme im Verlauf der transienten Zustandsänderung führt zu einer Aufheizung der festen Struktur. Durch die andauernde Aufnahme und Leitung von Wärme dient das Strukturmaterial nach dem Erreichen des stationären Betriebszustands zur Verteilung der thermischen Energie über dem Volumen der porösen Wand, wobei die Wärme von der heißgasseitigen Wandoberfläche in Richtung des Kühlmittelreservoirs transportiert wird. Da dieser Wärmetransport der Kühlmittelströmung entgegengerichtet ist, die kontinuierlich frisches Kühlmittel aus dem Reservoir in Richtung der heißgasseitigen Wandoberfläche transportiert, handelt es sich um eine Stromführung nach dem Gegenstromprinzip. Dieses Prinzip der Stromführung weist ein inhärentes, lokales Temperaturgefälle zwischen dem warmen Strukturmaterial und dem im Vergleich dazu kälteren Kühlmittel auf, über das der im Unterabschnitt 3.1.2 erläuterte konvektive Wärmeaustausch zwischen der festen Struktur und der Kühlmittelströmung stattfindet. In Folge der konvektiven Wärmezufuhr in die Kühlmittelströmung steigen die lokalen Temperaturen in der Strömung an. Dies verursacht eine korrespondierende Änderung der temperaturabhängigen Stoffeigenschaften des Kühlmittels und hat somit eine unmittelbare Rückwirkung auf die Kühlmittelströmung.

Der Aggregatzustand des Kühlmittels in der gesättigten, porösen Wand wird als vollständig gasförmig bzw. vollständig flüssig definiert, d.h. ein Phasenübergang wird nicht berücksichtigt. Aufgrund dieser bei der TPM getroffenen Einschränkung kann für die durchströmte Wand ein Zweiphasen-Modell angesetzt werden, eine feste Phase für das Strukturmaterial und eine gasförmige

oder flüssige Phase für das Kühlmittel. Zur Untersuchung der zuvor genannten wandinternen Wärme- und Stofftransportprozesse im Rahmen entsprechender CFD-Analysen, werden in der TPM die unterschiedlichen Phasen mit individuellen Temperaturen modelliert. Diese sind die Temperatur T_s des Strukturmaterials und die Temperatur T_f des Kühlfluids. Eine detaillierte Beschreibung der Grundlagen für diese Art anisothermer Multiphasen-Modelle ist in der Arbeit von Ghadiani [48] gegeben. In der vorliegenden Arbeit wird im Rahmen der TPM die makroskopische Beschreibung poröser Brennkammerwände betrachtet, die von einem Kühlfluid durchströmt werden. Mit der TPM als Kontinuumstheorie für Multiphasen-Modelle, kann das für die effusiv gekühlten Brennkammerwände angesetzte Zweiphasen-Modell mit den Gesetzen der Kontinuumsmechanik behandelt werden.

Bestimmte makroskopische physikalische Eigenschaften eines gesättigten, porösen Mediums weisen eine relativ einfache Abhängigkeit von der Volumenporosität auf. Die effektive Dichte ϱ_{eff} des gesättigten, porösen Wandmaterials beispielsweise, ist der mit der Volumenporosität ε bzw. dem Faktor $1 - \varepsilon$ gewichtete Mittelwert der Dichten des Kühlmittels ϱ_f und des Strukturmaterials ϱ_s . Für eine allgemeine Stoffgröße ξ gilt demnach:

$$\xi_{eff} = \varepsilon \cdot \xi_f + (1 - \varepsilon) \cdot \xi_s \quad (5.1)$$

Gleichung (5.1) lässt sich auf alle volumen- oder massebezogenen Stoffgrößen anwenden, zu denen neben der Dichte insbesondere die spez. Wärmekapazität c_p zählt. Demgegenüber ist die Abhängigkeit der makroskopischen Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} von der Porosität wesentlich komplexer.

Für die Wärmeleitfähigkeit gilt Gleichung (5.1) nur in einem mikroskopischen Ausschnitt aus dem Inneren der porösen Wand, dessen Schnittebene senkrecht zur angenommenen Richtung des makroskopischen Wärmestroms steht. Nach Bauer [7] lässt sich Gleichung (5.1) nicht allgemein auf die makroskopische Wanddicke d übertragen, weil die Richtungen der mikroskopischen Wärmeströme in der Umgebung individueller, willkürlich verteilter Poren weder einheitlich sind noch normal zu den Ausschnitten stehen. Beispielsweise ist es für ein nichtleitendes Kühlmittel ($\lambda_f = 0$) offensichtlich, dass die Wärme um die Poren herumgeleitet werden muss. Da sich die Position der Poren willkürlich von Querschnitt zu Querschnitt ändert, übersteigt die tatsächliche Lauflänge der mikroskopischen Wärmeströme zwangsläufig die nominale makroskopische Dicke der aufeinanderfolgenden Ausschnitte. Aufgrund dieser gesteigerten mikroskopischen Lauflänge ist die effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} geringer, als aus der Berechnung mit Gleichung (5.1) resultieren würde.

Solange sich die Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten von Kühlmittel und Strukturmaterial λ_f und λ_s wesentlich voneinander unterscheiden, weichen die mi-

kroskopischen Wärmeströme, die eine Reihe aufeinanderfolgender Ausschnitte durchlaufen, immer vom makroskopischen Wärmestrom ab, entweder in dem sie sich für $\lambda_f < \lambda_s$ systematisch von den Poren wegbiegen oder für $\lambda_f > \lambda_s$ zu ihnen hinbiegen. Aufgrund der willkürlichen Anordnung der Poren der jeweiligen Ausschnitte, übersteigt die tatsächliche Lauflänge des makroskopischen Wärmestroms in jedem Fall die geometrische Wanddicke d , so dass Gleichung (5.1) die effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} um das Verhältnis aus mikroskopischer (tatsächlicher) zu makroskopischer (nominaler) Lauflänge überschätzt. Die einzige Ausnahme tritt im Grenzfall für $\lambda_f \rightarrow \lambda_s$ ein, in dem sich die mikroskopischen Wärmeströme normal zu den Ausschnitten orientieren, weshalb Gleichung (5.1) auf das korrekte Ergebnis für die makroskopische, effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} führt. In allen anderen Fällen muss der Korrekturfaktor $\cos(\theta)$ in Gleichung (5.1) eingeführt werden, wobei es sich um den durchschnittlichen Kosinus des Winkels zwischen mikroskopischem und makroskopischem Wärmestrom handelt.

Ohne die mit der Effusionskühlung verbundene Füllung der Kapillarkanäle mit dem Kühlmittel beschränken sich die Eigenschaften der porösen Wand auf den Anteil der Stoffgrößen des Strukturmaterials. Bei Vernachlässigung der unter Umgebungsdruck und -temperatur in das poröse Medium eindringenden Umgebungsluft, gilt für die allgemeine Stoffgröße ξ gemäß Gleichung (5.1) $\xi_{eff} = \xi_s$. Die Betrachtung eines vollständig „ungesättigten“, porösen Mediums kann offensichtlich nur unter Vakuumbedingung erfolgen. Falls die Stoffgrößen ξ_s des Strukturmaterials nicht bekannt sind, können sie näherungsweise mit den Stoffgrößen ξ_v des entsprechenden Vollmaterials (v) ermittelt werden. Zu diesem Zweck wird vereinfachend angenommen, dass das Verhältnis der Stoffgrößen ξ_s/ξ_v identisch zum Anteil des Volumen V_s der festen Struktur am Gesamtvolumen V_{tot} gemäß Gleichung (2.14) ist: $\xi_s/\xi_v = V_s/V_{tot} = 1 - \varepsilon$. Unter dieser Voraussetzung werden wie in der Arbeit von Lezuo [79] beschrieben, die allgemeinen Stoffgrößen ξ_s des Strukturmaterials durch Multiplikation der Stoffgrößen ξ_v des Vollmaterials mit dem Faktor $1 - \varepsilon$ berechnet:

$$\xi_s = (1 - \varepsilon) \cdot \xi_v \quad (5.2)$$

Für poröse Materialien aus anisotropen, faserverstärkten Werkstoffen trifft Gleichung (5.2) zwar näherungsweise auf die Dichte ρ_s zu, die Wärmeleitfähigkeit λ_s variiert hingegen mit der Faserorientierung. Der Einfluss der Fasern auf die Wärmeleitfähigkeit hängt maßgeblich davon ab, ob sie parallel oder senkrecht zum makroskopischen Wärmestrom orientiert sind. Der Einfluss der Kohlenstofffasern auf die Wärmeleitfähigkeit des C/C-Werkstoffs wird im Bericht von Brandt [14] im Zusammenhang mit der Messung des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten $\lambda_{C/C}$ erläutert.

5.1. Konvektiver Impulstransport nach der TPM

Die grundlegende Voraussetzung für die Modellierung des Impulstransports in porösen Medien ist die Festlegung des jeweils betrachteten geometrischen Maßstabs der porösen Struktur. Es wird zwischen drei verschiedenen Betrachtungsebenen unterschieden:

- der makroskopischen
- der mikroskopischen und
- der Porenebene

Da die Geschwindigkeit der Strömung entsprechend zum geometrischen Maßstab der porösen Struktur skaliert wird, gilt für jede dieser drei Betrachtungsebenen eine eigene Größe der Geschwindigkeit.

5.1.1. Geschwindigkeitsskalen

Das in den folgenden Paragraphen vorgestellte Geschwindigkeitsspektrum reicht von der makroskopischen Strömungsgeschwindigkeit v , der sogenannten *Darcy*-Geschwindigkeit, über die mikroskopische Geschwindigkeit $\bar{u}$ bis zur Geschwindigkeit u der Strömung durch die einzelnen Kapillarkanäle. Mit jeder der drei Geschwindigkeiten v , $\bar{u}$ und u wird eine individuelle Massenerhaltungsgleichung für den Kühlmassenstrom $\dot{m}_f$ der Effusionskühlung aufgestellt, in der sich jeweils nur die durchströmte Querschnittsfläche A ändert. Die Werte des Massenstroms $\dot{m}_f$ und der Dichte ϱ_f der Kühlmittelströmung sind in allen drei Massenerhaltungsgleichungen identisch.

Gemäß der Lösung der Massenerhaltungsgleichung für eine stationäre Strömung ist der Massenstrom eine Konstante. Im Falle des Kühlmassenstroms $\dot{m}_f$ ist der Wert dieser Konstanten gleich dem Produkt aus der Dichte ϱ_f des Kühlmittels, der allgemeinen Geschwindigkeit U_f in der eindimensionalen Kühlmittelströmung und der jeweils durchströmten Querschnittsfläche A in der porösen Wand:

$$\dot{m}_f = \varrho_f \cdot U_f \cdot A \quad (5.3)$$

Durch die im Folgenden vorgestellte Umformung von Gleichung (5.3), folgt aus der stationären Lösung der Massenerhaltungsgleichung für den Kühlmassenstrom $\dot{m}_f$, in Abhängigkeit der jeweils durchströmten Querschnittsfläche A , die zugehörige Geschwindigkeit U in der Kühlmittelströmung.

5.1.1.1. Makroskopische Strömungsgeschwindigkeit

Die makroskopische Strömungsgeschwindigkeit bzw. *Darcy*-Geschwindigkeit wird auf die in Gleichung (2.15) definierte, geometrische Querschnittsfläche A_{tot} im Inneren der porösen Wand bezogen:

$$v = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f \cdot A_{tot}} \quad (5.4)$$

5.1.1.2. Mikroskopische Strömungsgeschwindigkeit

Die mikroskopische Strömungsgeschwindigkeit wird auf die effektive Strömungsfläche A_f bezogen, bei der es sich um den für die Strömung tatsächlich durchlässigen Anteil an der geometrischen Querschnittsfläche A_{tot} im Inneren der porösen Wand handelt. Die für die Strömung im porösen Medium durchlässige Querschnittsfläche A_f , wird gemäß Gleichung (2.23) mit Hilfe der in Gleichung (2.16) definierten Flächenporosität ε_A ausgedrückt.

$$\bar{u} = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f \cdot A_f} = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f \cdot \varepsilon_A \cdot A_{tot}} \quad (5.5)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ auf der mikroskopischen Betrachtungsebene wird als die mittlere Geschwindigkeit der Strömung im Inneren der porösen Wand aufgefasst.

5.1.1.3. Geschwindigkeit der Strömung in den Kapillarkanälen

Die Strömungsgeschwindigkeit in den Kapillarkanälen ist die wahre Geschwindigkeit der Kühlmittelströmung, denn sie berücksichtigt nicht nur die effektiv zur Verfügung stehende Strömungsfläche A_f sondern auch den gewundenen Verlauf der Kapillarkanäle im Inneren der porösen Wand. Um den aus dem gewundenen Kanalverlauf resultierenden Einfluss auf die Geschwindigkeit der Strömung in einem Kapillarkanal zu berücksichtigen, wurde im Unterabschnitt 2.3.1 der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ eingeführt:

$$u = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f \cdot \varepsilon_A \cdot \sqrt{\mathcal{T}} \cdot A_{tot}} \quad (5.6)$$

Gemäß ihrer Definition in Gleichung (2.2) ist der Wert der Tortuosität $\mathcal{T} \leq 1$. Die Geschwindigkeit u ist die maximale Strömungsgeschwindigkeit, die in den Kapillarkanälen auftreten kann. Sie ist größer als die mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}$ der Strömung und wird als die tatsächliche Geschwindigkeit der Strömung im Inneren der porösen Wand betrachtet.

5.1.1.4. Geschwindigkeitsverhältnis

Unter Ausnutzung der Massenerhaltung in der stationären Kühlmittelströmung gemäß Gleichung (5.3), können die drei verschiedenen Geschwindigkeiten untereinander wie folgt verknüpft werden:

$$\frac{\dot{n}_f}{\varrho_f \cdot A_{tot}} = v = \varepsilon_A \cdot \bar{u} = \varepsilon_A \cdot \sqrt{\mathcal{T}} \cdot u \quad (5.7)$$

Mit $\varepsilon_A \leq 1$ und $\mathcal{T} \leq 1$ folgt aus Gleichung (5.7) zwischen den Geschwindigkeiten v , $\bar{u}$ und u die Größenrelation $v < \bar{u} < u$. Zusätzlich zu Gleichung (5.7) existiert als Nebenbedingung der Fall $\mathcal{T} = 1$. In diesem Fall gilt zwischen der mikroskopischen Strömungsgeschwindigkeit $\bar{u}$ und der Strömungsgeschwindigkeit u in den Poren die Beziehung: $\bar{u} = u$. Bild 5.1 veranschaulicht die Verknüpfung der Strömungsgeschwindigkeiten untereinander.

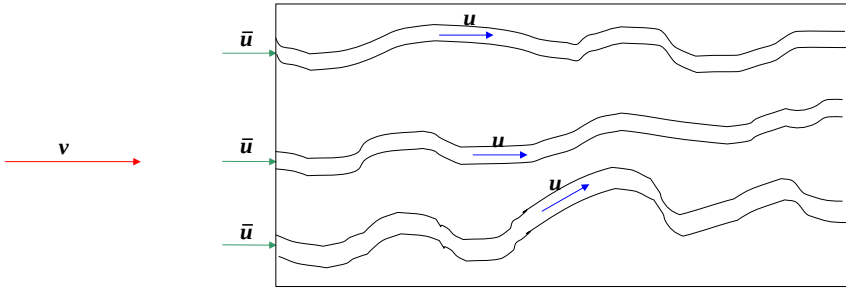


Bild 5.1.: Schematische Skalierung zwischen Strömungsgeschwindigkeit und -geometrie

5.1.2. Strömungsformen

In diesem Abschnitt werden stationäre, kompressible und reibungsbehaftete Strömungen in porösen Medien betrachtet. Es werden vier Strömungsformen berücksichtigt: die Kapillarströmung, die laminare, die turbulente und die Übergangsströmung, in der ein Übergang (Transition) von der laminaren in die turbulente Strömung stattfindet. Um die vier Strömungsformen voneinander zu unterscheiden, werden sie jeweils entsprechend der am untersuchten Fluidelement angreifenden bzw. vorherrschenden Kräfte charakterisiert.

Im Gegensatz zur Kapillarströmung in porösen Medien, bei der überwiegend Kapillarkräfte vorherrschen, dominieren bei der laminaren, der turbulenten und der Übergangsströmung vor allem Trägheits- und Zähigkeitskräfte. Als generelles Unterscheidungskriterium zwischen den letzteren drei Strömungsformen

wird daher die Reynolds-Zahl verwendet, welche das dimensionslose Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften ausdrückt. Die Definition der Reynolds-Zahl für die Strömung in porösen Medien wird im Paragraph 5.1.2.1 vorgestellt.

5.1.2.1. Reynolds-Zahl der Strömung in porösen Medien

Durch die Verwendung der *Darcy*-Geschwindigkeit v als imaginäre Strömungsgeschwindigkeit auf der makroskopischen Betrachtungsebene (vgl. Paragraph 5.1.1.1) anstelle der tatsächlichen Porengeschwindigkeit u kann die Strömung in porösen Medien als Kontinuum behandelt werden. Es ist daher auch zweckmäßig die Reynolds-Zahl in porösen Medien auf der Basis der *Darcy*-Geschwindigkeit v zu bilden.

Die Reynolds-Zahl wird mit einer Bezugslänge L gebildet, wobei es sich um ein für die betrachtete Strömung charakteristisches Längenmaß handeln soll. In Anlehnung an die Reynolds-Zahl in Rohrströmungen, sollte das Längenmaß den Durchmesser d der Strömungskanäle im jeweiligen porösen Material repräsentieren. Aufgrund der im Unterabschnitt 2.3.3 erläuterten Problematik einem porösen Material eine repräsentative Porengröße zuzuordnen, werden in der Literatur verschiedene alternative Definitionen für ein charakteristisches Längenmaß L poröser Medien vorgeschlagen. Diese beruhen häufig auf dem *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k und der Volumenporosität ε , wie z.B. $L = (k/\varepsilon)^{1/2}$ oder einfach $L = k^{1/2}$.

Bei den in der vorliegenden Arbeit behandelten porösen Faserverbundmaterialien, bietet sich die Verwendung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ der Kapillarkanäle in der porösen Mikrostruktur als Bezugslänge an: $L = \overline{d_h}$. Dieser wird im Rahmen der im Unterabschnitt 2.3.3 beschriebenen Strömungsanalyse, aus gemessenen Größen der Strömung im jeweiligen porösen Material sowie den für das Material experimentell bestimmten Impuls- und Stofftransporteigenschaften (Volumenporosität ε und Tortuosität T) empirisch ermittelt. Der Mittelwert $\overline{d_h}$ stellt den für die Strömung durch das poröse Material maßgeblichen Effektivwert des hydraulischen Durchmessers d_h dar.

Darüber hinaus ist die Reynolds-Zahl eine Funktion der Dichte ϱ_f und der dynamischen Viskosität μ_f des Strömungsmediums. Die auf den mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ bezogene Reynolds-Zahl Re_{d_h} wird demzufolge formuliert als:

$$Re_{d_h} = \frac{v \cdot \varrho_f \cdot \overline{d_h}}{\mu_f} \quad (5.8)$$

5.1.2.2. Kapillarströmung

Im Bereich der Kapillarströmung sind die Zähigkeitskräfte gegenüber den Kapillarkräften vernachlässigbar. Diese Strömungsform bildet sich nur in Strömungen mit sehr kleinen Massenströmen. Es wird davon ausgegangen, dass in diesem Fall die Durchlässigkeit eine Funktion der Sättigung des porösen Mediums mit dem Fluid ist, bei der sich im Zweiphasen-Modell die zugehörigen Volumenanteile der festen Phase für das Strukturmaterial und der gasförmigen oder flüssigen Phase für das Kühlmittel einstellen. Allerdings gibt es in der Literatur kein theoretisches Modell, das es ermöglichen würde, die Durchlässigkeit poröser Medien in Abhängigkeit ihres Sättigungsgrads zu bestimmen.

5.1.2.3. Laminarströmung

Der Bereich der Laminarströmung, der auch als der Bereich der viskosen Strömung bekannt ist, wird durch die Eigenschaft charakterisiert, dass die Kapillar- und Trägheitskräfte gegenüber den Zähigkeitskräften vernachlässigbar sind. Aufgrund dieser Eigenschaft weisen Laminarströmungen kleine Reynoldszahlen auf. Gemäß der aus Lehrbüchern zur Strömungsmechanik bekannten Definition der volumenspezifischen Zähigkeitskräfte, geht die Geschwindigkeit der Strömung linear in ihre Größe ein, d.h. die Zähigkeitskräfte sind direkt proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. In der besagten Literatur finden sich eine Vielzahl von Modellen, die diese Form von Strömungen mit kleinen Reynoldszahlen bzw. Strömungsgeschwindigkeiten beschreiben.

Zur Berechnung des Druckverlusts in Laminarströmungen durch poröse Medien wird der empirische Ansatz von *Darcy* [28] verwendet, der im Unterabschnitt 2.3.2 vorgestellt wurde. Die *Darcy*-Gleichung (2.5) beschreibt den Druckverlust in Sickerströmungen durch poröse Medien, die zu den Laminarströmungen gezählt werden, als Funktion der in Gleichung (5.4) definierten *Darcy*-Geschwindigkeit v , der dynamischen Viskosität μ_f des Strömungsmediums und einer experimentell zu ermittelnden Proportionalitätskonstanten k . Nach *Darcy* ist der in Gleichung (2.6) definierte Parameter k ein dem porösen Material innewohnender Permeabilitätskoeffizient. Der Vergleich mit dem Gesetz von *Hagen-Poiseuille* zeigt, dass der Koeffizient k ausschließlich von der Geometrie der porösen Struktur abhängt. Da die Mikrostruktur der porösen Medien bei der Durchströmung als unveränderlich angenommen werden kann, gilt der Permeabilitätskoeffizient als Materialkonstante.

Gemäß der *Darcy*-Gleichung (2.5) geht die *Darcy*-Geschwindigkeit v linear in die Berechnung des Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ ein, so dass der Druckverlust in Laminarströmungen durch poröse Medien direkt proportional zur makroskopischen Strömungsgeschwindigkeit (vgl. Paragraph 5.1.1.1) ist. Der Proportio-

nalitätsfaktor ist das Verhältnis der dynamischen Viskosität μ_f des Strömungsmediums zur Durchlässigkeit des jeweiligen porösen Materials, die mit dem Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k angegeben wird (vgl. Unterabschnitt 2.3.2). Für eine bei gleichbleibender Strömungsgeschwindigkeit abnehmende Durchlässigkeit, wird der Druckverlust Δp in der Strömung zunehmend größer. Umgekehrt, je durchlässiger das poröse Material bzw. je geringer dessen Strömungswiderstand ist, desto kleiner ist die Differenz Δp zwischen Eintritts- und Austrittsdruck der Strömung durch das Material.

Für höhere Strömungsgeschwindigkeiten gehorcht das Verhalten der Strömung nicht länger dem Darcy-Modell, das einen linearen Anstieg des Druckverlusts Δp mit steigender Strömungsgeschwindigkeit vorschreibt. Bei einer Steigerung der Strömungsgeschwindigkeit über eine bestimmte Größe, hat der Druckverlust Δp in der Strömung die Tendenz überproportional anzusteigen. Aus dem folgenden Diagramm 5.1 geht eindeutig hervor, dass eine maximale Strömungsgeschwindigkeit existiert, die die Gültigkeit des Darcy-Modells begrenzt. Um die Lücke zu den größeren Strömungsgeschwindigkeiten oberhalb dieser Grenze zu schließen, muss ein anderes Modell verwendet werden.

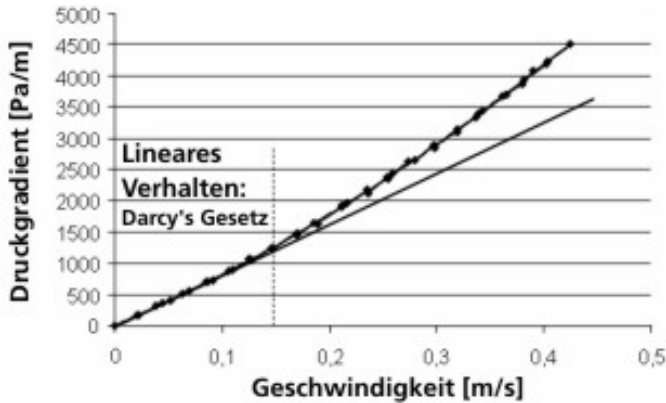


Diagramm 5.1: Abweichung des Strömungsverhaltens vom linearen Darcy-Modell bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten

Bei Bear [8] wird eine Einteilung der Strömungsformen nach der Reynolds-Zahl angegeben, gemäß der Reynolds-Zahlen Re_{dh} unterhalb eines Werts im Bereich zwischen $Re_{dh} = 1$ und $Re_{dh} = 10$ kennzeichnend für laminare Strömungen in porösen Medien sind. Da die Gültigkeit des Darcy-Modells auf den rein laminaren Strömungsbereich beschränkt ist, dürfen die Reynolds-Zahlen Re_{dh} diesen Wert nicht überschreiten. Demzufolge setzt die Anwendung der Darcy-Gleichung (2.5) hinreichend kleine Strömungsgeschwindigkeiten v voraus, so dass für die betrachtete Strömung die mit Gleichung (5.8) berechneten

Reynolds-Zahlen Re_{dh} unterhalb des kritischen Werts im angegebenen Bereich der Reynolds-Zahl bleiben.

5.1.2.4. Übergangsströmung

Aufgrund der Verwendung von gasförmigem Wasserstoff als Kühlmedium zur Effusionskühlung der porösen Brennkammerwände, traten in der vorliegenden Arbeit im Vergleich zu Sickerströmungen wesentlich größere Strömungsgeschwindigkeiten auf. Dadurch werden Reynolds-Zahlen erreicht, die um eine bis zwei Größenordnungen höher liegen (vgl. Lezuo [79]), so dass bei Bear [8] die Strömungsform von der rein laminaren in eine laminar-turbulente Übergangsströmung umschlägt, in dem die Trägheitskräfte gegenüber den Zähigkeitskräften nicht mehr vernachlässigbar sind.

Da gemäß der aus Lehrbüchern zur Strömungsmechanik bekannten Definition der volumenspezifischen Trägheitskräfte, die Strömungsgeschwindigkeit quadratisch in deren Berechnung einfließt, ist der von *Darcy* postulierte Ansatz eines rein linearen Zusammenhangs zwischen dem Druckverlust Δp in der Strömung und ihrer Geschwindigkeit nicht mehr länger ausreichend. In diesem höheren Bereich der Reynolds-Zahl Re_{dh} , der in verschiedenen Literaturquellen entweder mit Werten zwischen 10 und 1000 oder von anderen Autoren auch mit Werten zwischen 5 und 100 angegeben wird, muss demzufolge mit einem erweiterten Modell der Einfluss von Trägheitseffekten auf das Strömungsmedium berücksichtigen werden, die aufgrund der Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit entstehen. Zur Modellierung der Kühlmittelströmung im Inneren von effusiv gekühlten Brennkammerwänden wird daher das Verhalten der Strömung in porösen Medien im laminar-turbulenten Übergangsbereich zugrunde gelegt.

Um auch Strömungen in porösen Medien mit größeren Strömungsgeschwindigkeiten v bzw. höheren Reynolds-Zahlen Re_{dh} behandeln zu können, wurde von *Forchheimer* [43] im Jahr 1901 ein erweiterter Ansatz vorgeschlagen, der im Vergleich zum *Darcy*-Modell einen zusätzlichen Druckverlustterm enthält, dessen Größe proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist. Aufgrund dieses Zusatzterms, mit dem auch der durch die Trägheitseffekte verursachte Druckverlust in der Strömung erfasst werden kann, hat sich das *Forchheimer*-Modell als geeignet zur Beschreibung des Strömungsverhaltens im Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung in porösen Medien erwiesen. Als Proportionalitätskonstante für diesen neuen Term führte *Forchheimer* einen weiteren Permeabilitätskoeffizienten β ein. Allen et al. [2] geben die *Forchheimer*-Gleichung in eindimensionaler, differentieller Schreibweise an als:

$$\frac{dp}{dx} = - \left(\frac{\mu_f}{\alpha} v + \frac{\rho_f}{\beta} |v| v \right) \quad (5.9)$$

Die *Forchheimer*-Gleichung (5.9) erfasst den durch die Zähigkeitskräfte und durch die Trägheitskräfte verursachten Druckverlust in Form zweier additiver Anteile. Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung, in den die Strömungsgeschwindigkeit linear einfließt, repräsentiert die volumenspezifischen Zähigkeitskräfte. Der zweite Term auf der rechten Seite der Gleichung, dessen Größe proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist, repräsentiert die volumenspezifischen Trägheitskräfte. Im Folgenden wird der erste Term auf der rechten Seite der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) als der Zähigkeitsterm und der zweite Term als der Trägheitsterm bezeichnet.

Für eine eindimensionale, stationäre Strömung eines inkompressiblen Fluids mit der Dichte ρ_f durch ein poröses Material entspricht Gleichung (5.9) der Impulserhaltungsgleichung. Im laminaren Strömungsbereich bleibt der Anteil des Zähigkeitsterms am Druckverlust weiterhin dominant, während im laminar-turbulenten Übergangsbereich der Anteil des Trägheitsterms am Druckverlust überwiegt.

Bis auf die neue Proportionalitätskonstante α ist der Zähigkeitsterm identisch zum ursprünglichen *Darcy*-Ansatz. Gelegentlich wird die *Forchheimer*-Gleichung daher auch als modifizierte *Darcy*-Gleichung bezeichnet (vgl. Lezuo [79]). Die Proportionalitätskonstante α im Zähigkeitsterm ist als der *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizient bekannt. Analog zum *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k aus Gleichung (2.6) wird α in der Einheit $[\text{m}^2]$ angegeben. Da der *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizient α jedoch im gesamten Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung gültig sein soll, während der *Darcy*-Permeabilitätskoeffizient k ausschließlich im Bereich der laminaren Strömung definiert ist, können die beiden Permeabilitätskoeffizienten k und α von *Darcy* bzw. *Forchheimer* nicht miteinander identisch sein, d.h. es gilt $k \neq \alpha$.

Der neue Trägheitsterm ($\beta^{-1} \cdot \rho_f \cdot |v| \cdot v$) ist vergleichbar mit dem Operanden ($\rho_f \mathbf{u} \cdot \nabla$) $\mathbf{u}$ auf der linken Seite der Navier-Stokes-Gleichungen, welcher für den konvektiven Impulstransport in der Strömung verantwortlich ist. In Anlehnung an die Bedeutung des Trägheitsterms, ist der zweite Permeabilitätskoeffizient β in der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) auch als Trägheits-Permeabilitätskoeffizient bekannt. Seine Einheit wurde in Rahmen einer Dimensionsanalyse bestimmt, in welcher der Trägheitsterm mit der volumenspezifischen Trägheitskraft verglichen wurde. Auf Basis dieser Dimensionsanalyse wird der Trägheits-Permeabilitätskoeffizient β in der Einheit $[\text{m}]$ angegeben.

Ebenso wie die Arbeit von *Darcy*, zählen auch die von *Forchheimer* durchgeführten Untersuchungen der Wasserbewegungen in Böden, d.h. in Schüttungen aus Lehm, Sand oder Kies, zum Bereich der Hydrologie. *Forchheimer* führte die mathematische Methodik in die Hydrologie ein und wandte diese speziell auf Grundwasserströmungen an. Zur algebraischen Darstellung des Zusammenhangs zwischen Druckgradient und Geschwindigkeit in diesen Strömungen for-

mulierte er die nach ihm benannte theoretische Gleichung (5.9). Bei den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β in Gleichung (5.9) handelt es sich jedoch analog zum *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k aus Gleichung (2.6) um Materialeigenschaften, die individuell für das jeweilige poröse Material experimentell bestimmt werden müssen. Aufgrund dessen ist zwar das *Forchheimer*-Modell kein rein empirisches Modell wie das *Darcy*-Modell, es bleibt aber zumindest ein semi-empirisches Modell.

Da sowohl *Darcy* als auch *Forchheimer* ihr jeweiliges Modell zur Berechnung des Druckverlusts aus den Ergebnissen ihrer hydrologischen Forschungen ableiteten, stellen folglich Strömungen in porösen Materialien mit flüssigen Strömungsmedien wie Wasser oder anderen inkompressiblen Fluiden das ursprüngliche Anwendungsgebiet dieser Modelle dar. Die von *Forchheimer* in [43] getroffene Voraussetzung, dass es sich bei den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β in seinem Modell um konstante materialspezifische Parameter handelt, kann deshalb zunächst nur für die Durchströmung des betreffenden porösen Materials mit einem inkompressiblen Fluid als uneingeschränkt gültig betrachtet werden.

5.1.2.5. Turbulente Strömung

Mit den relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten der turbulenten Strömungen in porösen Medien, sind entsprechend große Reynolds-Zahlen Re_{d_h} verbunden. Der dem turbulenten Strömungsbereich zugeordnete Wertebereich der Reynolds-Zahl Re_{d_h} kann Diagramm 5.2 im nachfolgenden Paragraphen entnommen werden. Da für diese Größenordnung der Reynolds-Zahl Re_{d_h} die Zähigkeitskräfte gegenüber den Trägheitskräften vernachlässigbar werden, fällt der erste Term auf der rechten Seite der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) weg. Aus der Kürzung von Gleichung (5.9) und dem Ersetzen des Differentialquotienten dp/dx mit dem Differenzenquotienten $\Delta p/L$ gemäß Gleichung (2.7) resultiert die folgende Form der Gleichung für den Gesamtdruckgradienten in eindimensionalen, inkompressiblen, turbulenten Strömungen durch ein poröses Medium:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\rho_f}{\beta} v^2 \quad (5.10)$$

Bei Gleichung (5.10) handelt es sich um eine modifizierte Form der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56), die im Unterabschnitt 5.1.5 vorgestellt wird.

5.1.2.6. Transition: Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung

Im Diagramm 5.2 ist der *Fanning*-Reibungsfaktors f der Strömung über der Reynolds-Zahl Re_{d_h} aufgetragen, die in Gleichung (5.8) für die Strömung in porösen Medien definiert wurde. Die Definition des von *Fanning* formulierten, dimensionslosen Reibungsfaktors f lautet:

$$f = \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta p}{\rho_f \cdot v^2} \cdot \frac{d_h}{L} \quad (5.11)$$

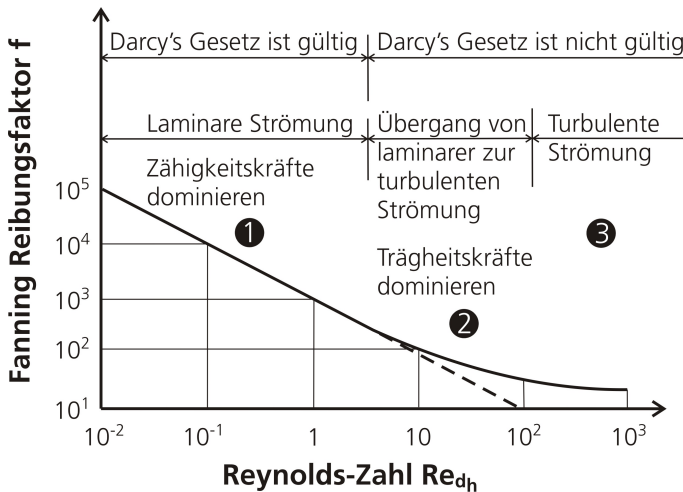


Diagramm 5.2: Schematische Klassifizierung der laminaren, laminar-turbulenten und vollturbulenten Strömung in porösen Medien gemäß der Reynolds-Zahl Re_{d_h} ; Quelle: Bear [8]

Das Diagramm 5.2 von Bear [8] veranschaulicht anhand der Variation des *Fanning*-Reibungsfaktors f über der Reynolds-Zahl Re_{d_h} den Übergang zwischen den drei Strömungsformen laminar, laminar-turbulent und vollturbulent. Den Strömungsformen wurde jeweils der betreffende Bereich der Reynolds-Zahl Re_{d_h} und der zugehörige Verlauf des Reibungsfaktors f zugewiesen. Die verschiedenen Bereiche der Strömungsformen im Diagramm 5.2 wurden mit den Kennziffern 1, 2 und 3 bezeichnet.

In Bezugnahme auf Diagramm 5.2 wird bei Bear [8] die folgende Einteilung der Strömungsformen nach der Reynolds-Zahl Re_{d_h} angegeben:

1. Bei niedrigen Reynolds-Zahlen (d.h. bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten für konstante Werte des hydraulischen Durchmessers d_h , der

Dichte ρ_f und der Viskosität μ_f), liegt ein Bereich vor in dem die Strömung laminar ist, die Zähigkeitskräfte dominieren, und die lineare *Darcy-Gleichung* (2.5) gültig ist. Die obere Grenze dieses Bereichs ist ein Wert der Reynolds-Zahl zwischen $Re_{d_h} = 1$ und $Re_{d_h} = 10$.

2. Bei zunehmenden Reynolds-Zahlen, wird ein Übergangsbereich beobachtet. Am unteren Ende dieses Bereichs, liegt noch die laminare Strömung aus Punkt 1. vor, in der weiterhin die Zähigkeitskräfte dominieren. Am oberen Ende des Übergangsbereichs findet ein allmählicher Übergang zu einer turbulenten Strömung statt. Einige Autoren geben die Reynolds-Zahl $Re_{d_h} = 100$ als die obere Grenze des laminaren Strömungsbereichs an, der oft auch der *nichtlineare, laminare Strömungsbereich* genannt wird.
3. Bei hohen Reynolds-Zahlen liegt eine vollständig turbulente Strömung vor. Einige Autoren schlagen eine Reynolds-Zahl von $Re_{d_h} = 100$ vor, um den Anfang des vollturbulenten Strömungsbereichs zu markieren, der in Wirklichkeit eher eine Fortsetzung des Übergangsbereichs darstellt. Dieser Übergangsbereich für Reynolds-Zahlen $Re_{d_h} > 100$ geht erst ab Reynolds-Zahlen von $Re_{d_h} = 1000$ in den vollturbulenten Strömungsbereich über. Der Umschlag von der Übergangsströmung zur vollständig turbulenten Strömung ist schwer zu definieren. Es wird davon ausgegangen, dass sich der Anfang des vollturbulenten Strömungsbereichs je nach der Art des porösen Materials irgendwo in einem Bereich der Reynolds-Zahl zwischen $Re_{d_h} = 100$ und $Re_{d_h} = 1000$ bewegt.

Die bei Bear [8] angegebene, schematische Klassifizierung der Strömungsformen nach der Reynolds-Zahl Re_{d_h} im Diagramm 5.2 beruht auf den Ergebnissen verschiedener Forscher, die Versuche zur Strömung in porösen Medien durchgeführt haben. Aus der graphischen Auswertung dieser Ergebnisse in einem Diagramm, in dem die mit Gleichung (5.11) berechneten Werte des *Fanning-Reibungsfaktors* f über den zugehörigen Werten der Reynolds-Zahl Re_{d_h} aufgetragen wurden, resultierte eine Verteilung der Wertepaare (f, Re_{d_h}) in Form der im Diagramm 5.3 abgebildeten Kurve.

Wie aus dem Vergleich mit Diagramm 5.2 hervorgeht, repräsentiert der geradlinige Teil dieser Kurve die Werte des *Fanning-Reibungsfaktors* im Bereich der laminaren Strömung. In diesem Bereich können die Wertepaare (f, Re_{d_h}) durch die lineare Ausgleichsfunktion $f = c/Re_{d_h}$ angenähert werden, wobei c eine empirisch zu bestimmende, dimensionslose Konstante ist. Mit der linearen Ausgleichsfunktion für den *Fanning-Reibungsfaktor* f und der Definition der Reynolds-Zahl Re_{d_h} gemäß Gleichung (5.8) lässt sich die folgende Beziehung für den Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ herleiten:

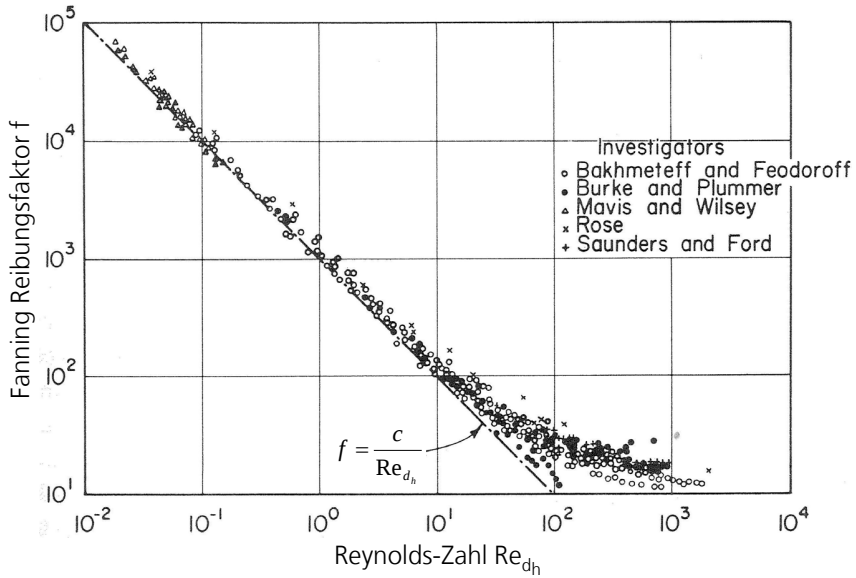


Diagramm 5.3: Beziehung zwischen dem in Gleichung (5.11) definierten, dimensionslosen Fanning-Reibungsfaktor f und der Reynolds-Zahl Re_{dh} gemäß ihrer Definition in Gleichung (5.8) für die Strömung in porösen Medien; Quelle: Bear [8]

$$f = \frac{c}{Re_{dh}} \quad (5.12)$$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{2} \cdot \frac{\Delta p}{\rho_f \cdot v^2} \cdot \frac{\bar{d}_h}{L} = \frac{c \cdot \mu_f}{v \cdot \rho_f \cdot \bar{d}_h}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{k} \cdot v \quad (5.13)$$

$$\text{mit: } k = \frac{\bar{d}_h^2}{2 \cdot c}$$

Gemäß Gleichung (5.13) lässt sich der Fanning-Reibungsfaktor f mit Hilfe der linearen Ausgleichsfunktion aus Gleichung (5.12) in die von Darcy in Gleichung (2.5) formulierte, lineare Beziehung zwischen dem Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ und der Darcy-Geschwindigkeit v überführen. Im Diagramm 5.4 ist der in Bird et al. [10] definierte Reibungsfaktor f^* über der modifizierten Reynolds-Zahl Re_{dh}^* für Strömungen in Schüttungen aufgetragen. Diese Art

von porösen Medien wurde bereits im Unterabschnitt 2.3 vorgestellt (s. Bild 2.6). Die Gleichung für den dimensionslosen Reibungsfaktor f^* in Schüttungen geht aus der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56) hervor, wenn diese nach der empirischen Konstanten 1,75 aufgelöst wird:

$$f^* = \frac{\Delta p \cdot \varrho_f}{G^2} \cdot \frac{\overline{d_h}}{L} \cdot \frac{\varepsilon^3}{1 - \varepsilon} = 2 \cdot \frac{\varepsilon^3}{1 - \varepsilon} \cdot f \quad (5.14)$$

wobei f der *Fanning*-Reibungsfaktor aus Gleichung (5.11) ist. Die modifizierte Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ für Strömungen in Schüttungen enthält im Vergleich zu der in Gleichung (5.8) definierten, allgemeinen Reynolds-Zahl Re_{d_h} für Strömungen in porösen Medien einen zusätzlichen Faktor $(1 - \varepsilon)^{-1}$:

$$Re_{d_h}^* = \frac{1}{1 - \varepsilon} \cdot Re_{d_h} = \frac{\overline{d_h} \cdot G}{\mu_f} \cdot \frac{1}{1 - \varepsilon} \quad (5.15)$$

Die Größe G in Gleichung (5.14) und Gleichung (5.15) ist ein flächenspezifischer Massenstrom, der aus Gleichung (5.4) folgt, wenn diese nach dem Produkt aus Dichte ϱ_f und *Darcy*-Geschwindigkeit v umgestellt wird: $G = \dot{m}_f / A_{tot} = \varrho_f \cdot v$.

Auch im Diagramm 5.4 ist der Einfluss der drei Strömungsformen (laminar, laminar-turbulent und vollturbulent) auf die Entwicklung des Druckverlusts Δp mit der Reynolds-Zahl klar erkennbar. Im laminaren Strömungsbereich mit Reynolds-Zahlen $Re_{d_h}^* < 10$ folgt der Reibungsfaktor f^* der *Blake-Kozeny*-Gleichung, die der *Darcy*-Gleichung (2.8) gehorcht. Im laminar-turbulenten Übergangsbereich und bei zunehmenden Reynolds-Zahlen verhält sich der Reibungsfaktor f^* entsprechend der *Ergun*-Gleichung (5.54), welche das Analogon zur *Forchheimer*-Gleichung (5.9) für Strömungen in Schüttungen darstellt. Im vollturbulenten Strömungsbereich kann der Verlauf des Reibungsfaktors f^* über der Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ mit der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56) wiedergegeben werden.

Die *Ergun*-Gleichung (5.54) kombiniert die *Blake-Kozeny*-Gleichung, die für den Bereich der niedrigen Reynolds-Zahlen $Re_{d_h}^*$ gültig ist, mit der *Burke-Plummer*-Gleichung, die den Bereich der hohen Reynolds-Zahlen abdeckt. Die *Ergun*-Gleichung (5.54) liefert in beiden Bereichen die korrekten Ergebnisse.

Für hohe und zunehmende Werte der Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ nähert sich der Reibungsfaktor f^* im Diagramm 5.4 asymptotisch dem Wert 1,75 der empirischen Konstanten in der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56) an. Der Verlauf des dimensionslosen Reibungsfaktors $f^*(Re_{d_h}^*)$ in der Form $f^* = 1,75 = konst.$ ist charakteristisch für das Strömungsverhalten im vollturbulenten Strömungsbereich. Im Diagramm 5.4 wird der vollturbulente Strömungsbereich bei einer Reynolds-Zahl von etwa $Re_{d_h}^* \approx 2000$ erreicht.

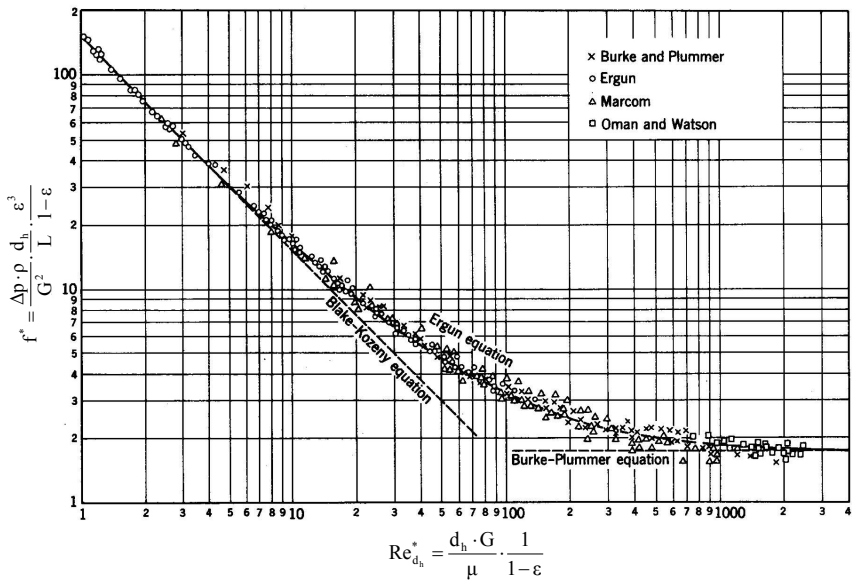


Diagramm 5.4: Beziehung zwischen dem in Gleichung (5.14) definierten, dimensionslosen Reibungsfaktor f^* und der modifizierten Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ gemäß ihrer Definition in Gleichung (5.15) für Strömungen in Schüttungen; Quelle: Bird et al. [10]

5.1.3. Modelle für laminare Strömungen in porösen Medien

In der Literatur sind eine Vielzahl von theoretischen und empirischen Modellen zum Verhalten von laminaren Strömungen in porösen Medien veröffentlicht worden, die sich alle vom Darcy-Modell ableiten. Die existierenden Modelle lassen sich in vier Kategorien unterteilen. Diese sind die:

1. Modelle zum hydraulischen Durchmesser (engl.: Hydraulic Diameter Models)
z.B. von Blake (1922); Kozeny (1927); Fair & Hatch (1933); Carman (1937, 1956); Wyllie & Spangler (1952); Kyan, Wasan & Kintner (1970); Kaviany (1991)
2. Modelle zu Kapillarröhrchen (engl.: Capillary Tubes Models)
z.B. von Scheidegger (1953, 1960); Piekaar & Clarenburg (1967); Davies (1970)
3. Modelle zu Mikrorissen (engl.: Capillary Fissure Models)

z.B. von Irmay (1955); Snow (1965); Parsons (1965)

4. Modelle zum Strömungswiderstand (engl.: Drag Force Models)

z.B. von Emersleben (1925); Brinkman (1947, 1948); Iberall (1950); Hubbert (1956); Happel (1959); Kuwabara (1959); Sparrow & Loeffler (1959); Harleman et al. (1963); Happel & Brenner (1965); Rumer & Drinker (1966); Rushton (1968); Rumer (1969); Cox (1970); Sangani & Acrivos (1982); Drummond & Tahir (1984)

Der Anwendungsbereich der Modelle für laminare Strömungen in Kapillarröhrchen sind Strömungen durch poröse Faserverbundmaterialien mit begrenzter Volumenporosität $\varepsilon \leq 0,8$ (vgl. Papathanasiou et al. [96]). Die Modelle zum Strömungswiderstand gelten hingegen für Strömungen in beliebigen porösen Materialien. Handelt es sich dabei um poröse Faserverbundmaterialien, so werden die einzelnen Fasern bzw. Faserbündel als Elemente in der Strömung betrachtet, die nicht verdrängt werden können (vgl. Scheidegger [106]). In den Modellen zum Strömungswiderstand werden die Wände der Kapillarkanäle in der Mikrostruktur als Hindernisse für eine andernfalls geradlinig verlaufende Strömung durch das poröse Material behandelt.

Nach Scheidegger [106] sind für Strömungen in hochporösen Faserverbundmaterialien mit Volumenporositäten $\varepsilon \geq 0,8$ die Modelle zum Strömungswiderstand besser geeignet, um das Strömungsverhalten zu beschreiben. Das vom DLR zur Herstellung der effusiv gekühlten Brennkammerwände verwendete C/C-Material wies hingegen Volumenporositäten von weit weniger als 20% auf, und fällt folglich in den Anwendungsbereich der Modelle für Strömungen in Kapillarröhrchen. Im folgenden Paragraphen werden ausschließlich die Modelle aus der ersten Kategorie vorgestellt und eine Verknüpfung mit den Modellen zu Kapillarröhrchen hergeleitet, die aus dem Gesetz von *Hagen-Poiseuille* folgt.

5.1.3.1. Modelle zum hydraulischen Durchmesser

Diese Modelle basieren auf der Gleichung von *Carman-Kozeny* (1937), in der der Permeabilitätskoeffizient als Funktion des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ und der Volumenporosität ε ausgedrückt wird. Die von *Carman-Kozeny* für den Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k aufgestellte Definitionsgleichung lautet in ihrer grundsätzlichen Form:

$$k = \frac{\overline{d_h}^2}{C^2} \quad (5.16)$$

$$\text{mit: } C^2 = 36 \cdot \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \kappa \quad (5.17)$$

Gleichung (5.16) ist als die *Carman-Kozeny*-Gleichung bekannt. Der Term $(1 - \varepsilon)^2 / \varepsilon^3$ in Gleichung (5.17) ist der Porositätsfaktor $f(\varepsilon)$ und der numerische Koeffizient κ ist ein Form-Faktor, der in den meisten Fällen ebenfalls mit der Volumenporosität ε variiert. Die Größe des Form-Faktors hängt vom jeweiligen Modell der Mikro- bzw. Porenstruktur ab:

1. Kugelpackung-Modell (engl.: Sphere bed model) von Carman (1937):

$$\kappa = 4 - 6 \quad (5.18)$$

2. Fasergewebe-Modell (engl.: Fibrous bed model) von Kyan, Wasan und Kintner (1970):

$$\kappa = \frac{24,45 - 19,51 \cdot \sqrt{1 - \varepsilon} + 24,34 \cdot (1 - \varepsilon)}{\varepsilon^3 \cdot (1 - \varepsilon)^4} \quad (5.19)$$

3. Modelle zum Strömungswiderstand an zylindrischen Hindernissen (engl.: Cylindrical obstacle drag model) von Kaviany (1991):

- Strömung parallel zu den Zylindern:

$$\kappa = \frac{0,89 \cdot \varepsilon^3}{(1 - \varepsilon) \cdot [4 \cdot (1 - \varepsilon) - (1 - \varepsilon)^2 - 2 \cdot \ln(1 - \varepsilon) - 3]} \quad (5.20)$$

- Strömung normal zu den Zylindern:

$$\kappa = \frac{0,89 \cdot \varepsilon^3 \cdot [1 + (1 - \varepsilon)^2]}{\varepsilon + (1 - \varepsilon)^2 + (1 - \varepsilon)^3} \quad (5.21)$$

In der von *Kozeny* (1927) vorgeschlagenen Theorie, wird das poröse Medium als Bündel gleichlanger Kapillarröhrchen behandelt, wobei es nicht erforderlich ist, dass die Kapillarröhrchen einen kreisförmigen Querschnitt aufweisen. In dieser Beziehung ähnelt sein Modell stark den Kapillarröhrchen-Modellen. Obwohl die *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.16) demzufolge auf den Kapillarröhrchen-Modellen basiert, kann sie mit einigen Modifikationen sowohl für die Modelle zum hydraulischen Durchmesser als auch für die Modelle zum Strömungswiderstand verwendet werden (vgl. Scheidegger [106], Kaviany 1991).

Nach Mauran et al. [83] stimmen die mit Gleichung (5.16) von *Carman-Kozeny* berechneten Werte allerdings nicht mit den experimentellen Daten überein, wenn das poröse Medium zumindest eine der folgenden strukturellen Eigenschaften aufweist:

1. Sehr hohe Volumenporosität ($\varepsilon > 0,8$; vgl. Papathanasiou et al. [96])
2. Stark von der Kugelform abweichende Partikelform

3. Stoffschlüssige Verbindung der Partikel (Teilchenverbundmaterialien)
4. Multimodale oder sehr ausgedehnte Korn- bzw. Porengrößen-Verteilung

Der Gültigkeitsbereich der *Carman-Kozeny-Gleichung* (5.16) kann jedoch auch auf ein poröses Medium ausgeweitet werden, auf das die aufgeführten Eigenschaften 1. bis 4. zutreffen, so lange die Effektivwerte drei seiner Impuls- und Stofftransporteigenschaften, und zwar der Volumenporosität ε , der Tortuosität $\mathcal{T}$ und des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$, für diese Art von Material experimentell bestimmt werden können (vgl. Mauran et al. [83]).

In den Modellen zu Kapillarröhrchen wird die Strömung innerhalb eines Kapillarkanals wie eine Strömung durch ein Kapillarröhrchen aufgefasst, die dem Gesetz von *Hagen-Poiseuille* gehorcht. Mit dem Gesetz von *Hagen-Poiseuille* wird der Volumenstrom $Q = \dot{V} = dV/dt$, d.h. das pro Zeiteinheit geflossene Volumen V , in einer laminaren Strömung eines homogenen Fluids mit der dynamischen Viskosität μ_f durch ein Kapillarrohr mit dem Durchmesser d und der Länge L_e berechnet:

$$Q = \dot{V} = \frac{dV}{dt} = \frac{\pi \cdot d^4 \cdot \Delta p}{128 \cdot \mu_f \cdot L_e} \quad (5.22)$$

Aus der Division des Volumenstroms Q mit der Querschnittsfläche $A = \pi/4 \cdot d^2$ des zylindrischen Kapillarrohrs folgen die Geschwindigkeit u :

$$u = \frac{Q}{A} = \frac{d^2 \cdot \Delta p}{32 \cdot \mu_f \cdot L_e} \quad (5.23)$$

und der zu ihr proportionale Druckverlust Δp der Strömung im Kapillarrohr:

$$\frac{\Delta p}{L_e} = \frac{\mu_f}{d^2/32} \cdot u = \frac{\mu_f}{k_p} \cdot u \quad (5.24)$$

Das *Hagen-Poiseuillesche-Gesetz* (5.22) folgt direkt aus dem stationären, parabolischen Strömungsprofil durch ein Rohr, welches aus den Navier-Stokes-Gleichungen hergeleitet werden kann, d.h. die Gleichungen (5.23) und (5.24) beziehen sich auf die Strömung durch ein einziges Kapillarröhrchen. In der Annahme, dass das poröse Medium durch eine Anzahl von n Kapillarröhrchen repräsentiert wird, gilt für den gesamten Volumenstrom Q_n in der Strömung durch das im Bild 2.13 dargestellte zylinderförmige poröse Material mit der *Darcy-Geschwindigkeit* v als makroskopische Strömungsgeschwindigkeit:

$$Q_n = n \cdot Q = \frac{n \cdot \pi \cdot \bar{d}^4 \cdot \Delta p}{128 \cdot \mu_f \cdot L_e} = v \cdot \frac{\pi \cdot D^2}{4} \quad (5.25)$$

bzw. umgekehrt für den gesamten Druckverlust Δp in der Strömung:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{32 \cdot \mu_f \cdot D^2}{n \cdot \bar{d}^4 \cdot \sqrt{T}} \cdot v \quad (5.26)$$

Bei der Auflösung von Gleichung (5.25) nach dem Druckverlust Δp , wurde gemäß Gleichung (2.2) die wahre Länge L_e der Kapillarröhrchen mit der geometrischen Länge L des betrachteten Materials und seiner Tortuosität T ersetzt. Wird hingegen die Tortuosität vernachlässigt bzw. von einem Wert $T = 1$ des betrachteten Materials ausgegangen, so setzt dies die Gleichheit zwischen der Länge L_e der Strömungskanäle im porösen Material und seiner geometrischen Länge L voraus. Da diese Voraussetzung zumindest bei den hier betrachteten porösen Faserverbundmaterialien, die zu den halb künstlichen Materialien aus Unterabschnitt 2.3 zählen, offensichtlich nicht erfüllt ist, stellt die Vernachlässigung der Tortuosität eine grobe Vereinfachung dar. Die Größe D in den Gleichungen (5.25) und (5.26) steht für den Durchmesser des gesamten zylinderförmigen porösen Materials, während $\bar{d}$ der mittlere Durchmesser der Kapillarröhrchen ist. Der geometrische Zusammenhang zwischen den beiden Durchmessern wird in Bild 2.13 veranschaulicht.

In Analogie zur Darcy-Gleichung (2.5), lässt sich mit Gleichung (5.26) in den Kapillarröhrchen-Modellen ein entsprechender Ausdruck für die Permeabilität definieren:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{32 \cdot \mu_f \cdot D^2}{n \cdot \bar{d}^4 \cdot \sqrt{T}} \cdot v = \frac{\mu_f}{k} \cdot v \quad (5.27)$$

Die Auflösung von Gleichung (5.27) nach dem Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k führt auf eine Gleichung, in der er eine Funktion von der Anzahl n der Kapillarröhrchen ist:

$$k = \frac{n \cdot \bar{d}^4 \cdot \sqrt{T}}{32 \cdot D^2} \quad (5.28)$$

Die Aufgabe besteht darin, einen Ausdruck für die Permeabilität zu formulieren, der nur vom mittleren Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen abhängig ist. Zu diesem Zweck wird im Folgenden zunächst ein Ausdruck für die Anzahl n der Kapillarröhrchen hergeleitet.

- Anzahl n der Kapillarröhrchen

Die folgende Herleitung der Anzahl n der Kapillarröhrchen basiert auf den im Bild 2.13 dargestellten geometrischen Randbedingungen. Alle Kapillarröhrchen werden als zylinderförmig betrachtet und weisen den gleichen Durchmesser auf, der mit dem mittleren Durchmesser $\bar{d}$ identisch ist. Für die Tortuosität T des porösen Materials wird vorläufig der Wert $T = 1$ angenommen, so dass alle

Kapillarröhrchen die gleiche Gesamtlänge besitzen, die mit der Länge L des abgebildeten zylinderförmigen porösen Materials identisch ist.

In diesem Fall ist das von einem Kapillarröhrchen eingeschlossene Volumen V das Produkt aus seiner Querschnittsfläche $A = \pi/4 \cdot d^2$ und seiner Länge L :

$$V = A \cdot L = \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot L \quad (5.29)$$

Aufgrund der geometrischen Randbedingungen ist das Volumen V aller Kapillarröhrchen n im porösen Material gleich groß. Somit gilt für das gesamte, durchströmbare bzw. offene Volumen V_n des Materials:

$$V_n = n \cdot V = n \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \bar{d}^2 \cdot L = V_f \quad (5.30)$$

wobei die Größe V_f der in Gleichung (2.13) definierte Anteil des Fluidvolumens am Gesamtvolumen V_{tot} ist. Das geometrische Gesamtvolumen V_{tot} des porösen Materials ist das eines Zylinders mit dem Durchmesser D :

$$V_{tot} = \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot L \quad (5.31)$$

Die von einem Kapillarröhrchen eingeschlossene innere Oberfläche S hat den geometrischen Flächeninhalt einer Zylindermantelfläche:

$$S = \pi \cdot d \cdot L \quad (5.32)$$

Aufgrund der geometrischen Randbedingungen ist die innere Oberfläche S aller Kapillarröhrchen n im porösen Material gleich groß. Somit gilt für die gesamte innere Oberfläche S_n des Materials:

$$S_n = n \cdot S = n \cdot \pi \cdot \bar{d} \cdot L \quad (5.33)$$

Gemäß den Gleichungen (2.13) und (2.14) sowie unter Ausnutzung der Gleichungen (5.30) und (5.33) lautet die Volumenbilanz für das offene Volumen V_n des porösen Materials:

$$V_n = V_f = \varepsilon \cdot V_{tot} = \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \cdot V_s = n \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \bar{d}^2 \cdot L = \frac{\bar{d}}{4} \cdot S_n \quad (5.34)$$

wobei die Größe V_s der in Gleichung (2.14) definierte Anteil der festen Struktur am Gesamtvolumen V_{tot} ist, der gemäß Gleichung (2.11) die Volumenbilanz $V_s = V_{tot} - V_f$ erfüllt. Nach diesen Vorüberlegungen kann die Herleitung der Anzahl n der Kapillarröhrchen auf zwei Wegen erfolgen:

1. indem die Definitionsgleichung (2.12) der Volumenporosität ε nach $\bar{d}$ aufgelöst wird:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \frac{V_f}{V_{tot}} = \frac{n \cdot \pi/4 \cdot \bar{d}^2 \cdot L}{\pi/4 \cdot D^2 \cdot L} = \frac{n \cdot \bar{d}^2}{D^2} \\ \Rightarrow \bar{d}^2 &= \frac{\varepsilon \cdot D^2}{n}\end{aligned}\quad (5.35)$$

2. oder indem Gleichung (5.34) nach $\bar{d}$ aufgelöst wird:

$$\begin{aligned}\bar{d} &= \frac{4 \cdot \varepsilon}{1 - \varepsilon} \cdot \frac{V_s}{S_n} = \frac{4 \cdot \varepsilon}{1 - \varepsilon} \cdot \frac{V_{tot} - V_f}{n \cdot \pi \cdot \bar{d} \cdot L} \\ &= \frac{4 \cdot \left(\pi/4 \cdot D^2 \cdot L - \pi/4 \cdot \bar{d}^2 \cdot n \cdot L \right) \cdot \varepsilon}{(1 - \varepsilon) \cdot n \cdot \pi \cdot \bar{d} \cdot L} \\ \bar{d}^2 &= \frac{\pi \cdot D^2 \cdot L \cdot \varepsilon}{(1 - \varepsilon) \cdot n \cdot \pi \cdot L} - \frac{\pi \cdot \bar{d}^2 \cdot n \cdot L \cdot \varepsilon}{(1 - \varepsilon) \cdot n \cdot \pi \cdot L} \\ \frac{\bar{d}^2}{1 - \varepsilon} &= \frac{\varepsilon \cdot D^2}{(1 - \varepsilon) \cdot n} \\ \Rightarrow \bar{d}^2 &= \frac{\varepsilon \cdot D^2}{n}\end{aligned}\quad (5.36)$$

Bei der vorausgegangenen Berechnungen des mittleren Durchmessers $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen wurde zunächst auf die Berücksichtigung der Tortuosität verzichtet. Um dies im Folgenden nachzuholen, wird die in den Ausdrücken für sein offenes Volumen V_n und seine innere Oberfläche S_n verwendete Länge L des porösen Materials unter Einbeziehung der Tortuosität gemäß Gleichung (2.2) durch die effektive Länge L_e der Kapillarröhrchen ersetzt. Da diese Modifikation bei beiden Berechnungswegen zum gleichen Ergebnis führt, wird sie nur am Beispiel des ersten Wegs erläutert:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \frac{V_f}{V_{tot}} = \frac{n \cdot \pi/4 \cdot \bar{d}^2 \cdot L_e}{\pi/4 \cdot D^2 \cdot L} = \frac{n \cdot \bar{d}^2}{D^2 \cdot \sqrt{T}} \\ \Rightarrow n &= \frac{\varepsilon \cdot \sqrt{T} \cdot D^2}{\bar{d}^2}\end{aligned}\quad (5.37)$$

• Permeabilitätskoeffizient k

Mit Gleichung (5.37) kann in Gleichung (5.28) die Anzahl n der Kapillarröhrchen für den *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k durch einen Ausdruck ersetzt werden, der nur noch von der Volumenporosität ε , der Tortuosität $\mathcal{T}$ und dem mittleren Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen abhängt. Daraus resultiert die Definitionsgleichung des Permeabilitätskoeffizienten k , in der dieser eine ausschließliche Funktion von drei anderen Impuls- und Stofftransporteigenschaften poröser Medien ist:

$$k = \frac{n \cdot \bar{d}^4 \cdot \sqrt{\mathcal{T}}}{32 \cdot D^2} = \frac{\varepsilon \cdot \sqrt{\mathcal{T}} \cdot D^2}{\bar{d}^2} \cdot \frac{\bar{d}^4 \cdot \sqrt{\mathcal{T}}}{32 \cdot D^2} = \frac{\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \bar{d}^2}{32} \quad (5.38)$$

Der Nachteil von Gleichung (5.38) ist, dass sie auf einem 1D-Modell basiert und daher nur ein unidirektionaler Permeabilitätskoeffizient definiert wird. Um dieses Modell in ein 3D-Modell zu überführen, wurde bei Bear [8] eine Modifikation vorgeschlagen, für die angenommen wird, dass jeweils ein Drittel der Kapillarröhrchen in jede von drei senkrecht aufeinander stehenden Richtungen plazierte ist. Unter dieser Voraussetzung braucht der in Gleichung (5.38) definierte unidirektionale Permeabilitätskoeffizient lediglich mit der Zahl 3 dividiert werden, um eine isotrope Verteilung der Permeabilität in die drei Raumrichtungen zu erzielen:

$$\begin{aligned} k &\equiv \frac{1}{3} \cdot k_{ii} = k_{11} = k_{22} = k_{33} \\ k &= \frac{\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \bar{d}^2}{96} \end{aligned} \quad (5.39)$$

Das Problem der Kapillarröhrchen-Modelle besteht darin, dass sie ausschließlich Kapillarröhrchen mit kreisförmigem Querschnitt berücksichtigen. In der Praxis kann der Querschnitt hingegen unterschiedliche Formen annehmen. Um das Modell auch auf die Strömung in Kapillarröhrchen mit variierenden Querschnittsformen übertragen zu können, werden die geometrischen Verhältnisse, durch die Verwendung eines hydraulischen Durchmessers d_h und eines numerischen Koeffizienten m als Form-Faktor auf die geometrischen Randbedingungen zurückgeführt, die für zylindrische Kapillarröhrchen gelten. Gemäß seiner in der Literatur geläufigen Definition ist der hydraulische Durchmesser d_h der Quotient aus dem vierfachen des mit dem Strömungsmedium gefüllten Volumens V und der von der Strömung benetzten inneren Oberfläche S eines Rohres bzw. eines Kanals: $d_h = 4 \cdot (V/S)$.

Die Verwendung des Form-Faktors wurde von Wyllie & Spangler (1952) vorgeschlagen, die mit diesem Faktor den Einfluss der nicht kreisförmigen Quer-

schnitte der Kapillarkanäle in realen porösen Medien auf das Strömungsverhalten kompensieren wollten. Die von ihnen empfohlenen Werte des Koeffizienten liegen im Bereich von $2,5 \leq m \leq 3,0$. Mit den zuvor genannten Modifikationen lässt sich aus dem Kapillarröhrchen-Modell ein Modell zum hydraulischen Durchmesser ableiten:

$$k = \frac{\varepsilon \cdot T \cdot \overline{d_h}^2}{32 \cdot m} \quad (5.40)$$

$$\text{Oder in 3D:} \quad k = \frac{\varepsilon \cdot T \cdot \overline{d_h}^2}{96 \cdot m} \quad (5.41)$$

5.1.3.2. Klinkenberg-Effekt

In den Modellen für Strömungen in Kapillarröhrchen ist eine Abhängigkeit des Permeabilitätskoeffizienten k von der Art des Strömungsmediums nicht vorgesehen. Praktisch hat aber gerade das Fluid durchaus Einfluss auf den Permeabilitätskoeffizienten, so zeigen Messungen häufig Abweichungen zwischen Flüssigkeiten und Gasen [2]. Eine mögliche Erklärung dafür sind Unterschiede im Verhalten der Strömung an der Grenzfläche zwischen Fluid und Struktur auf mikroskopischer Ebene. Ein signifikanter Unterschied besteht in der Haftung der Strömung an der benetzten Oberfläche der Kapillarröhrchen aufgrund der Oberflächenspannung des Strömungsmediums. Flüssigkeiten besitzen eine für sie charakteristische Oberflächenspannung, die Gase nicht aufweisen. In einer Gasströmung tritt die Wandhaftung der Strömung ausschließlich aufgrund der Viskosität des Strömungsmediums auf, die Reibung zwischen Fluid und Struktur an der Grenzfläche verursacht. Da die Grenzfläche im Verhältnis zum Strömungsquerschnitt extrem groß ist, haben solche Unterschiede auch Einfluss auf das makroskopische Durchflussverhalten.

Beim Vergleich des Strömungsverhaltens von Flüssigkeiten und Gasen zeigen letztere eine molekular bedingte Eigenschaft, die als Gleitströmung (engl.: slip flow) bekannt geworden ist. Neben den bereits im Unterabschnitt 5.1.2 vorgestellten vier Strömungsformen, stellt die Gleitströmung eine weitere Strömungsform dar, die bei gasförmigen Strömungsmedien ebenfalls in porösen Materialien auftreten kann. Ausschlaggebend für das Auftreten der Gleitströmung ist die Relation zwischen der mittleren freien Weglänge λ der Gasmoleküle und dem mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ der Kapillarkanäle des durchströmten Mediums. Dieses Verhältnis wird in Form der Knudsen-Zahl Kn angegeben.

Die Knudsen-Zahl Kn misst das Verhältnis der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle zu einer geometrischen Bezugsgröße L , d.h. in diesem Fall dem mittleren hydraulischen Durchmesser der durchströmten Kapillarkanäle: $L = \overline{d_h}$. Sie ist definiert als:

$$Kn = \frac{\lambda}{L} = \frac{1}{\overline{d_h}} \cdot \frac{\kappa \cdot T}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot \sigma_0^2 \cdot p} \quad (5.42)$$

mit:	λ	:	mittlere freie Weglänge [m]
	L	:	charakteristische Bezugslänge für die Strömung [m]
	T	:	Temperatur [K]
	κ	:	Boltzmann-Konstante
	p	:	Druck [Pa]
	σ_0	:	Durchmesser der Moleküle [m]
	$\pi \cdot \sigma_0^2$	:	Stoßquerschnitt der Moleküle [m ²]

Tabelle 5.1.: Einteilung der Strömung in 4 Klassen in Abhängigkeit des Bereichs der Knudsen-Zahl Kn ; Quelle: [105]

	Kn	$>$	10,0	freie Molekularströmung
0,1	$< Kn$	$\leq$	10,0	Übergangsströmung ($\lambda \approx d$)
0,001	$< Kn$	$\leq$	0,1	Gleitströmung
	Kn	$\leq$	0,001	Kontinuumsströmung

Der Einfluss der Gleitströmung auf die Permeabilität poröser Medien wurde erstmals von *Klinkenberg* (1941) identifiziert und quantifiziert. Nach ihm wurde dieser Einfluss als *Klinkenberg*-Effekt bekannt. Bei Gasströmungen durch Kapillarrohre beobachtete *Klinkenberg* eine Variation der Permeabilität mit der Stoffart des Gases und dem Druck in der Strömung, die er auf die Gleitfähigkeit der Gase zurückführte. Da die Ursache für den Einfluss der Gleitströmung auf molekularer Ebene liegt, wird der *Klinkenberg*-Effekt umso ausgeprägter, je mehr sich der Durchmesser d der Kapillarröhrchen der mittleren freien Weglänge λ der Gasmoleküle annähert. Demzufolge ist der Wert der Knudsen-Zahl Kn für die Relevanz des *Klinkenberg*-Effektes maßgeblich.

Tabelle 5.1 zeigt die Einteilung der Strömungsarten nach der Knudsen-Zahl. Bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Durchströmtests zur Bestimmung der Permeabilität von C/C-Materialien wurden Wasserstoff und Stickstoff als gasförmiges Strömungsmedium verwendet. Diese Medien weisen nach *Strehlow* [115] die folgenden Moleküldurchmesser auf: Wasserstoff $\sigma_{0, H_2} = 0,2827$ nm und Stickstoff $\sigma_{0, N_2} = 0,3798$ nm. Für einen mittleren hydraulischen Durchmesser der Kapillarkanäle von $\overline{d_h} \approx 10$ μ m des verwendeten C/C-Materials lagen die Knudsen-Zahlen in der Größenordnung von 0,01. Demnach fällt die Durchströmung der C/C-Materialproben in den Bereich der Gleitströmung, wodurch die Relevanz des *Klinkenberg*-Effektes gegeben ist.

Bei gleichem Druck in der Strömung, weist ein kleines Molekül, d.h. ein Molekül mit einem kleinen Moleküldurchmesser σ_0 , beim Durchströmen eines porösen Materials in der Gasphase deutlich mehr Gleitfähigkeit auf, als ein größeres Gasmolekül. Im Fall des Strömungsmediums mit den kleineren Gasmolekülen, resultiert aus diesem Unterschied in der Gleitfähigkeit eine größere positive Abweichung von der Permeabilität des Materials für seine Durchströmung mit einem vollständig flüssigen Strömungsmedium, bei der überhaupt keine Gleitströmung auftritt. Unter einer positiven Abweichung wird eine Zunahme der Permeabilität verstanden, d.h. das Material besitzt für die Gasdurchströmung eine größere Permeabilität als für die Flüssigkeitsdurchströmung. Die Durchströmung mit der Flüssigkeit dient als Referenzfall ohne Beeinflussung der Permeabilität durch die Gleitströmung, für den auch der mit den Kapillarröhrchen-Modellen berechnete Permeabilitätskoeffizient k gilt.

Die Differenz in der Permeabilität des Materials zwischen seiner Durchströmung mit einem Stoff in dessen flüssiger und gasförmiger Phase, sowie zwischen seiner Durchströmung mit Gasen verschiedener Stoffarten, ist folglich charakteristisch für den *Klinkenberg*-Effekt, der somit ein Maß für den Einfluss der Gleitströmung darstellt. Bei gleichen Drücken und Temperaturen steigt der Einfluss der Gleitströmung im porösen Material mit abnehmendem Durchmesser σ der Gasmoleküle. Die im Rahmen der Durchströmtests für die Materialproben experimentell bestimmten Werte der Permeabilitätskoeffizienten wiesen bei gleichen Versuchsbedingungen im Fall des Wasserstoffs als Strömungsmedium im Vergleich zu den Versuchen mit Stickstoff folglich eine größere positive Differenz zu den theoretischen Werten auf.

Aus seiner für Einphasen-Gasströmungen aufgestellten Gasschlupf-Theorie (engl.: gas slippage theory) leitete *Klinkenberg* den folgenden Ausdruck für die Gaspermeabilität ab:

$$k_G = k_L + \frac{m}{p_m} = k_L \cdot \left(1 + \frac{b}{p_m} \right) \quad (5.43)$$

- mit:
- k_G : die Permeabilität für Gas
 - k_L : die äquivalente Permeabilität für Flüssigkeit
 - p_m : der Mittelwert des Drucks in der Strömung zwischen dem Ein- und Austritt am porösen Material
 - m : die Steigung der Ausgleichsgeraden im Diagramm 5.5
 - b : Gasschlupf-Faktor von *Klinkenberg*

Zwischen der Steigung m der Ausgleichsgeraden im Diagramm 5.5 und dem Gasschlupf-Faktor b von *Klinkenberg* besteht die Beziehung:

$$m = b \cdot k_L \quad (5.44)$$

Aus der Analyse des Einflusses der Molekülgröße von Gasen auf die Gleitfähigkeit der Strömungsmedien zog *Klinkenberg* die Schlussfolgerung, dass der Effekt der Gleitfähigkeit umso ausgeprägter ist, je kleiner die Größe des Gasmoleküls ist. Wenn das Strömungsmedium flüssigartig wird, lässt hingegen der Effekt der Gleitfähigkeit nach. Seine Schlussfolgerung aus der Analyse zum Einfluss des Drucks auf die Gleitfähigkeit lautet, dass der Effekt der Gleitfähigkeit umso ausgeprägter ist, je kleiner der Druck in der Gasströmung ist.

Um den *Klinkenberg*-Effekt zu bestätigen, wurde im Diagramm 5.5 die Permeabilität eines porösen Materials für seine Durchströmung mit verschiedenen gasförmigen Strömungsmedien (Wasserstoff, Stickstoff und Kohlendioxid) über dem Kehrwert $1/p_m$ des Mittelwerts des Drucks in der Strömung aufgetragen. Übereinstimmend der von *Klinkenberg* aufgestellten Gleichung (5.43) für die Gaspermeabilität k_G wächst im Diagramm die Permeabilität für die Gase linear mit zunehmenden Werten von $1/p_m$. Durch die im Diagramm 5.5 eingetragenen Messpunkte der Gaspermeabilität k_G wurden Ausgleichsgeraden gelegt, an deren Schnittpunkt mit der Ordinatenachse beim Wert $1/p_m = 0$ der Wert der äquivalenten Flüssigkeitspermeabilität k_L des Materials abgelesen werden kann, bei der es sich um die Permeabilität des Materials für seine Durchströmung mit den gleichen Stoffen in ihrer flüssigen Phase als Strömungsmedien handelt.

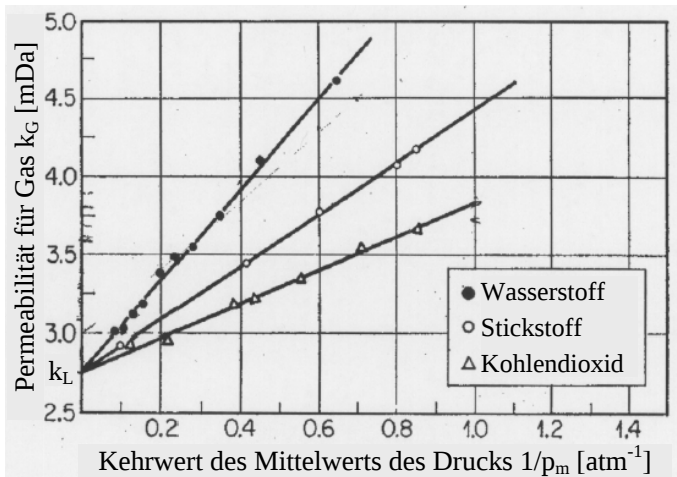


Diagramm 5.5: Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Gaspermeabilität k_G und dem Kehrwert $1/p_m$ des Mittelwerts des Drucks in der Strömung zur Bestätigung des Klinkenberg-Effekts; Quelle: Petroleum Reservoir Engineering (Seite 92)

Außerdem wird die Steigung m der Ausgleichsgeraden ermittelt. Zusammen mit der äquivalenten Flüssigkeitspermeabilität k_L dient die Steigung m der Ausgleichsgeraden im Diagramm 5.5 zur Berechnung des Gasschlupf-Faktors b von *Klinkenberg* gemäß Gleichung (5.44). Die Permeabilität wird im Diagramm 5.5 in der Einheit [mDa] (millidarcy) angegeben, die wie im Unterabschnitt 2.3.2 beschrieben wurde, in die SI-Einheit [m²] umgerechnet werden kann.

Bei zunehmender Wirkung der Gleitfähigkeit bewirkt der *Klinkenberg*-Effekt eine korrespondierende Zunahme der Permeabilität. Jones & Owens (1980) mas- sen an mehr als 100 Proben aus geschlossenporigem Sand Gaspermeabilitäten von 0,0001 mDa bis 1 mDa. Anhand der Auswertung ihrer Messdaten stellten sie die folgende Beziehung zwischen dem Gasschlupf-Faktor b von *Klinkenberg* und der äquivalenten Flüssigkeitspermeabilität k_L für einphasige Gasströmungen auf:

$$b = 0,86 \cdot k_L^{-0,33} \quad (5.45)$$

Sampath und Keighin (1982) nahmen an, dass ein möglicher Zusammenhang eher zwischen dem Gasschlupf-Faktor b von *Klinkenberg* und dem Quotienten aus Flüssigkeitspermeabilität und Volumenporosität k_L/ε als zwischen b und k_L bestehen könnte. Auf der Grundlage ihrer experimentellen Ergebnisse mit Stickstoff als Strömungsmedium, schlugen sie folgende Korrelation zwischen dem Gasschlupf-Faktor b und der äquivalenten Flüssigkeitspermeabilität k_L vor:

$$b = 0,0955 \cdot (k_L/\varepsilon)^{-0,53} \quad (5.46)$$

5.1.4. Modelle für Übergangsströmungen in porösen Medien

Sämtliche in der Literatur veröffentlichten Modelle, die das Verhalten von Übergangsströmungen in porösen Medien beschreiben, wurden vom *Forchheimer*-Modell abgeleitet. Da das *Forchheimer*-Modell bereits im Paragraph 5.1.2.4 vorgestellt wurde, werden im folgenden Paragraphen 5.1.4.1 nur die verschiedenen Schreibweisen der *Forchheimer*-Gleichung zusammengefasst wiedergegeben. Die meisten der zuvor erwähnten Modelle verwenden empirische oder zumindest semi-empirische Ansätze, um den zweiten Koeffizienten β , d.h. den Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten, in der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) auszudrücken. Der bekannteste dieser Ansätze stammt von *Ergun* (1952), dessen Modell im Paragraph 5.1.4.2 erläutert wird.

5.1.4.1. Forchheimer-Modell

Das Modell von *Forchheimer* berücksichtigt sowohl den Einfluss der Zähigkeit als auch der Trägheit der Strömung auf den Druckverlust. Deshalb wird

die *Forchheimer*-Gleichung (5.9) für die Berechnung des Strömungsdruckverlusts im Übergangsbereich zwischen laminaren und turbulenten Strömungen in porösen Medien eingesetzt, in dem die Trägheitskräfte dominieren (vgl. Diagramm 5.2). Der Übergangsbereich ist durch die Werte der Reynolds-Zahl zwischen $10 < Re_{d_h} < 100$ gekennzeichnet. Zur Berechnung des Gesamtdruckgradienten in eindimensionalen, inkompressiblen, laminar-turbulenten Übergangsströmungen durch ein poröses Medium, wird der Differentialquotient dp/dx in Gleichung (5.9) gemäß Gleichung (2.7) mit dem Differenzenquotienten $\Delta p/L$ ersetzt, woraus die folgende Form der *Forchheimer*-Gleichung für den Gesamtdruckgradienten resultiert:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{\alpha} v + \frac{\varrho_f}{\beta} v^2 \quad (5.47)$$

Zur Berechnung der pro Volumeneinheit des Materials von seiner inneren Wandoberfläche A_{sf} auf die Strömung ausgeübten Widerstandskraft dienen die Navier-Stokes-Gleichungen. Die Summe aller mikroskopischen volumenspezifischen Widerstandskräfte über dem Gesamtvolumen eines porösen Körpers wird dem Gesamtströmungswiderstand seiner Mikrostruktur gleichgesetzt, wie er in der *Forchheimer*-Gleichung (5.47) in Form des Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ für die makroskopische Betrachtungsebene definiert ist.

Unter dieser Voraussetzung führt die Verwendung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β in Kombination mit der *Darcy*-Geschwindigkeit v zum Übergang von der mikroskopischen zur makroskopischen Betrachtungsebene. Dies zeigt der Koeffizientenvergleich in Tabelle 5.2 zwischen der *Forchheimer*-Gleichung (5.47) und den Navier-Stokes-Gleichungen, wobei deren allgemeine Formulierung aus [4] übernommen wurde.

Tabelle 5.2.: Vergleich der Operanden zwischen der *Forchheimer*-Gleichung und den Navier-Stokes-Gleichungen

<i>Forchheimer</i> -Gleichung (5.47)	Navier-Stokes-Gleichungen
$\frac{\mu_f}{\alpha} v$	$(\nabla \cdot \mu_f \nabla) \mathbf{u}$
$\frac{\varrho_f}{\beta} v^2$	$(\varrho_f \mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$

Gleichung (5.47) lässt sich anhand des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ nach der *Darcy*-Zahl Da auflösen, was auf die folgende, dimensionslose Form der *Forchheimer*-Gleichung führt:

$$\frac{\overline{d_h}^2}{\mu_f \cdot v} \cdot \frac{\Delta p}{L} = \frac{\overline{d_h}^2}{\alpha} + \frac{\overline{d_h}}{\beta} Re_{d_h} = Da \quad (5.48)$$

Der Trägheits-Permeabilitätskoeffizient β wurde von einer Reihe von Wissenschaftlern untersucht. Zu ihnen zählten unter anderem: Ergun (1952), Schneebeli (1955), Irmay (1964), Ward (1964), Blick (1966), Ahmad (1967), Scheidegger (1974). Andere Versionen der *Forchheimer*-Gleichung (5.47) verwenden eine Variation des Exponenten der Geschwindigkeit im Trägheitsterm. Tatsächlich kann im Strömungsbereich, in dem die *Darcy*-Gleichung (2.5) nicht mehr gültig ist (vgl. Diagramm 5.2), durch die Ergänzung der *Forchheimer*-Gleichung mit einem Korrekturterm dritter Ordnung, d.h. mit einem Term der proportional zur dritten Potenz der Geschwindigkeit ist, eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erreicht werden. Die physikalische Grundlage für diese Art von Korrekturterm ist jedoch nach wie vor umstritten. Für diese Versionen der *Forchheimer*-Gleichung wird folgende Schreibweise angegeben:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{\alpha} v + \frac{\varrho_f}{\beta} v^m \quad (5.49)$$

Forchheimer (1930), White (1935) und Carman (1937) bezifferten den Wert des Exponenten auf $m = 1,6 - 2,0$. Scheidegger (1974) und Bear (1988) verfolgten hingegen einen anderen Weg für den Exponenten, bei dem sie seinen Wert mit $m > 2,0$ bestimmten.

5.1.4.2. Ergun-Modell

Ergun formulierte einen Ausdruck für den Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten β , in dem dieser eine Funktion vom ersten Permeabilitätskoeffizienten in der von *Forchheimer* aufgestellten Gleichung (5.47), d.h. vom *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α , ist. Der Ansatz von *Ergun* ist der am häufigsten verwendete Ausdruck für β :

$$\frac{1}{\beta} = \frac{C_E}{\sqrt{\alpha}} \quad (5.50)$$

Die Größe C_E in Gleichung (5.50) ist die dimensionlose *Ergun*-Konstante. Aus dem Einsetzen von Gleichung (5.50) in Gleichung (5.47) resultiert eine modifizierte Form der *Forchheimer*-Gleichung, mit dem Permeabilitätskoeffizienten α als dem einzig verbliebenen materialspezifischen Parameter:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{\alpha} v + \frac{C_E}{\sqrt{\alpha}} \varrho_f v^2 \quad (5.51)$$

Obwohl es sich bei der *Ergun*-Konstante C_E um eine dimensionlose Größe handelt, ist sie keine universelle Konstante, sondern es wurde oft festgestellt,

dass sie bei Variation der Porosität und Struktur der porösen Medien ebenfalls variiert. Nach der Modifikation des Ansatzes von *Ergun* durch Macdonald et al. (1979) und der Erweiterung auf dreidimensionale Strömungen von Kaviany (1995), wird die *Ergun*-Konstante C_E als die folgende Funktion der Volumenporosität ε aufgefasst:

$$C_E = \frac{C}{\sqrt{180}} \varepsilon^{-3/2} \quad (5.52)$$

Die dimensionlose Größe C in Gleichung (5.52) ist per Definition eine reine Konstante. Aus dem Einsetzen von Gleichung (5.52) für die *Ergun*-Konstante C_E in Gleichung (5.51) resultiert eine weitere Form der *Forchheimer*-Gleichung, die im Unterschied zur Gleichung (5.51) wieder zwei materialspezifische Parameter enthält, den Permeabilitätskoeffizienten α und die Volumenporosität ε :

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{\alpha} v + \frac{C}{\sqrt{180 \cdot \alpha}} \varepsilon^{-3/2} \varrho_f v^2 \quad (5.53)$$

Zusätzlich zur Modifikation der *Forchheimer*-Gleichung schlug *Ergun* (1952) in [39] ein neues Modell vor, das sowohl auf den im Paragraph 5.1.3.1 vorgestellten Modellen zum hydraulischen Durchmesser als auch auf der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56) basierte. Da ein fließender Übergang von der rein laminaren zur rein turbulenten Strömung stattfindet, konnte *Ergun* mit seinem Modell, in dem er zwei jeweils für laminare und turbulente Strömungen gültige Modelle additiv zu einer einzigen Beziehung vereinigte, die im laminar-turbulenten Übergangsbereich ermittelten experimentellen Daten recht gut wiedergeben. Dieses Modell für den Strömungswiderstand in porösen Medien wird als die *Ergun*-Gleichung bezeichnet:

$$\frac{\Delta p}{L} = 150 \cdot \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\mu_f}{D_p^2} \cdot v + 1,75 \cdot \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\varrho_f}{D_p} \cdot v^2 \quad (5.54)$$

Die *Ergun*-Gleichung (5.54) ist das am meisten verwendete Strömungswiderstandsmodell für Strömungen in Schüttungen. Als Bezugslänge D_p kann entweder der äquivalente mittlere Durchmesser $\overline{D_e}$ seiner Partikel oder aber eine anderweitig geeignete charakteristische Länge des porösen Mediums gewählt werden. Nach Bird et al. [10] bezieht sich die *Ergun*-Gleichung (5.54) auf den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$.

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (5.54) wird als *Blake-Kozeny*-Gleichung bezeichnet (vgl. Diagramm 5.4), welche den Verlust an Strömungsenergie repräsentiert, der hauptsächlich in der laminaren Strömung durch deren Zähigkeit verursacht wird. In Strömungen mit geringer Strömungsgeschwindigkeit oder geringen Werten der modifizierten Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ aus Gleichung (5.15), d.h. für Werte $Re_{d_h}^* < 10$, ist der Strömungsdruckverlust Δp

nach Bird et al. [10] im wesentlichen eine Folge des Verlusts an Strömungsenergie aufgrund der auftretenden Zähigkeitskräfte.

Wenn der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (5.54) vernachlässigt wird, reduziert sich Gleichung (5.54) zur *Burke-Plummer-Gleichung* (5.56), welche den Verlust an kinetischer Strömungsenergie repräsentiert, der hauptsächlich in der turbulenten Strömung auftritt. Nach Bird et al. [10] dominiert der Verlust an kinetischer Strömungsenergie im Bereich der modifizierten Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^* > 100$ den Druckverlust Δp in der Strömung.

Gleichung (5.54) lässt sich nach dem in Gleichung (5.14) definierten Reibungsfaktor f^* auflösen, was auf die folgende, dimensionslose Form der *Ergun-Gleichung* führt:

$$f^* = a \cdot (Re_{d_h}^*)^{-b} + c \quad (5.55)$$

mit der modifizierten Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ für Strömungen in Schüttungen gemäß Gleichung (5.15). Mit den Koeffizienten $a = 150$, $b = 1$ und $c = 1,75$ in Gleichung (5.55) lassen sich die experimentellen Daten im Diagramm 5.4, in dem die Werte des dimensionslosen Reibungsfaktors f^* über den zugehörigen Werten der modifizierten Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ aufgetragen wurden, über den gesamten Bereich der Reynolds-Zahl $Re_{d_h}^*$ sehr gut mathematisch beschreiben. Aus der Grenzwertbetrachtung von Gleichung (5.55) für $Re_{d_h}^* \rightarrow \infty$ leitet sich der untere Grenzwert des dimensionslosen Reibungsfaktors $f^* = 1,75$ ab, wie er auch im Diagramm 5.4 am Verlauf der experimentellen Daten zu erkennen ist.

5.1.5. Modelle für turbulente Strömungen in porösen Medien

Gemäß der im Paragraph 5.1.2.6 vorgenommenen Einteilung der drei Strömungsformen in porösen Medien (laminar, laminar-turbulent und vollturbulent) treten die turbulente Strömungen nur bei hohen Reynolds-Zahlen auf. Der vollturbulente Strömungsbereich wird erst bei Werten der Reynolds-Zahl von etwa $Re_{d_h} \approx 1000$ (s. Diagramm 5.2) bzw. bei Werten der modifizierten Reynolds-Zahl von etwa $Re_{d_h}^* \approx 2000$ (s. Diagramm 5.4) erreicht.

Im Paragraph 5.1.2.5 wurde vorausgesetzt, dass für diese Größenordnung der Reynolds-Zahl Re_{d_h} bzw. $Re_{d_h}^*$ die Zähigkeitskräfte gegenüber den Trägheitskräften vernachlässigbar klein sind. Die in diesem Strömungsbereich gültige *Burke-Plummer-Gleichung* berücksichtigt daher nur die Trägheitskräfte. Die *Burke-Plummer-Gleichung* lässt sich demzufolge unmittelbar aus der *Ergun-Gleichung* (5.54) ableiten, wenn bei dieser der erste Term wegfällt, der den Anteil der Zähigkeitskräfte am Druckverlust Δp in der Strömung repräsentiert:

$$\frac{\Delta p}{L} = 1,75 \cdot \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{\rho_f}{D_p} v^2 \quad (5.56)$$

mit der im Paragraph 5.1.4.2 erläuterten Bezugslänge D_p . Die von *Burke & Plummer* (1928) in [17] aufgestellte Gleichung (5.56) eignet sich insbesondere zur Modellierung des Verhaltens der turbulenten Strömung in porösen Medien, weil sie den Verlust an kinetischer Strömungsenergie beschreibt, welcher im angegebenen Bereich der Reynolds-Zahl Re_{d_h} den Druckverlust Δp in der Strömung dominiert. Sie beinhaltet jedoch neben einem Porositätsfaktor $f(\varepsilon) = (1 - \varepsilon)/\varepsilon^3$ zusätzlich eine empirische Konstante 1,75. Um sie in eine allgemeingültige Form zu überführen, wird die Konstante, der Porositätsfaktor und die Bezugslänge D_p zum Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten β zusammengefasst:

$$\frac{1}{\beta} \equiv 1,75 \cdot \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{1}{D_p} \quad (5.57)$$

Mit der Einführung des Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten β gemäß Gleichung (5.57) kann eine modifizierte Form der *Burke-Plummer*-Gleichung (5.56) aufgestellt werden, bei der es sich um die im Paragraph 5.1.2.5 vorgestellte Gleichung (5.10) handelt.

5.1.6. Modelle mit Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$

Der Einfluss der Tortuosität auf laminare Strömungen in porösen Medien wird durch die Einführung des Tortuositätskoeffizienten in die *Darcy*-Gleichung (2.5) berücksichtigt. Im Paragraph 5.1.3.1 wurde ein Koeffizientenvergleich zwischen den Koeffizienten in der *Darcy*-Gleichung und denen im *Hagen-Poiseuilleschen* Gesetz durchgeführt, der zur Formulierung von Gleichung (5.38) führte, in der der *Darcy*-Permeabilitätskoeffizient k als Funktion des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und des mittleren Durchmessers $\bar{d}$ der gewundenen, zylindrischen Kapillarröhrchen sowie der Volumenporosität ε ausgedrückt wird.

Der Ausdruck für k in Gleichung (5.38) ist mit der Definition des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten in der *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.16) vergleichbar, die allerdings mit dem mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle anstelle des mittleren Durchmessers $\bar{d}$ der zylindrischen Kapillarröhrchen aufgestellt wurde. Die Einführung eines numerischen Faktors f_{CK} , der in der Literatur (z.B. bei Mauran et al. [83]) als der Form-Faktor von *Carman-Kozeny* bezeichnet wird, in die von *Carman-Kozeny* formulierte Definitionsgleichung des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k ermöglicht es hingegen, diesen in Abhängigkeit vom mittleren hydraulischen Kanaldurchmesser $\bar{d}_h$ zu bestimmen. Der Wert des Form-Faktors variiert mit der geometrischen Form der Querschnittsfläche der Kapillarkanäle. Gelegentlich wird in der Literatur der Form-Faktor f_{CK} und der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ zu einem einzigen Koeffizienten zusammengefasst. Da das Verhältnis zwischen dem Form-Faktor und dem Tortuositätskoeffizient annähernd konstant ist (vgl. Mauran et al. [83]), wird

der aus den beiden Faktoren gebildete Koeffizient daher oft auch als *Carman-Kozeny*-Konstante bezeichnet. Aus der folgenden Aufstellung können einige der von *Kozeny* für den Form-Faktor f_{CK} angegebenen Werte entnommen werden [8].

$$\text{Für einen Kreis:} \quad f_{CK} = 2,0 \quad (5.58)$$

$$\text{Für ein Quadrat:} \quad f_{CK} \approx 1,78 \quad (5.59)$$

$$\text{Für ein gleichseitiges Dreieck:} \quad f_{CK} \approx 1,675 \quad (5.60)$$

$$\text{Für ein schlankes Rechteck:} \quad f_{CK} \approx 1,5 \quad (5.61)$$

Carman-Kozeny berücksichtigten die Abhängigkeit des Permeabilitätskoeffizienten k von der Tortuosität indem sie nachträglich den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ aus Gleichung (2.2) in die von ihnen aufgestellte Gleichung (5.16) einführten. In dieser entsprechend modifizierten Form lautet die von *Carman-Kozeny* für den *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k aufgestellte Definitionsgleichung:

$$k = \frac{\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \overline{d_h}^2}{16 \cdot f_{CK}} \quad (5.62)$$

Werden wie z.B. in den Kapillarröhrchen-Modellen ausschließlich zylindrische Kapillarröhrchen betrachtet [1], so nimmt gemäß Gleichung (5.58) der Form-Faktor den Wert $f_{CK} = 2$ an. Folglich ist für diesen Wert des Form-Faktors die im Paragraph 5.1.3.1 aus den Kapillarröhrchen-Modellen abgeleitete Gleichung (5.38) des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k mit der modifizierten *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.62) identisch.

Aufgrund der Betrachtung als ein Bündel von identischen gewundenen Kapillarröhrchen, die durch einen gemeinsamen Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und einen mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ charakterisiert werden können, weist die Strömung durch das poröse Medium Ähnlichkeiten zur Rohrströmung auf. Unter Ausnutzung dieser Analogie definierten *Comiti et al.* [23] zwei charakteristische, dimensionslose Kennzahlen, die mit denen der Rohrströmung korrespondieren. Bei diesen Kennzahlen handelt es sich um den Reibungsfaktor f_p und die Reynolds-Zahl Re_p auf der Porenebene. Der dimensionslose Poren-Reibungsfaktor f_p ist an den in Gleichung (5.11) definierten, makroskopischen *Fanning*-Reibungsfaktor f angelehnt. Gegenüber Gleichung (5.11) wurde bei der Definition des Poren-Reibungsfaktors f_p anstelle der makroskopischen *Darcy*-Geschwindigkeit v die Geschwindigkeit u in den Kapillarkanälen aus Gleichung (5.6) und anstelle der geometrischen Länge L die effektive Länge L_e der Kapillarkanäle verwendet. In der resultierenden Gleichung für den Poren-Reibungsfaktor wurde letztere Länge mit Hilfe von Gleichung (2.2) jedoch wie-

der durch den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und die geometrische Länge L ausgedrückt:

$$f_p = \frac{\sqrt{\mathcal{T}}}{2} \cdot \frac{\Delta p}{\varrho_f \cdot u^2} \cdot \frac{\overline{d_h}}{L} \quad (5.63)$$

Als Vorlage für die Poren-Reynolds-Zahl Re_p diene die in Gleichung (5.8) definierte Reynolds-Zahl Re_{d_h} . Wie bereits zuvor beim Poren-Reibungsfaktor f_p wurde jedoch bei der Definition der Poren-Reynolds-Zahl Re_p gegenüber Gleichung (5.8) anstelle der makroskopischen *Darcy*-Geschwindigkeit v die Geschwindigkeit u in den Kapillarkanälen verwendet:

$$Re_p = \frac{u \cdot \varrho_f \cdot \overline{d_h}}{\mu_f} \quad (5.64)$$

Analog zur Beziehung zwischen dem *Fanning*-Reibungsfaktor f und der Reynolds-Zahl Re_{d_h} gemäß Gleichung (5.12), existiert auch zwischen dem Poren-Reibungsfaktor f_p und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p eine Beziehung, die im Bereich der laminaren Strömung durch das poröse Medium mittels einer linearen Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ angenähert werden kann. In identischer Weise, wie sie im Paragraph 5.1.2.6 für den *Fanning*-Reibungsfaktor f beschrieben wurde, lässt sich auch der Poren-Reibungsfaktor f_p mit Hilfe dieser Ausgleichsfunktion in die von *Darcy* in Gleichung (2.5) formulierte, lineare Beziehung zwischen dem Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ und der *Darcy*-Geschwindigkeit v überführen. Dafür muss allerdings die tatsächliche Kanalgeschwindigkeit u gemäß Gleichung (5.7) durch die *Darcy*-Geschwindigkeit v substituiert werden, wobei zum Zweck der Vereinheitlichung $\varepsilon_A = \varepsilon$ gesetzt wird:

$$f_p = \frac{c}{Re_p} \quad (5.65)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\sqrt{\mathcal{T}}}{2} \cdot \frac{\Delta p}{\varrho_f \cdot u^2} \cdot \frac{\overline{d_h}}{L} = \frac{c \cdot \mu_f}{u \cdot \varrho_f \cdot \overline{d_h}}$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta p}{L} = \frac{\mu_f}{k} \cdot v$$

$$\text{mit: } k = \frac{\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \overline{d_h}^2}{2 \cdot c} \quad (5.66)$$

Bei der Definition des Poren-Reibungsfaktors f_p und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p in Gleichung (5.63) und Gleichung (5.64), setzten Comiti et al. [23] eine kreisförmige Querschnittsfläche der Kapillarröhrchen voraus, für welche der Form-Faktor von *Carman-Kozeny* gemäß Gleichung (5.58) den Wert $f_{CK} =$

2,0 aufweist. Mit dem Ausdruck für den *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k in Gleichung (5.66) kann der tatsächliche Wert des Form-Faktors f_{CK} empirisch bestimmt werden. Dazu muss Gleichung (5.66) mit der modifizierten *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.62) gleichgesetzt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon \cdot T \cdot \overline{d_h}^2}{2 \cdot c} &= \frac{\varepsilon \cdot T \cdot \overline{d_h}^2}{16 \cdot f_{CK}} \\ \Rightarrow f_{CK} &= \frac{c}{8} \end{aligned} \quad (5.67)$$

Um den Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny* mit Gleichung (5.67) berechnen zu können, muss folglich im Bereich der laminaren Strömung durch das poröse Medium die Konstante c der linearen Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ empirisch bestimmt werden.

Analog zu den verschiedenen, im Unterabschnitt 5.1.1 definierten Größen der Strömungsgeschwindigkeit wird in der Literatur auch bei der Definition der Permeabilität der Bezug zum jeweiligen geometrischen Maßstab berücksichtigt, woraus unterschiedliche Permeabilitätskoeffizienten k und k_p resultieren. Die Definition des Permeabilitätskoeffizienten k_p , der auf den auf der Porenebene herrschenden geometrischen Maßstab bezogen ist, geht unmittelbar aus der im Paragraph 5.1.3.1 vom *Hagen-Poiseuilleschen*-Gesetz für zylindrische Kapillarkanäle abgeleiteten Gleichung (5.24) hervor:

$$k_p = \frac{\overline{d}^2}{32} \quad (5.68)$$

Auf der Porenebene ist der Permeabilitätskoeffizient gemäß Gleichung (5.68) lediglich eine Funktion des mittleren Durchmessers $\overline{d}$ der Kapillarkanäle. Ein Koeffizientenvergleich zwischen den Koeffizienten in Gleichung (5.38) und in Gleichung (5.68) führt auf die folgende Beziehung zwischen dem makroskopischen *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k und dem mikroskopischen Permeabilitätskoeffizienten k_p :

$$k = \varepsilon \cdot T \cdot k_p \quad (5.69)$$

Analog zu Gleichung (5.7), mit der die *Darcy*-Geschwindigkeit v in Bezug zur Geschwindigkeit u in den Kapillarkanälen gesetzt wird, lässt sich mit Gleichung (5.69) der Permeabilitätskoeffizient des porösen Materials unmittelbar von der Porenebene auf die makroskopische Betrachtungsebene überführen, wobei das Produkt aus Volumenporosität ε und Tortuositätskoeffizient T als Skalierungsfaktor dient.

Im laminar-turbulenten Übergangsbereich kann der Einfluss der Tortuosität durch die Einführung des Tortuositätskoeffizienten in das *Forchheimer*-Modell

berücksichtigt werden. Für die beiden im *Forchheimer*-Modell verwendeten Permeabilitätskoeffizienten gelten dabei ähnliche Beziehungen zwischen den jeweiligen Größen der Koeffizienten auf der Porenebene (α_p, β_p) und auf der makroskopischen Betrachtungsebene (α, β), wie beim Permeabilitätskoeffizienten des *Darcy*-Modells. Analog zu Gleichung (5.69) lauten die entsprechenden Beziehungen:

$$\alpha = \varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \alpha_p \quad (5.70)$$

$$\beta = \varepsilon^2 \cdot \mathcal{T}^{3/2} \cdot \beta_p \quad (5.71)$$

Zur weiteren Entwicklung des *Forchheimer*-Modells für Strömungen in gewundenen Kapillarkanälen, müssen die beiden Permeabilitätskoeffizienten auf der Porenebene (α_p, β_p) definiert werden. Bei ihrer Definition wird wiederum auf die modifizierte *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.62) zurückgegriffen. Für die beiden Permeabilitätskoeffizienten α_p und β_p in realen porösen Medien werden Kapillarkanäle mit variierenden Querschnittsformen betrachtet. Der Einfluss der nicht kreisförmigen Querschnitte der Kapillarkanäle auf das Strömungsverhalten wird durch die Verwendung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d}_h$ anstelle des mittleren Durchmessers $\overline{d}$ und der Berücksichtigung des Form-Faktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* kompensiert.

$$\alpha_p = \frac{\overline{d}_h^2}{16 \cdot f_{CK}} \quad (5.72)$$

$$\beta_p = \frac{\overline{d}_h}{K} \quad (5.73)$$

Der K -Faktor in Gleichung (5.73) ist eine Konstante, die die Allgemeingültigkeit des Modells für den Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten gewährleisten soll. Analog zum Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny*, variiert der Wert des K -Faktors mit der geometrischen Form der Querschnittsfläche der Kapillarkanäle, aber zusätzlich auch mit der Art des porösen Materials. Mit der Definition der beiden Permeabilitätskoeffizienten auf der Porenebene (α_p, β_p) gemäß den Gleichungen (5.72) und 5.73), sowie ihrer jeweiligen Beziehung zu den korrespondierenden Permeabilitätskoeffizienten (α, β) auf der makroskopischen Betrachtungsebene gemäß den Gleichungen (5.70) und 5.71), lassen sich die folgenden Definitionsgleichungen für die beiden „makroskopischen“ Permeabilitätskoeffizienten aufstellen:

$$\alpha = \frac{\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \overline{d}_h^2}{16 \cdot f_{CK}} \quad (5.74)$$

$$\beta = \frac{\varepsilon^2 \cdot T^{3/2} \cdot \overline{d_h}}{K} \quad (5.75)$$

In ähnlicher Weise wie auf der makroskopischen Betrachtungsebene die Strömung durch poröse Medien im laminar-turbulenten Übergangsbereich mit der dimensionslosen Form der *Ergun*-Gleichung (5.55) beschrieben werden kann, lässt sich in diesem Strömungsbereich gleichfalls das Verhalten der Strömung in den Kapillarkanälen mit einer dimensionslosen Gleichung wiedergeben, die von Comiti et al. [23] entwickelt wurde. Analog zur dimensionslosen *Ergun*-Gleichung (5.55) handelt es sich bei der Gleichung von Comiti et al. ebenfalls um die Beziehung zwischen einem dimensionslosen Reibungsfaktor und einer Reynolds-Zahl. Im Unterschied zur Gleichung (5.55) verwendeten Comiti et al. für ihre Gleichung jedoch den Poren-Reibungsfaktor f_p und die Poren-Reynolds-Zahl Re_p , welche in den Gleichungen (5.63) bzw. (5.64) definiert wurden, anstelle des makroskopischen Reibungsfaktors f^* aus Gleichung (5.14) und der Reynolds-Zahl Re_{dh}^* aus Gleichung (5.15). Die von Comiti et al. mit den beiden empirischen Konstanten K_1 und K_2 entwickelte Gleichung lautet:

$$f_p = \frac{K_1}{Re_p} + K_2 \quad (5.76)$$

5.2. Molekularer Stofftransport nach der TPM

Zusätzlich zum konvektiven Stofftransport mit der Strömung in porösen Medien, tritt ein molekularer Stofftransport zum Ausgleich von Konzentrationsunterschieden auf, die zwischen dem Strömungsmedium im porösen Material und dem Medium in dessen Umgebung herrschen. Der Ausgleich von Konzentrationsunterschieden durch molekularen Stofftransport wird als molekulare Diffusion bezeichnet. In Analogie zum Abbau von Temperaturunterschieden durch Wärmeleitung [58, 59], folgt die Diffusion Gesetzmäßigkeiten, die denen der Wärmeleitung äquivalent sind. Die molekulare Diffusion wird mit den *Fick'schen*-Gesetzen [88] beschrieben.

Der Stofftransport durch Diffusion beruht auf der thermischen Eigenbewegung von Teilchen, bei denen es sich um Atome oder Moleküle handeln kann. Bei ungleichmäßiger Verteilung bewegen sich die Teilchen aus Bereichen hoher in Bereiche geringer Konzentration bzw. Teilchendichte. Nach dem Ersten *Fick'schen*-Gesetz ist die Teilchenstromdichte j bei stationärer Diffusion proportional zum Gradienten ∇C der Konzentration C entgegen der Diffusionsrichtung. Die Proportionalitätskonstante ist der molekulare Diffusionskoeffizient D_m der beteiligten Spezies. Das Erste *Fick'sche*-Gesetz beschreibt einen zeitlich konstanten Diffusionsstrom mit der Teilchenstromdichte j . Es ist mit der von

Biot und Fourier aufgestellten Gleichung $\dot{q} = -\lambda \cdot \nabla T$ der Wärmestromdichte $\dot{q}$ vergleichbar:

$$j = -D_m \cdot \nabla C \quad (5.77)$$

mit:

C	:	Konzentration, SI-Einheit [mol/m ³]
D_m	:	molekularer Diffusionskoeffizient, SI-Einheit [m ² /s]
j	:	Teilchenstromdichte, SI-Einheit [mol/(m ² s)]

Die Teilchenstromdichte j ist die Anzahl der Teilchen einer Stoffmenge n in [mol], die sich pro Zeiteinheit t in [s] durch eine Flächeneinheit A in [m²] bewegen, welche senkrecht zur Diffusionsrichtung liegt. Wird die Teilchenstromdichte auf eine bestimmte Fläche A aufgeprägt, so lässt sich Gleichung (5.77) zu einer Transportgleichung für den zeitlich konstanten Diffusionsstrom J bei stationärer Diffusion mit der SI-Einheit [mol/s] erweitern:

$$J = j \cdot A = -D_m \cdot A \cdot \nabla C \quad (5.78)$$

Die Diffusion ist vor allem auf der mikroskopischen Ebene wirksam; auf größeren Skalen dominiert in Flüssigkeiten und Gasen der konvektive Stofftransport durch Strömung. Analog zum Wärmetransport durch Wärmeleitung [58, 59], ist der molekulare Stofftransport durch Diffusion ein mikroskopischer Transportprozess, der in Gasen durch die *Chapman-Enskog*-Theorie der Transportprozesse beschrieben wird. Der konvektive Stofftransport ist hingegen ebenso wie der konvektive Wärmetransport ein makroskopischer Transportprozess, der mehrere Größenordnungen über dem molekularen Stofftransport liegen kann.

Der Anteil des molekularen Stofftransports am gesamten Stofftransport in einer effusiv gekühlten Schubkammerwand, ist demzufolge gegenüber dem konvektiven Stofftransport vernachlässigbar klein. Zwar übt der molekulare Stofftransport somit keinen unmittelbaren Einfluss auf die Effusionskühlung der Schubkammerinnenwand aus, in der vorliegenden Arbeit wurde jedoch die molekulare Diffusion eines Messmediums durch das poröse C/C-Wandmaterial als Messmethode verwendet, um in Abwesenheit des konvektiven Stofftransports den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ der porösen Mikrostruktur zu bestimmen. Auf diese Messmethode wird im Unterabschnitt 5.2.2 eingegangen.

Die *Fick'sche* oder auch Massendiffusion wird in Temperaturfeldern von der Thermodiffusion begleitet, die aufgrund von Temperaturgradienten entsteht. Entlang eines Temperaturabfalls stellen sich im Zweistoffgemisch Diffusionsströme ein, deren Massenstromdichte jedoch wesentlich kleiner als die beim molekularen Stofftransport ist. Daher wird im folgenden angenommen, dass die Thermodiffusion gegenüber der *Fick'schen* Diffusion vernachlässigt werden kann.

5.2.1. Kinetische Gastheorie

Die Impuls-, Wärme- und Stofftransportprozesse in Flüssigkeiten und Gasen werden durch die zugehörigen drei Transportkoeffizienten kinematische Viskosität ν , Temperaturleitfähigkeit a und Diffusionskoeffizient D_m beschrieben, die alle die gleiche SI-Einheit m^2/s besitzen. Die kinematische Viskosität ist definiert als Quotient aus der dynamische Viskosität μ und der Dichte ϱ : $\nu = \mu/\varrho$. Die Temperaturleitfähigkeit ist definiert als Quotient aus dem Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten λ und dem Produkt aus Dichte ϱ und spezifischer Wärmekapazität c_p : $a = \lambda/(\varrho \cdot c_p)$. Unter der Voraussetzung, dass die benötigten Stoffeigenschaften (Dichte ϱ , dynamische Viskosität μ , Wärmeleitfähigkeit λ , spezifische Wärmekapazität c_p) bekannt sind, können die kinematische Viskosität ν und die Temperaturleitfähigkeit a gemäß ihrer jeweils zugehörigen Definitionsgleichung berechnet werden. Die Berechnung des molekularen Diffusionskoeffizienten D_m in Gasen erfordert hingegen die Einführung der *Chapman-Enskog*-Theorie und die Verwendung von molekularen Daten. Diese Methode, die von Bird et al. [10] und Hirschfelder et al. [69] umfassend dargestellt wurde, beruht auf der Annahme, dass Atome als harte Kugeln betrachtet werden können (vgl. Haarmann [61]).

Die *Chapman-Enskog*-Theorie ist eine Erweiterung der kinetischen Gastheorie, die nach der von *Enskog* (1917) vorgeschlagenen Einführung von „Formalen Methoden“ in die kinetische Gastheorie benannt wurde. Diese besagt, dass sich Gase aus vielen einzelnen Atomen bzw. Molekülen zusammensetzen, die jedes für sich eine Masse m und eine Geschwindigkeit c haben. Nach der für dünne bzw. ideale Gase aufgestellten, elementaren kinetischen Gastheorie [115] weisen alle gasförmigen Stoffe im verdünnten Zustand bemerkenswerte Gemeinsamkeiten hinsichtlich ihres Verhaltens auf. Je dünner ein Gas ist, desto deutlicher treten die gemeinsamen Eigenschaften hervor, die im Grenzfall hoher Verdünnung den Charakter strenger Gesetze annehmen. Das wichtigste von diesen Gesetzen ist das sogenannte allgemeine bzw. ideale Gasgesetz. Während sich z.B. bei festen Stoffen das Volumen einer abgegrenzten Stoffmenge beim Erwärmen oder Zusammendrücken je nach Art des Stoffes einmal mehr und einmal weniger ändert, verhalten sich sämtliche dünnen Gase hier gleich. Die relativen Abweichungen des nach dem idealen Gasgesetz berechneten Volumens vom tatsächlichen Wert liegen bereits unter Umgebungsbedingungen für die verschiedensten Gase in der Größenordnung von nur 1 % und streben mit sinkendem Druck p proportional zu p gegen null. Bei Luft unter Umgebungsbedingungen liegen die Abweichungen sogar nur im Promillebereich, so dass die Luft als Modell für ein dünnes Gas gelten kann.

Die Behandlung der Transportprozesse in der elementaren kinetischen Gastheorie beschreibt das ungefähre Verhalten der Transportkoeffizienten dünner

Gase hinreichend genau und führt zu einer größenordnungsmäßigen Übereinstimmung mit experimentell bestimmten Werten. Zur Bestimmung der Transportkoeffizienten realer Gase mit einer annehmbaren Genauigkeit, sind die mit der elementaren kinetischen Gastheorie erzielten Ergebnisse andererseits nur von begrenztem Nutzen. Die striktere *Chapman-Enskog*-Theorie der Transportprozesse liefert hingegen angemessen genaue Transportkoeffizienten. Sie basiert zwar auf der gleichen Hypothese wie die elementare kinetische Gastheorie, d.h. die Gase sind ausreichend verdünnt und nur Stöße zwischen zwei Teilchen tragen zum Kollisionsintegral Ω bei, aber sie berücksichtigt zusätzlich den Einfluss eines angenommenen Interaktionspotentials während des molekularen Kollisionsprozesses. Darüber hinaus wird eine Gewichtung jeder Interaktion zwischen den Teilchen im Verhältnis zu allen anderen möglichen elastischen Stößen angenommen, wozu die *Maxwell-Boltzmann*-Verteilung der molekularen Geschwindigkeiten $\bar{c}$ verwendet wird.

5.2.2. Theorie zur Bestimmung der Tortuosität

Basierend auf der im Unterabschnitt 2.3.1 erläuterten Definition der Tortuosität, wird in diesem Unterabschnitt die in der vorliegenden Arbeit verwendete Methode zur Messung des in Gleichung (2.2) formulierten Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ beschrieben. Zur Messung dieser Impuls- und Stofftransporteigenschaft poröser Medien können zwei verschiedene experimentelle Techniken angewendet werden. Die erste, am häufigsten eingesetzte Methode besteht in der Messung der effektiven elektrischen Leitfähigkeit γ_e des porösen Materials während dessen Sättigung mit einem Fluid, von dem die Leitfähigkeit γ gegeben ist. Den von Wyllie (1957) durchgeführten Forschungen zufolge, ist das Produkt aus der Volumenporosität ε und der Tortuosität $\mathcal{T}$ des Materials umgekehrt proportional zum Quotienten γ/γ_e :

$$\frac{1}{\varepsilon \cdot \mathcal{T}} \sim \frac{\gamma}{\gamma_e} \quad (5.79)$$

Diese Technik kommt vor allem bei der Bestimmung der Tortuosität von Gestein zum Einsatz. Ihr Nachteil besteht darin, dass sie nur bei porösen Medien verwendet werden kann, deren feste Phase ein elektrischer Isolator ist. Aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit des in Form von Graphit (G) vorliegenden Kohlenstoffs, bei dem es sich um einen guten elektrischen Leiter mit einer Leitfähigkeit von $\gamma_G = 3 \cdot 10^6$ Siemens/m handelt, ist folglich die Verwendung dieser Technik zur Bestimmung der Tortuosität von C/C-Material ausgeschlossen. Für elektrisch leitfähige Medien wie dem C/C-Material ist die Bestimmung ihrer Tortuosität auf den Einsatz der zweiten Technik begrenzt, die in der Messung

eines effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} eines Fluids bei dessen Diffusion durch das poröse Material besteht. Aus den von *Epstein* (1989) auf diesem Gebiet durchgeführten Studien, welche im folgenden Paragraphen 5.2.2.2 beschrieben werden, stammt die folgende Beziehung:

$$\varepsilon \cdot \mathcal{T} = \frac{D_{jke}}{D_{jk}} \quad (5.80)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Volumenporosität ε gegeben ist, lässt sich durch die Messung der beiden Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} mit Gleichung (5.80) demnach indirekt der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ bestimmen. Der Diffusionskoeffizient D_{jk} bezieht sich auf die Diffusion eines einphasigen (gasförmigen), homogenen Mediums in die Luft, von der das poröse Material umgeben ist. Das Messmedium (Spezies „1“) und die Umgebungsluft (Spezies „2“) bilden zusammen ein Zweistoffgemisch idealer Gase, in dem die Diffusion mit dem in Gleichung (5.81) definierten binären, molekularen Diffusionskoeffizienten $D_{m_{12}}$ beschrieben werden kann (s. Paragraph 5.2.2.1 im Folgenden), d.h. es gilt $D_{jk} = D_{m_{12}}$.

Nach Grathwohl [54] beschreibt der effektive Diffusionskoeffizient D_{jke} die Diffusion des gleichen Messmediums im Inneren des porösen Materials, dessen offene Poren in Verbindung zur Umgebung stehen und deshalb ebenfalls mit Umgebungsluft gefüllt sind. Er ist eine makroskopische Größe, da er nicht einzelne Poren sondern den gesamten Porenraum betrachtet, der durch die für den Transport verfügbare Porosität und die Tortuosität beschrieben wird. Die für den Transport zur Verfügung stehende Porosität entspricht der Gesamtporosität abzüglich der Poren, die aufgrund ihrer Größe für die diffundierenden Teilchen nicht zugänglich sind, und abzüglich der im Unterabschnitt 2.3.4 beschriebenen geschlossenen Poren und Sackgassen-Poren.

5.2.2.1. Molekularer Diffusionskoeffizient D_m nach der Chapman-Enskog-Theorie

Die in diesem Paragraphen aufgeführten Gleichungen sind bei Strehlow [115] nachzulesen. Für den binären, molekularen Diffusionskoeffizienten $D_{m_{12}}$ in einem Zweistoffgemisch idealer Gase, in der die beiden Spezies im Gemisch durch die Indizes 1 und 2 repräsentiert werden, folgt aus der *Chapman-Enskog*-Theorie die Definitionsgleichung (5.81):

$$D_{m_{12}} = 5,9543 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\sqrt{T^3 \cdot \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right)}}{p \cdot (\sigma_0)_{12}^2 \cdot \Omega_{D_{12}}} \quad \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right] \quad (5.81)$$

In einem binären Gemisch aus den Stoffen 1 und 2, entspricht der durch den Diffusionskoeffizienten $D_{m_{12}}$ beschriebenen Diffusion von Spezies 1 in Spezies 2 eine äquivalente entgegengerichtete Diffusion von Spezies 2 in Spezies 1 mit einem Diffusionskoeffizienten $D_{m_{21}}$ gleichen Betrages, d.h. $|D_{m_{12}}| = |D_{m_{21}}|$. Der Betrag des binären, molekularen Diffusionskoeffizienten $D_{m_{12}}$ ist daher für beide Stoffe im Gemisch identisch. Die in Gleichung (5.81) verwendeten Größen sind:

- die Temperatur T in [K]
- der Druck p in [Pa]
- das Molekulargewicht M in [kg/mol]
- der Stoßdurchmesser $(\sigma_0)_{12}$ in [nm]
- das dimensionslose Kollisionsintegral für die Diffusion Ω_D

Die erste Unbekannte in Gleichung (5.81) ist der Stoßdurchmesser $(\sigma_0)_{12}$, der ein Maß für den wirksamen Moleküldurchmesser darstellt. Er repräsentiert die kleinstmögliche Distanz, bis zu der sich zwei Moleküle einander annähern können, d.h. er stellt den Molekülabstand dar, bei dem sich die Anziehungs- und Abstoßungskräfte zwischen den Molekülen miteinander im Gleichgewicht befinden. Per Definition wird der Stoßdurchmesser $(\sigma_0)_{12}$ aus den jeweiligen Moleküldurchmessern $(\sigma_{0_1}, \sigma_{0_2})$ der beiden beteiligten Spezies gebildet:

$$(\sigma_0)_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_{0_1} + \sigma_{0_2}) \quad [\text{nm}] \quad (5.82)$$

In [115] sind die Werte für den Moleküldurchmesser σ_0 in der Einheit [nm] für die Moleküle bestimmter Spezies in tabellierter Form angegeben. Das eigentliche Problem, das bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D_m nach der *Chapman-Enskog*-Theorie auftritt, ist die zweite unbekannte Größe in Gleichung (5.81), bei der es sich um das Kollisionsintegral Ω_D für die Diffusion handelt. Da sich das Kollisionsintegral nur numerisch mit Hilfe eines angenommenen Interaktionspotentials berechnen lässt, wurden in der vorliegenden Arbeit berechnete Werte von $\Omega_{D_{12}}$ für die betreffenden Spezies aus den in Strehlow [115] angegebenen Tabellen entnommen.

5.2.2.2. Gleichung von Epstein

In diesem Paragraphen wird die Theorie zur Analyse des Diffusionsstroms in porösen Medien beschrieben, wie sie von *Epstein* [38] in seinen Untersuchungen entwickelt wurde. In der von ihm aufgestellten Gleichung (5.80) formulierte *Epstein* eine Beziehung zwischen dem effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke}

im porösen Material und dem Diffusionskoeffizienten D_{jk} in gasförmigen, homogenen Medien, gemäß der die beiden Koeffizienten über das Produkt aus Volumenporosität ε und Tortuosität $\mathcal{T}$ des Materials miteinander verknüpft sind.

Zur Unterscheidung zwischen den betreffenden zwei Diffusionsprozessen, werden den zugehörigen Diffusionsströmen die jeweiligen Teilchenstromdichten j_1 und j_2 zugeordnet. Der Index 1 charakterisiert die Diffusion des gasförmigen Messmediums in die homogene Luft, der Index 2 die Diffusion des Messmediums im porösen Material. Im Fall von stationärer Diffusion handelt es sich bei j_1 und j_2 um Teilchenstromdichten, die mit dem Ersten *Fick'schen*-Gesetz (5.77) bestimmt werden. Bild 5.2 zeigt einen Vergleich zwischen den beiden unterschiedlichen Diffusionsprozessen im stationären Zustand.

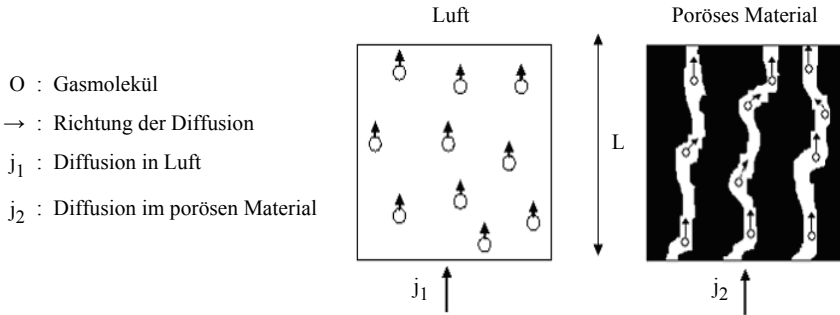


Bild 5.2.: Diffusion in gasförmigen, homogenen Medien und im porösen Material

In der gleichen Weise wie bei der Modellierung des Impulstransports im Abschnitt 5.1 die Größe der Strömungsgeschwindigkeit entsprechend zum geometrischen Maßstab der porösen Struktur skaliert wurde, wird auch beim molekularen Stofftransport je nach Betrachtungsebene zwischen verschiedenen Größen des Diffusionsstroms unterschieden. Die Teilchenstromdichte j_2 des makroskopischen axialen Diffusionsstroms durch ein poröses Medium mit der geometrischen Länge L , die Teilchenstromdichte $\bar{j}_2$ des mikroskopischen axialen Diffusionsstroms und die Teilchenstromdichte j_{2p} des Diffusionsstroms in den gewundenen Kapillarkanälen sind auf die gleiche Art miteinander verbunden, auf der die verschiedenen Größen der Strömungsgeschwindigkeit im Unterabschnitt 5.1.1 miteinander verknüpft sind. Die im Bild 5.1 veranschaulichte Skalierung der Strömungsgeschwindigkeit mit dem geometrischen Maßstab der porösen Struktur lässt sich folglich in analoger Weise auf die Skalierung des Diffusionsstroms übertragen, wenn anstelle der Größen v , $\bar{u}$ und u der Geschwindigkeit die korrespondierenden Größen j_2 , $\bar{j}_2$ und j_{2p} der Teilchenstromdichte eingesetzt werden.

Infolgedessen kann in Anlehnung an Gleichung (5.7), mit der die drei verschiedenen Geschwindigkeiten v , $\bar{u}$ und u der Strömung auf der makroskopischen, mikroskopischen und Porenebene untereinander verknüpft wurden, die folgende Beziehung zwischen den korrespondierenden Teilchenstromdichten definiert werden:

$$\dot{j}_2 = \varepsilon_A \cdot \bar{\dot{j}}_2 = \varepsilon_A \cdot \sqrt{T} \cdot \dot{j}_{2p} \quad (5.83)$$

Gemäß dem Ersten *Fick'schen*-Gesetz (5.77) gelten für die jeweiligen Teilchenstromdichten $\dot{j}_1$ und $\dot{j}_2$ bei der stationären Diffusion des gasförmigen Messmediums in die homogene Luft bzw. im porösen Material die Gleichungen:

$$\dot{j}_1 = D_1 \cdot \frac{\Delta C}{L} \quad (5.84)$$

$$\dot{j}_2 = D_2 \cdot \frac{\Delta C}{L} \quad (5.85)$$

Die Ausnutzung der Beziehung zwischen den Diffusionsströmen im porösen Medium gemäß Gleichung (5.83) führt auf eine zusätzliche Gleichung für die Teilchenstromdichte $\dot{j}_2$ des makroskopischen axialen Diffusionsstroms durch das poröse Medium:

$$\dot{j}_2 = \varepsilon_A \cdot \bar{\dot{j}}_2 \quad (5.86)$$

Die charakteristische Zeit der Diffusion des gasförmigen Messmediums durch das poröse Medium mit der Länge L kann sowohl mit der Teilchenstromdichte $\bar{\dot{j}}_2$ des mikroskopischen axialen Diffusionsstroms:

$$t = \frac{L}{\left(\bar{\dot{j}}_2/C\right)} \quad (5.87)$$

als auch mit der Teilchenstromdichte $\dot{j}_{2p}$ des Diffusionsstroms in den gewundenen Kapillarkanälen bestimmt werden:

$$t = \frac{L_e}{\left(\dot{j}_{2p}/C\right)} \quad (5.88)$$

In der letzteren Gleichung repräsentiert $\dot{j}_{2p}$ die mittlere Teilchenstromdichte des Diffusionsstroms im Verlauf der Diffusion des Gases durch die Kapillarkanäle, d.h. entlang deren mittleren Lauflänge L_e . Ihre Definitionsgleichung lautet:

$$\dot{j}_{2p} = D_1 \cdot \frac{\Delta C}{L_e} \quad (5.89)$$

Die Diffusion des Gases durch die Kapillarkanäle ist identisch zu seiner Diffusion in das homogene Medium, bei dem es sich um die Luft in der Umgebung des

porösen Materials handelt. Da umgekehrt die Luft aus der Umgebung ebenfalls in die Kapillarkanäle eindiffundiert, wird in Gleichung (5.89) nicht der Koeffizient D_2 aus Gleichung (5.85) sondern der Koeffizient D_1 aus Gleichung (5.84) als Diffusionskoeffizient verwendet, der die Diffusion im Zweistoffgemisch aus Messmedium und Umgebungsluft beschreibt.

Aus dem Gleichsetzen der beiden Gleichungen (5.87) und (5.88) für die charakteristische Zeit der Diffusion und dem anschließenden Auflösen nach der Teilchenstromdichte j_{2p} , resultiert der folgende Ausdruck:

$$j_{2p} = \frac{j_2}{\varepsilon_A} \cdot \frac{L_e}{L} \quad (5.90)$$

in der die mikroskopische Teilchenstromdichte $\overline{j_2}$ gemäß Gleichung (5.86) mit der makroskopischen Teilchenstromdichte j_2 ersetzt wurde. Das Gleichsetzen der beiden Gleichungen (5.89) und (5.90) für die Teilchenstromdichte j_{2p} führt auf eine neue Gleichung für die makroskopische Teilchenstromdichte j_2 :

$$j_2 = D_1 \cdot \varepsilon_A \cdot \frac{\Delta C}{L} \cdot \frac{L^2}{L_e^2} \quad (5.91)$$

Durch das abschließende Gleichsetzen der beiden Gleichungen (5.85) und (5.91) für die makroskopische Teilchenstromdichte j_2 , fällt diese weg und der resultierende Ausdruck kann nach dem Diffusionskoeffizienten D_2 aufgelöst werden:

$$D_2 = D_1 \cdot \varepsilon_A \cdot \left(\frac{L}{L_e} \right)^2 = D_1 \cdot \varepsilon_A \cdot \mathcal{T} \quad (5.92)$$

Wenn die Koeffizienten D_1 , D_2 in Gleichung (5.92) mit den korrespondierenden Koeffizienten D_{jk} , D_{jke} in Gleichung (5.80) entsprechend der folgenden Zuordnung ersetzt werden:

$$\begin{aligned} D_2 &= D_{jke} = \text{effektiver Diffusionskoeffizient im porösen Medium} \\ D_1 &= D_{jk} = \text{Diffusionskoeffizient im homogenen Zweistoffgemisch} \\ &\quad \text{idealer Gase (Messmedium/Luft)} \end{aligned}$$

und zum Zweck der Vereinheitlichung die Flächenporosität ε_A vereinfachend gleich der Volumenporosität ε gesetzt wird, $\varepsilon_A = \varepsilon$, lässt sich Gleichung (5.92) in die *Epsstein*-Gleichung (5.80) überführen.

Bei der Bestimmung des Werts des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ anhand der Messung des effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} in porösen Medien wird gewöhnlich auch die sogenannte Konstriktivität berücksichtigt, die in Form eines zusätzlichen Koeffizienten δ in Gleichung (5.80) eingeht. Die Konstriktivität δ ist eine dimensionslose geometrische Größe, die den Widerstand enger Kapillarkanäle gegen den molekularen Stofftransport durch Diffusion beschreibt. Sie

ist abhängig vom Verhältnis zwischen dem Durchmesser der Gasmoleküle σ_0 und dem mittleren hydraulischen Durchmesser der Kapillarkanäle $\bar{d}_h$. Je größer das Verhältnis $\sigma_0/\bar{d}_h$ ist, d.h. $(\sigma_0/\bar{d}_h) \rightarrow 1$, umso kleiner ist der Konstriktivitätskoeffizient, dessen Wert jedoch stets $\delta \leq 1$ beträgt. Da nicht die Konstriktivität einzelner Poren sondern die eines Porenraums betrachtet wird, handelt es sich bei diesem Parameter analog zum effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} um eine makroskopische Größe.

Durch den Einfluss der Konstriktivität nehmen die Kollisionen der Gasmoleküle mit den Wänden der Kapillarkanäle zu. Dieser Effekt bewirkt eine Zunahme der Viskosität des gasförmigen Messmediums in der Nähe der Kanalwände, wodurch eine Erhöhung des Diffusionswiderstands verursacht wird. Obwohl der Effekt der Konstriktivität demzufolge auf dem Einfluss der Kanalwände auf den Diffusionsstrom beruht, ist er auf den Bereich der Kontinuumsdiffusion begrenzt, die sich nach Gudmundsson [60] deutlich von der *Knudsen*-Diffusion unterscheidet, bei der die diffundierenden Gasmoleküle öfter mit den Kanalwänden als mit anderen Gasmolekülen kollidieren. Das Auftreten der *Knudsen*-Diffusion setzt voraus, dass die in Gleichung (5.42) definierte Knudsen-Zahl Kn sehr viel größer als eins ist. Dies trifft nur dann zu, wenn die in Gleichung (5.42) verwendete, mittlere freie Weglänge λ der Gasmoleküle größer als der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle wird.

Shackelford (1991) fasste den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und den Konstriktivitätskoeffizienten δ zu einem gemeinsamen Ausdruck $\mathcal{T} \cdot \delta$ zusammen, mit dem er den Tortuositätskoeffizienten in der *Epstein*-Gleichung (5.80) ersetzte. Aufgrund der Berücksichtigung der Konstriktivität δ , wird die von ihm aufgestellte Gleichung (5.93) als die allgemeingültige Bestimmungsgleichung des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ betrachtet:

$$\varepsilon \cdot \mathcal{T} \cdot \delta = \frac{D_{jke}}{D_{jk}} \quad (5.93)$$

Aufgrund der Abnahme des Werts des Konstriktivitätskoeffizienten δ bei Zunahme des Verhältnisses $(\sigma_0/\bar{d}_h) \rightarrow 1$ zwischen dem Moleküldurchmesser σ_0 und dem mittleren hydraulischen Kanaldurchmesser $\bar{d}_h$, ist sein Einfluss insbesondere bei sehr engen Kapillarkanälen oder starken Querschnittsverengungen signifikant, bei denen der mittlere hydraulische Kanaldurchmesser $\bar{d}_h$ in der selben Größenordnung wie der Durchmesser der Gasmoleküle liegt. Bei diesen Abmessungen der porösen Mikrostruktur im molekularen oder atomaren Größenmaßstab, d.h. bei Durchmessern der Kapillarkanäle in der Größenordnung von Nanometern (nm), nähert sich die Kontinuumsdiffusion der Grenze zur *Knudsen*-Diffusion.

Ein maßgeblicher Einfluss des Konstriktivitätskoeffizienten δ auf den Diffusionsstrom findet demzufolge erst ab einem mittleren hydraulischen Kanal-

durchmesser $\overline{d_h}$ statt, dessen Größe der des Moleküldurchmessers vergleichbar ist bzw. in der selben Größenordnung liegt, was nach Grathwohl [54] erst ab $\overline{d_h} < 1$ nm eintritt. Nach Boving und Grathwohl [13] darf δ andererseits vernachlässigt bzw. zu Eins gesetzt werden, wenn die Kanaldurchmesser des porösen Materials wesentlich größer sind. Im Fall des in dieser Arbeit betrachteten C/C-Materials ist letztere Bedingung erfüllt (vgl. Bild 2.10), so dass die Vereinfachung $\delta = 1$ zulässig ist. Für diesen Wert des Konstriktivitätskoeffizienten δ geht die Shackelford-Gleichung (5.93) in die *Epstein*-Gleichung (5.80) über, in der das Verhältnis der beiden Diffusionskoeffizienten D_{jke} und D_{jk} ausschließlich mit dem Produkt aus Volumenporosität ε und Tortuositätskoeffizient T gebildet wird. Unter dieser Voraussetzung konnte in der vorliegenden Arbeit die *Epstein*-Gleichung (5.80) zur Bestimmung des Tortuositätskoeffizienten T verwendet werden.

5.2.2.3. Definition des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e

Mit Bezug auf die bekannten Beziehungen zur Bestimmung des jeweiligen äquivalenten Gesamtwiderstands in einer Reihenschaltung von Widerständen bei elektrischer oder thermischer Leitung wird ein äquivalenter Gesamtwiderstand der Diffusion abgeleitet, der dem Diffusionsstrom J eines gasförmigen, homogenen Messmediums in die Umgebungsluft und in das poröse Material entgegen wirkt. Die Luft und ein Probekörper des porösen Materials befinden sich jeweils in einem der beiden, in einer Reihe hintereinander angeordneten Bereiche, die in der Skizze im Bild 5.3 schematisch dargestellt sind. Die zwei Bereiche haben die beiden individuellen Längen $L_A = Z_1 - Z_0$ und $L_P = Z_2 - Z_1$.

Basierend auf der nachfolgenden Definition des äquivalenten Diffusionswiderstands werden die zwei aufeinanderfolgenden Diffusionsprozesse des Messmediums in die Luft und in das poröse Material, denen jeweils einer der beiden Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} zugeordnet ist, zu der mit dem äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e beschriebenen Diffusion des Messmediums in ein äquivalentes Medium zusammengefasst, das sich über einen einzigen zusammenhängenden Bereich mit der äquivalenten Länge $L_e = Z_2 - Z_0$ erstreckt.

$$\frac{L_A}{D_{jk}} + \frac{L_P}{D_{jke}} = \frac{L_e}{D_e} \quad (5.94)$$

Die Entwicklung von Gleichung (5.94) zu folgendem Ausdruck:

$$\frac{D_{jk}}{D_{jke}} = \frac{D_{jk}}{D_e} \cdot \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 - Z_1} - \frac{Z_1 - Z_0}{Z_2 - Z_1} \quad (5.95)$$

und das Einsetzen der resultierenden Gleichung (5.95) in die von *Epstein* for-

multierte Gleichung (5.80) führen zur endgültigen Form der Bestimmungsgleichung für den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$:

$$\frac{1}{\varepsilon \cdot \mathcal{T}} = \frac{D_{jk}}{D_e} \cdot \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 - Z_1} - \frac{Z_1 - Z_0}{Z_2 - Z_1} \quad (5.96)$$

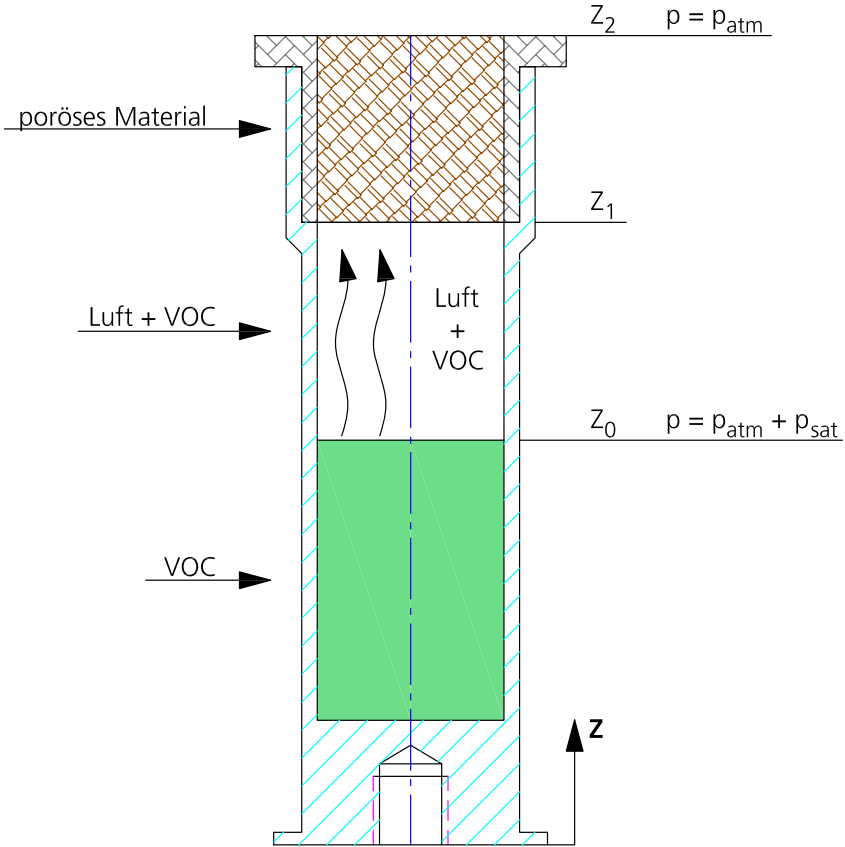


Bild 5.3.: Schema des experimentellen Aufbaus für die Tortuositätsmessung

In Gleichung (5.96) ist der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ nicht mehr länger abhängig vom effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material, aber er ist immer noch eine Funktion des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e und der Abmessungen Z_0 , Z_1 und Z_2 der im Bild 5.3 skizzierten Messapparatur. Um den diffusiven Stofftransport des Messmediums in das homogene, äquivalente

Medium zu beschreiben, wird das Zweite *Fick'sche*-Gesetz verwendet. Dieses vereinfacht sich im Fall eines stationären, eindimensionalen (1D) Diffusionsstroms und unter der Voraussetzung, dass der äquivalente Diffusionskoeffizient D_e unabhängig von der Strömungsrichtung ist, zu einer 1D Laplace-Gleichung:

$$v \cdot \frac{\partial C}{\partial z} = D_e \cdot \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (5.97)$$

mit v als der *Darcy*-Geschwindigkeit des Diffusionsstroms in z -Richtung. Gemäß des idealen Gasgesetzes wird die Konzentration C , die als die Anzahl der Mole des Messmediums pro Volumeneinheit definiert ist, als Funktion des Drucks p , der Temperatur T und der universellen Gaskonstanten $\Re$ ausgedrückt:

$$C = \frac{p}{\Re \cdot T} \quad (5.98)$$

Indem die Konzentration C in Gleichung (5.97) durch den Ausdruck in Gleichung (5.98) ersetzt wird und unter der Voraussetzung von isothermer Diffusion, d.h. $(\partial T / \partial z) = 0$, lässt sich die Differentialgleichung zu einer Integralgleichung weiterentwickeln:

$$\begin{aligned} v \cdot \frac{\partial p}{\partial z} &= D_e \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \\ \Rightarrow \int_{Z_0}^{Z_2} v \cdot dz &= \int_{p(Z_0)}^{p(Z_2)} \frac{D_e}{p} dp \end{aligned}$$

Die Randbedingungen für die Integralgrenzen bei der Lösung der Integralgleichung sind:

$$\begin{aligned} p(Z_0) &= p_{atm} + p_{sat} \\ p(Z_2) &= p_{atm} \end{aligned}$$

mit dem Umgebungsdruck p_{atm} und dem Sättigungsdampfdruck p_{sat} des Messmediums bei Umgebungstemperatur. Das Ersetzen sowohl der *Darcy*-Geschwindigkeit v in der Lösung der Integralgleichung mit dem Massenstrom $\dot{m}_j = \varrho_j \cdot v \cdot A_{tot}$ des diffusiven Stofftransports gemäß Gleichung (5.4), als auch der Dichte $\varrho_j = M_j \cdot C$ des Messmediums durch dessen Molgewicht M_j und der Konzentration C gemäß Gleichung (5.98), führt auf einen Ausdruck, der zu einer Bestimmungsgleichung für den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e umgeformt werden kann:

$$D_e = \frac{(Z_2 - Z_0) \cdot \dot{m}_j \cdot \Re \cdot T}{M_j \cdot A_{tot} \cdot p \cdot \ln \left(1 - \frac{p_{sat}}{p} \right)} \quad (5.99)$$

6. Messung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften

Die Bestimmung der Volumenporosität ε erfolgte mittels einer Messapparatur des Instituts für Bauweisen- und Konstruktionsforschung des DLR, bei der ein genormtes Messverfahren zum Einsatz kommt. Da die entsprechenden Messwerte dem Autor der vorliegenden Arbeit zur Verfügung gestellt wurden, wird im Abschnitt 6.2 nur die Messapparatur und das mit ihr erzielte Messergebnis kurz vorgestellt.

Der Schwerpunkt der in diesem Kapitel behandelten Arbeiten lag auf der experimentellen Bestimmung der beiden, im *Forchheimer*-Modell verwendeten Permeabilitätskoeffizienten α und β sowie des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$. Für die Ermittlung dieser Materialeigenschaften wurden teils existierende Untersuchungsmethoden adaptiert, teils eigene Untersuchungsmethoden entwickelt und erprobt, um entsprechende Messungen an Probekörpern aus dem C/C-Werkstoff durchführen zu können. Auf diese Untersuchungsverfahren und die Durchführung der Messungen wird ausführlich eingegangen. Der mittlere hydraulische Durchmesser $\overline{d_h}$ der Kapillarkanäle wird aus den Gleichungen von *Darcy* und *Carman-Kozeny* analytisch hergeleitet. Da gemäß der auf analytischem Weg aufgestellten Gleichung der mittlere hydraulische Durchmesser $\overline{d_h}$ mit den gemessenen Größen der Volumenporosität ε , der Tortuosität $\mathcal{T}$ und des Formfaktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* gebildet wird, handelt es sich um ein semi-empirisches Verfahren. Durch das Einsetzen der Messwerte von ε , $\mathcal{T}$, f_{CK} und $\overline{d_h}$ in die modifizierte *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.62) wird das semi-empirische Verfahren darüber hinaus noch zur Bestimmung des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k genutzt.

Gemäß Gleichung (5.37), welche anhand der geometrischen Beziehungen für zylindrische Kapillarröhrchen hergeleitet wurde, hängt deren Anzahl n im porösen Material außer von den geometrischen Abmessungen der Probekörper nur noch von den Messgrößen von ε , $\mathcal{T}$ und $\overline{d_h}$ ab. Im Anschluss an die Bestimmung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$, lässt sich folglich mit Gleichung (5.37) unter Verwendung der Messwerte von ε , $\mathcal{T}$ und $\overline{d_h}$ die Anzahl n der Kapillarkanäle berechnen. Unter der Voraussetzung, dass die Kapillarkanäle näherungsweise kreisförmig sind, wird abschließend aus den selben geometrischen Verhältnissen eine Gleichung für die Flächenporosität ε_A und die wärme-

übertragende Fläche pro Volumeneinheit A_V hergeleitet. Mit dieser Gleichung kann unter Verwendung der semi-empirisch ermittelten Werten von $\bar{d}_h$ und n die resultierenden Werte von ε_A und A_V gleichfalls rein rechnerisch bestimmt werden.

6.1. Konfigurationen der C/C-Proben für die Materialuntersuchungen

Zur Bestimmung der im Kapitel 4 aufgezählten, verschiedenen Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Werkstoffs, wurden zu jeder Eigenschaft individuelle Materialuntersuchungen an C/C-Proben durchgeführt. Diese Materialcharakterisierung umfasste eine Reihe von Untersuchungsmethoden, mit denen immer nur jeweils eine einzelne Materialeigenschaft bestimmt werden konnte. Zu jeder Untersuchungsmethode gehörte ein eigener experimenteller Aufbau und eine eigene Messapparatur, mit der nur spezielle Probenkörper untersucht werden konnten, die individuell für die jeweilige Messapparatur ausgelegt und hergestellt wurden. Aus diesem Grund konnten die Materialuntersuchungen nicht alle an einer C/C-Probe durchgeführt werden, sondern jede der Materialeigenschaften wurde separat an dem zur jeweiligen Messapparatur zugehörigen Probenkörper bestimmt.

Die Probenkörper wurden am Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung des DLR aus dem dort in Form von einzelnen Platten produzierten C/C-Material herausgebohrt. Diese C/C-Platten bestanden aus mit Harz getränkten Lagen von $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten, die so aufeinander geschichtet wurden, dass sie nach dem Aushärten und der anschließenden Pyrolyse der Matrix, die Form eines Quaders mit den Kantenlängen (Länge x Breite x Höhe) $\approx 250 \times 250 \times 35$ mm aufwiesen. Für die geometrische Form der Proben wurde ein Vollzylinder gewählt. Da zylindrische Probenkörper einfach mittels Diamant-Hohlbohrern aus dem Plattenmaterial herausgebohrt werden konnten, war die Herstellung von Proben dieser Geometrie mit dem geringsten Fertigungsaufwand verbunden. Bei Proben die senkrecht zur quadratischen Grundfläche der Platten herausgebohrt wurden, war die Länge der Probenkörper durch die Plattendicke auf ca. 30 mm begrenzt. Bei Proben die senkrecht zu einer der vier rechteckigen Randflächen herausgebohrt wurden, war umgekehrt der Durchmesser der Probenkörper durch die Plattendicke auf ca. 30 mm begrenzt.

Mit diesem Herstellverfahren konnten demzufolge für die jeweilige Untersuchungsmethode unterschiedliche Probenkörper angefertigt werden, deren Abmessungen entweder in der Länge oder im Durchmesser begrenzt waren. Die Bedingung bei der Festlegung der Abmessungen war, dass jeder der unterschied-

lichen Probenkörper zum Einbau in die zugehörige Messapparatur der betreffenden Untersuchungsmethode verwendet werden konnte. Um diese Bedingung zu erfüllen, mussten alle Probenkörper, die in die jeweilige Messapparatur eingebaut werden sollten, die gleiche Form und Größe aufweisen. Aus diesem Grund wurde für das Probendesign ein zylindrischer Körper mit identischen Abmessungen in der Länge und im Durchmesser gewählt. Dadurch war die maximale Größe der Probenkörper auf einen Wert von 30 mm für Länge und Durchmesser begrenzt: $\text{Länge}_{\max} \times \text{Durchmesser}_{\max} = 30 \times 30 \text{ mm}$.

Obwohl die Materialeigenschaften individuell an ihren jeweils eigenen C/C-Proben bestimmt wurden, musste gewährleistet werden, dass die ermittelten Werte zueinander in Beziehung gesetzt werden konnten. Die Erfüllung dieser Bedingung war vor allem für die Kompatibilität der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β zur Volumenporosität ε , zur Tortuosität T sowie zum mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle entscheidend, da diese Eigenschaften gemäß Gleichung (5.74) bzw. Gleichung (5.75) miteinander verknüpft sind. Gemäß Gleichung (5.37) wird mit diesen drei Materialeigenschaften auch die Anzahl n der Kapillarröhrchen berechnet, mit der wiederum die wärmeübertragende Fläche pro Volumeneinheit A_V ermittelt wird. Demzufolge wurde auch bei der Bestimmung der Wärmeübergangsfläche A_V vorausgesetzt, dass die Werte von ε , T und $\bar{d}_h$ in einer gegenseitigen Beziehung zueinander standen. Aus diesem Grund bestanden alle Probenkörper, an denen sämtliche der in diesem Kapitel vorgestellten Materialeigenschaften des C/C-Werkstoffs bestimmt wurden, aus dem gleichen C/C-Material.

Um dies zu erreichen, wurde jeder der Probenkörper aus einem C/C-Material gefertigt, das von der selben Platte stammte. Um darüber hinaus gewährleisten zu können, dass die an den C/C-Proben ermittelten Materialeigenschaften repräsentativ waren, musste das Probenmaterial zusätzlich mit dem C/C-Material identisch sein, das vom DLR zur Herstellung von Brennkammerinnenwänden verwendet wurde. Bei der C/C-Platte, aus der die Probenkörper herausgebohrt wurden, handelte es sich daher um die Platte mit der internen Bezeichnung „PH-964-P“, aus deren Material z.B. bereits die C/C-Innenwand des im Bild 2.5 skizzierten CMC-Brennkammermoduls V02b hergestellt worden war. Diese Platte bestand aus einem Stapel von 154 Lagen der $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten, die vor der Harzinfiltration so aufeinander geschichtet wurden, dass die Ausrichtung der Faserstränge im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe der einzelnen Matten jeweils immer exakt deckungsgleich mit derjenigen der Faserstränge in allen anderen Lagen war. Bei diesem Stapelaufbau wies die Faserorientierung zwischen den Lagen keinen Winkelversatz auf. Aus der englischsprachigen Fachliteratur wurde die technische Bezeichnung „Plies“ für die einzelnen Lagen übernommen, die im Folgenden synonym zum deutschen Begriff verwendet wird.

Aufgrund des anisotropen Materialverhaltens der faserverstärkten Werkstoff-

fe, zu denen das C/C-Material zählt, besteht eine starke Abhängigkeit seiner Impuls- und Stofftransporteigenschaften von der Faserorientierung der C/C-Mikrostruktur, weshalb sie relativ zum Winkel zwischen der Lage der Faserstränge in der Mikrostruktur und der Richtung des Impuls- und Stofftransports in der Brennkammerinnenwand variieren. Die einzige Ausnahme bildet die Volumenporosität ε , bezüglich der das C/C-Material ein isotropes Materialverhalten aufweist, wie z.B. aus den von Benitsch [9] durchgeführten Untersuchungen hervorgeht. Abgesehen von der Bestimmung der Volumenporosität ε , musste demzufolge bei den Materialuntersuchungen am C/C-Material die Richtungsabhängigkeit seiner Materialeigenschaften berücksichtigt werden. Um die richtungsabhängigen Materialeigenschaften des C/C-Materials unter verschiedenen Relativwinkeln zwischen der Lage der Faserstränge in seiner Mikrostruktur und der Richtung des Impuls- und Stofftransports jeweils getrennt untersuchen zu können, mussten für jede der betreffenden Untersuchungsmethoden mehrere Proben aus der C/C-Platte PH-964-P hergestellt werden.

Zu diesem Zweck wurden für die Messung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften mehrere Probenkörper unter verschiedenen „Bohrwinkeln“ aus der C/C-Platte PH-964-P herausgebohrt. Unter dem Bohrwinkel ist dabei die relative Orientierung des Hohlbohrers zur Platte zu verstehen. Durch eine entsprechende Variation des Bohrwinkels konnten die C/C-Proben in mehreren geometrischen Konfigurationen gefertigt werden, wobei zwischen der senkrechten ($\perp$ bzw. 90°), der parallelen ($\parallel$ bzw. 0°) und der diagonalen (45°) Fertigungskonfiguration unterschieden wurde. Bei diesen drei Fertigungskonfigurationen handelte es sich bezüglich des anisotropen Materialverhaltens um die „Hauptkonfigurationen“, zwischen denen die größte Änderung der Materialeigenschaften zu erwarten war. Das Unterscheidungskriterium war der Verlauf der Längsachse des ausgebohrten zylindrischen Probenkörpers relativ zu den Plies bzw. zur Orientierung der Faserstränge in den Plies. Da die Richtung der Zylinderlängsachse und die der Normalenvektoren auf den beiden Stirnflächen des Zylinders identisch waren, wurde vom Verlauf der Längsachse des Probenkörpers gleichzeitig auch die relative Lage der Normalenvektoren zu den Plies, bzw. zur Orientierung der Faserstränge in den Plies, festgelegt.

Für die senkrechte Fertigungskonfiguration wurde der zugehörige Probenkörper senkrecht zur quadratischen Grundfläche der Platte, bzw. senkrecht zu den $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten, herausgebohrt. In dieser Konfiguration stand die Längsachse des Probenkörpers normal zu den Plies, bzw. sie lag in der Normalenebene (NP) der Plies. Der Probenkörper in der parallelen Fertigungskonfiguration wurde parallel zu ihrer Grundfläche, bzw. parallel zu den $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten, und senkrecht zu einer ihrer vier rechteckigen Randflächen aus der Platte herausgebohrt. Zu ihrer Herstellung wurde der Hohlbohrer so ange-setzt, dass die Längsachse des ausgebohrten Probenkörpers exakt parallel zur

Richtung einer der beiden orthogonalen Faserorientierungen im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe verlief. In dieser Konfiguration verlief die Längsachse des Probenkörpers in der Ebene (IP) der Plies.

Bei der diagonalen Fertigungskonfiguration wurde zwischen zwei verschiedenen Varianten von Probenkörpern unterschieden. In der als die räumliche diagonale Konfiguration ($NP - 45^\circ$) bezeichneten Variante, lag die Längsachse des Probenkörpers analog zur senkrechten Konfiguration in der Normalenebene (NP) der Plies. Zur Herstellung von Probenkörpern in dieser Fertigungskonfiguration, wurde der Hohlbohrer unter einem „räumlichen Winkel“ von 45° zur Grundfläche der Platte angesetzt. In der zweiten Variante wurde der Probenkörper analog zur parallelen Konfiguration ebenfalls parallel zur Grundfläche aus der Platte herausgebohrt, wobei der Hohlbohrer aber unter einem „Flächenwinkel“ von 45° zu einer der vier rechteckigen Randflächen angesetzt wurde. Bei dieser Fertigungskonfiguration verlief zwar die Längsachse des ausgebohrten Probenkörpers weiterhin parallel zu den Lagen der C/C-Gewebematten, d.h. sie lag in der Ebene der Plies (IP), sie war jedoch jeweils exakt diagonal zu den beiden Faserorientierungen im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe ausgerichtet. Zur Unterscheidung von der räumlichen diagonalen Konfiguration ($NP - 45^\circ$), wurden die Probenkörper in dieser Variante daher der diagonalen Konfiguration in der Ebene der Plies ($IP - 45^\circ$) zugeordnet.

Im Bild 6.1 wird die Einteilung der C/C-Proben, welche für die Untersuchung der richtungsabhängigen Materialeigenschaften ausgelegt waren, in die drei geometrischen Hauptkonfigurationen dargestellt, wobei die Fertigungskonfigurationen entsprechend des zu ihrer Herstellung verwendeten Bohrwinkels unterschieden wurden. Von links nach rechts wurden die parallele ($\parallel$ bzw. 0°) Konfiguration, die diagonale Konfiguration in der Ebene der Plies ($IP - 45^\circ$) und die senkrechte ($\perp$ bzw. 90°) Konfiguration abgebildet.

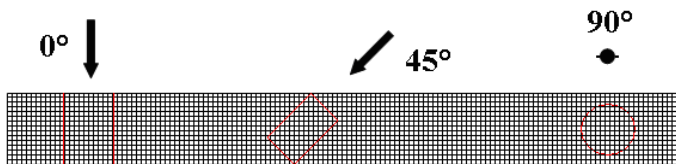


Bild 6.1.: Einteilung der C/C-Proben in die drei fertigungstechnischen Hauptkonfigurationen 0° , $IP - 45^\circ$ und 90° entsprechend des Bohrwinkels bei ihrer Herstellung

Bild 6.1 zeigt einen abgeschnittenen Streifen der C/C-Platte PH-964-P in der Draufsicht. Die Breite des Streifens wurde so gewählt, dass sie gerade noch ausreichte, um aus dem Streifen Probenkörper in der $IP - 45^\circ$ Konfiguration herausbohren zu können.

Zur Überführung der seitens des Herstellverfahrens verfügbaren Fertigungskonfigurationen in entsprechende Messkonfigurationen, musste eine bestimmte Einbaulage der Probenkörper in die betreffenden Messapparaturen eingehalten werden, mit denen die Werte der Impuls- und Stofftransporteigenschaften gemessen wurden. Mit der vorgegebenen Einbaulage sollte erreicht werden, dass die Richtung des Normalenvektors auf der Eintrittsstirnfläche eines Probenkörpers und die Richtung des in diesem stattfindenden Impuls- und Stofftransports identisch waren, welcher als eindimensional betrachtet wurde. Deshalb wurden die Probenkörper immer so in die betreffenden Messapparaturen eingebaut, dass der jeweilige Strömungsvektor des auf einen Probenkörper aufgeprägten Impuls- und Stoffstroms senkrecht zu dessen Eintrittsstirnfläche stand. Bei dieser Einbaulage waren die jeweiligen Relativwinkel, die von den verschiedenen Faserorientierungen in der C/C-Mikrostruktur und dem Strömungsvektor des Impuls- und Stofftransports im Probenkörper eingeschlossen wurden, identisch zu den korrespondierenden Relativwinkeln zwischen den betreffenden Faserorientierungen und der Längsachse des Probenkörpers. Unter dieser Voraussetzung stimmten demzufolge die Messkonfigurationen mit ihren korrespondierenden Fertigungskonfigurationen überein, so dass analog zwischen der senkrechten ($\perp$ bzw. 90°), der parallelen ($\parallel$ bzw. 0°) und der diagonalen (45°) Messkonfiguration unterschieden wurde. Bei der diagonalen Messkonfiguration existierten ebenfalls die beiden Varianten $NP - 45^\circ$ und $IP - 45^\circ$.

Im Bild 6.2 wird die Überführung der drei im Bild 6.1 skizzierten, fertigungstechnischen Hauptkonfigurationen der C/C-Proben in ihre korrespondierenden Messkonfigurationen 0° , $IP - 45^\circ$ und 90° dargestellt, die erst durch die entsprechende Einbaulage der Probenkörper in die verschiedenen Messapparaturen entstanden.

Durch die Einbaulage wurde für alle C/C-Proben in den drei Fertigungskonfigurationen die Richtung des Flusses relativ zur jeweiligen Faserorientierung vorgegeben, wobei in den resultierenden Messkonfigurationen der allgemeine Fluss je nach Untersuchungsmethode ein Durchfluss oder ein Diffusionsfluss sein konnte. Um welche dieser Flussgrößen es sich handelte, hing alleine von der Art der Eintritts- und Austrittsrandbedingungen ab, die auf den beiden Stirnflächen der zylindrischen Probenkörper aufgeprägt wurden. In Kombination mit der Einbaulage und der Form der Probenkörper, wurde durch das Aufprägen der Randbedingungen auf ihre beiden Stirnflächen eine eindimensionale Strömung des Impuls- und Stofftransports durch die Probenkörper erzwungen, die parallel zu deren Längsachse in x -Richtung verlief.

Für den bei den CMC-Brennkammermodulen verwendeten Stapelaufbau der C/C-Innenwand, der dem der C/C-Platte PH-964-P entsprach, wurde davon ausgegangen, dass der Verlauf des in der C/C-Innenwand stattfindenden Impuls- und Stofftransports weitestgehend durch das orthotrope Verhalten des C/C-Ma-

terials dominiert wird (vgl. Kapitel 4). Deshalb wurden bei den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen der richtungsabhängigen Materialeigenschaften des C/C-Materials von den drei Messkonfigurationen nur die parallele und die senkrechte berücksichtigt. Die Durchfluss- und Diffusionsflussversuche blieben daher auf die Durchführung der betreffenden Versuche an den jeweiligen C/C-Proben in diesen beiden Messkonfigurationen beschränkt.

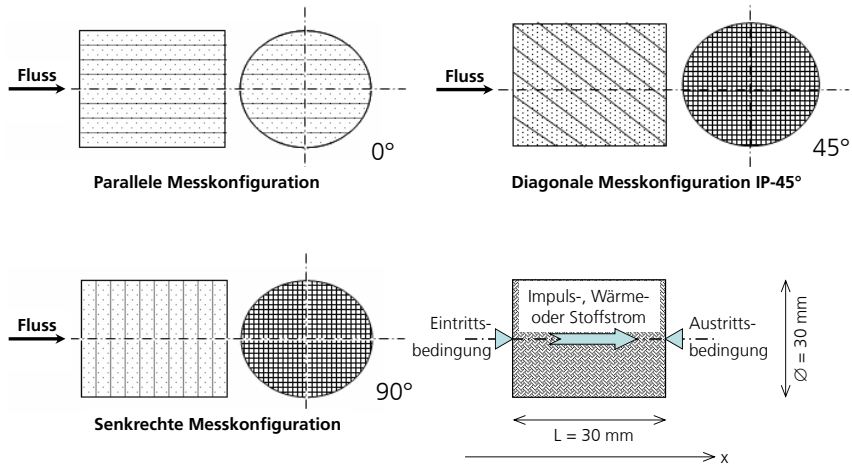


Bild 6.2.: Einteilung der C/C-Proben in drei Messkonfiguration entsprechend der Einbaulage der Probenkörper in die jeweilige Messapparatur

6.2. Messung der Volumenporosität

Die Messung der Volumenporosität ε des C/C-Werkstoffs fand am Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung des DLR statt. Die dort eingesetzten Messverfahren bedienen sich der makroskopischen Definition der Volumenporosität aus Gleichung (2.12), gemäß der die Volumenporosität das Verhältnis des mit dem Fluid gefüllten Volumens V_f im Innern der porösen Mikrostruktur zum Gesamtvolumen V_{tot} der Wand repräsentiert.

Zur Messung der Volumenporosität von C/C-Materialien stehen am Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung zwei Messgeräte zur Verfügung. Das erste ist ein Helium-Pyknometer der Fa. Micromeritics GmbH (<http://www.micromeritics.de/1330.html>) vom Typ AccuPyc 1330. Bei der Gas-Pyknometrie wird das offene Volumen im Inneren einer Probe des porösen Materials über die Gas-Verdrängung gemessen. Dazu wird die Probe in

der luftdichten Messkammer des Pyknometers eingeschlossen, und das als Verdrängungsmedium verwendete Inertgas, in diesem Fall Helium, in die Kammer eingeleitet. Die Messkammer hat ein genau bekanntes Innenvolumen und enthält nach dem Befüllvorgang eine bestimmte Gasmenge, die vom gemessenen Innendruck abhängt. Nach Abschluss des Befüllvorgangs strömt das Gas in eine zweite interne Kammer über, deren Innenvolumen ebenfalls genau bekannt ist. Mit den Werten des gemessenen Innendrucks vor und nach dem Überströmen wird das offene Volumen im Inneren der Probe rechnerisch ermittelt.

Das zweite Messgerät ist eine Waage, die Bestandteil einer am Institut selbst entworfenen und gebauten Messstation ist. In dieser Messstation kommt ein Messverfahren zum Einsatz, das auf dem Prinzip von *Archimedes* basiert. Nach dem zugrundeliegenden Messprinzip wird sie im Folgenden als „Archimedes-Messapparatur“ bezeichnet. Da mit ihr sowohl die offene Volumenporosität als auch die Dichte des C/C-Materials der Platte PH-964-P ermittelt wurde, wird die Funktionsweise dieses Messverfahren im Unterabschnitt 6.2.1 näher erläutert.

Zur Bestimmung der offenen Volumenporosität ε_o unter Verwendung der beiden Messgeräte wurde von Benitsch eine intensive Studie durchgeführt. Für weitere Informationen zu diesem Thema wird daher auf die entsprechende Arbeit von Benitsch [9] verwiesen.

6.2.1. Porositäts- und Dichtemessung mittels des Archimedes-Messverfahrens

Das *Archimedes*-Messverfahren gehört zu den in der Norm DIN 51056 zusammengefassten Verfahren zur Bestimmung der Wasseraufnahme und der offenen Volumenporosität von keramischen Roh- und Werkstoffen. Der Aufbau der *Archimedes*-Messapparatur folgte daher der in der Norm vorgeschlagenen technischen Umsetzung des Messverfahrens.

Gemäß der Norm DIN 51056 dient das *Archimedes*-Messverfahren zur Bestimmung des offenen, d.h. von außen zugänglichen Porenraums. Das Maß für die offene Volumenporosität ε_o ist die Wasseraufnahme bis zur Sättigung, d.h. bis dass sich das Material voll Wasser gesaugt hat. Die Grundlage des Verfahrens bildet die Tränkung eines Probenkörpers mit einer Flüssigkeit bekannter Dichte ϱ_{fl} und der Ermittlung der sich einstellenden Massenänderung. Als Flüssigkeit wird deionisiertes bzw. destilliertes Wasser verwendet. Das Tränkungsverhalten eines keramischen Werkstoffs wird von der Porengrößenverteilung und anderen Eigenschaften des Porengefüges bestimmt. Sehr feine Poren benötigen zur Sättigung längere Zeit, während Stoffe, die neben feinen auch grobe Poren enthalten, nicht allein durch Kapillarwirkung getränkt werden können, sondern dazu eine Vakuumbehandlung benötigen. Die zur Sättigung einer Probe erforderliche Zeit

hängt nicht nur von deren Größe ab, sondern auch von der Größe der ansaugenden Fläche im Verhältnis zum Gesamtvolumen der Probe. Die Größe der ansaugenden Fläche ist die Summe der inneren (benetzten) Oberflächen aller Poren, die bei der Effusionskühlung als Wärmeübergangsfläche bezeichnet wird.

Aus dieser Verfahrensanleitung lässt sich ein Aufbau der Messapparatur ableiten, der mit dem im Bild 6.3 skizzierten Blockschaltbild dargestellt werden kann. Da die Geometrie der Probenkörper keinen Einfluss auf das Messverfahren ausübt, kann mit dem *Archimedes*-Messverfahren grundsätzlich die offene Volumenporosität von Proben beliebiger Geometrien ermittelt werden. Die Größe der Proben ist lediglich durch das Innenvolumen des im Blockschaltbild skizzierten Infiltrations-Exsikkators begrenzt, der für die Aufnahme von Probenkörpern mit den Abmessungen (Länge x Breite x Höhe) bis maximal 350 x 350 x 100 mm ausgelegt worden war.

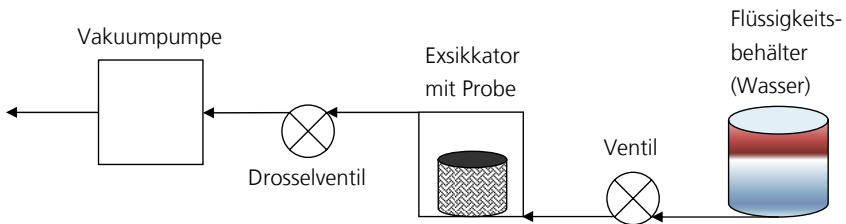


Bild 6.3.: Einfaches Blockschaltbild der Infiltrationsapparatur für das Archimedes-Messverfahren

Die Abmessungen (Länge x Breite x Höhe) der C/C-Platte PH-964-P nach der Pyrolyse betrugen 243,47 x 246,56 x 35,93 mm. Demzufolge reichte das Einbauvolumen des Exsikkators aus, um die gesamte Platte aufnehmen zu können. Aus diesem Grund brauchte die Messung der Volumenporosität des C/C-Materials der Platte PH-964-P nicht an diskreten Materialproben durchgeführt zu werden, sondern sie fand an der Platte insgesamt statt. Auf diese Weise konnte ein Mittelwert der Volumenporosität ermittelt werden, der für das gesamte Plattenmaterial gültig war. Die Durchführung der Messung kann stichpunktartig wie folgt zusammengefasst werden:

- Trocknen der Platte im Ofen bei einer Temperatur von ca. 120 °C bis zur Gewichtskonstanz, erforderliche Trockenzeit ca. 2 Stunden
- Messen der Trockenmasse m_{tro} durch Wiegen direkt nach dem Trocknen
- Einlegen der Platte in den Exsikkator
- Evakuieren des Exsikkators mit der Vakuumpumpe bis zum Erreichen eines Innendrucks von ca. 25 mbar, der anschließend noch für weitere 15 Minuten bei laufender Pumpe aufrecht erhalten wurde

- Tränken der Platte mit dem deionisierten Wasser, indem die Flüssigkeit bei laufender Pumpe kontinuierlich in den Exsikkator eingeleitet wurde, bis das nach ca. 3 Minuten die Platte komplett bedeckt war
- Aufrechterhalten des Vakuums nach dem Tränken für weitere 30 Minuten bei laufender Pumpe
- Belüften des Exsikkators auf Umgebungsbedingungen, nach dem Belüften blieb die Platte nochmals für 30 Minuten unter Wasser bis zur Bestimmung des Tränkungsgewichts
- Messen der Unterwassermasse $m_{\text{H}_2\text{O}}$
- Entnahme der Platte aus dem Wasserbad und Entfernen von äußerlich anhaftender Tränkungsflüssigkeit
- Messen der Naßmasse $m_{\text{naß}}$ der getränkten Platte

Durch diesen Messablauf wurden alle drei Massen m_{tro} , $m_{\text{H}_2\text{O}}$ und $m_{\text{naß}}$ erfasst, die zur Bestimmung der Volumenporosität und der Dichte des Plattenmaterials erforderlich waren. Unter der Unterwassermasse $m_{\text{H}_2\text{O}}$ ist die Masse zu verstehen, die aus der Verdrängung des Wassers resultiert. Wie ihr Name schon beschreibt, muss sie unter Wasser gemessen werden. Als Naßmasse $m_{\text{naß}}$ wird hingegen die Masse der Platte bezeichnet, die zwar weiterhin mit Wasser getränkt ist, sich aber nicht mehr im Wasserbad befindet. In der Tabelle 6.1 sind die Werte der in der *Archimedes*-Messapparatur an der Platte PH-964-P gemessenen Massen m_{tro} , $m_{\text{H}_2\text{O}}$ und $m_{\text{naß}}$ zusammengefasst.

Tabelle 6.1.: Messwerte der Trocken-, Unterwasser- und Naßmasse der Platte PH-964-P

Trockenmasse m_{tro} [g]	2866,35
Unterwassermasse $m_{\text{H}_2\text{O}}$ [g]	999,98
Naßmasse $m_{\text{naß}}$ [g]	3126,65

Unter Berücksichtigung der mit dem *Archimedisches*-Gesetz bestimmten Auftriebskraft, die die Platte im Wasserbad erfuhr, folgte aus dem Kräftegleichgewicht für die ruhende Platte ihr Gesamtvolumen V_{tot} nach *Archimedes*:

$$V_{\text{tot}} = \frac{m_{\text{naß}} - m_{\text{H}_2\text{O}}}{\varrho_{\text{fl}}} \quad (6.1)$$

Da es sich bei der Flüssigkeit um deionisiertes Wasser handelte, konnte bei Umgebungstemperatur $T_{\text{u}} \approx 20^\circ\text{C}$ mit einem durchschnittlichen Wert der Flüssigkeitsdichte von $\varrho_{\text{fl}} \cong 0,998 \text{ g/cm}^3$ gerechnet werden. Der mit Gleichung (6.1)

berechnete Wert für das Gesamtvolumen nach *Archimedes* lautete daher: $V_{\text{tot}} = 2130,505 \text{ cm}^3$.

Die Norm DIN 51065 definiert die Gesamtdichte ϱ_{tot} nach *Archimedes* als:

$$\varrho_{\text{tot}} = \frac{m_{\text{tot}}}{V_{\text{tot}}} \equiv \frac{m_{\text{tro}}}{V_{\text{tot}}} \quad (6.2)$$

Aus dem Einsetzen von Gleichung (6.1) für das Gesamtvolumen V_{tot} in Gleichung (6.2) resultierte die verwendete Bestimmungsgleichung für die Gesamtdichte ϱ_{tot} :

$$\varrho_{\text{tot}} = \frac{m_{\text{tro}}}{m_{\text{naß}} - m_{\text{H}_2\text{O}}} \cdot \varrho_{\text{fl}} \quad (6.3)$$

Benitsch [9] führte in seiner Studie eine Auswertung des statistischen Fehlers der *Archimedes*-Messung nach dem *Gaußschen*-Fehlerfortpflanzungsgesetz [67] an C/C-Proben durch. Die ermittelten Werte der relativen Messunsicherheit bezifferte er mit $\leq \pm 0,5 \%$ bei der Dichte und $\leq \pm 1,7 \%$ bei der Porosität. Der mit Gleichung (6.3) und den Messwerten aus der Tabelle 6.1 berechnete Wert für die Gesamtdichte nach *Archimedes* betrug unter Berücksichtigung der Messunsicherheit nach Benitsch: $\varrho_{\text{tot}} = 1,345 \pm 0,007 \text{ g/cm}^3$.

Im Gegensatz zur Definition der Gesamtdichte gemäß Gleichung (6.2) wird in der Literatur üblicherweise die Trockenmasse m_{tro} auf das geometrische Gesamtvolumen V_{geo} bezogen: $\varrho_{\text{geo}} = m_{\text{tro}}/V_{\text{geo}}$. Unter dem Gesamtvolumen V_{geo} wird das Volumen verstanden, das mit den geometrischen Abmessungen eines Körpers berechnet wird. Im Fall der quaderförmigen C/C-Platte sind zur Berechnung ihres geometrischen Volumens V_{geo} die Werte von Länge, Breite und Höhe erforderlich: $V_{\text{geo}} = \text{Länge} \times \text{Breite} \times \text{Höhe} = 243,47 \times 246,56 \times 35,93 \text{ mm} = 2156,877 \text{ cm}^3$. Da diese Abmessungen mit Messschrauben bzw. Messschiebern gemessen wurden, entstand aufgrund der Gewebestruktur ein nicht unerheblicher Messfehler, so dass das Volumen überschätzt wurde: $V_{\text{geo}} > V_{\text{tot}}$. Die Berechnung der Gesamtdichte ϱ_{tot} über das Gesamtvolumen V_{tot} nach *Archimedes* gemäß Gleichung (6.3) führte daher zu einem wesentlich genaueren Ergebnis.

Zur Berechnung der Volumenporosität musste das Volumen des offenen Porenraums V_{Poren} bestimmt werden, welches definiert ist als:

$$V_{\text{Poren}} = \frac{m_{\text{Poren}}}{\varrho_{\text{fl}}} \quad (6.4)$$

Gemäß Gleichung (6.4) ist das offene Volumen aller Poren in der Platte eine Funktion der Flüssigkeitsmasse m_{Poren} , die das Porenvolumen nach der Tränkung der Platte füllt. Die Gleichung für die Flüssigkeitsmasse lautet demnach:

$$m_{\text{Poren}} = m_{\text{naß}} - m_{\text{tro}} \quad (6.5)$$

Mit den Gleichungen (6.2), (6.3), (6.4) und (6.5) folgt schließlich die Bestimmungsgleichung für die Volumenporosität nach *Archimedes*:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{Archi}} &= \frac{V_{\text{Poren}}}{V_{\text{tot}}} = \frac{m_{\text{Poren}}}{\rho_{\text{fl}} \cdot V_{\text{tot}}} = \frac{m_{\text{Poren}} \cdot \rho_{\text{tot}}}{\rho_{\text{fl}} \cdot m_{\text{tro}}} \\ &= \frac{(m_{\text{naß}} - m_{\text{tro}}) \cdot \rho_{\text{tot}}}{\rho_{\text{fl}} \cdot m_{\text{tro}}} = \frac{m_{\text{naß}} - m_{\text{tro}}}{m_{\text{naß}} - m_{\text{H}_2\text{O}}}\end{aligned}\quad (6.6)$$

Da die Volumenporosität gewöhnlich in Prozent angegeben wird, musste Gleichung (6.6) entsprechend erweitert werden:

$$\varepsilon_{\text{Archi}} = \frac{m_{\text{naß}} - m_{\text{tro}}}{m_{\text{naß}} - m_{\text{H}_2\text{O}}} \cdot (100\%) \quad (6.7)$$

Der mit Gleichung (6.7) und den Messwerten aus der Tabelle 6.1 berechnete Wert für die offene Volumenporosität der Platte PH-964-P nach *Archimedes* betrug unter Berücksichtigung der Messunsicherheit nach Benitsch [9]:

$$\varepsilon_{\text{PH-964-P}} = \frac{3126,65 \text{ g} - 2866,35 \text{ g}}{3126,65 \text{ g} - 999,98 \text{ g}} \cdot (100\%) = 12,24 \pm 0,21 \% \quad (6.8)$$

6.3. Messung des Tortuositätskoeffizienten

In der vorliegenden Arbeit wurde die Tortuosität mittels Diffusionsflussuntersuchungen bestimmt, anhand deren Ergebnisse die im Paragraph 5.2.2.3 von der *Epsstein*-Gleichung (5.80) abgeleitete Bestimmungsgleichung (5.96) des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ gelöst werden konnte. Das Diffusionsmessverfahren bedient sich eines Messmediums, bei dem es sich um eine flüchtige organische Verbindung (VOC, vgl. Paragraph 6.3.1.1) handelt. Das Messmedium wird in flüssiger Form in die Diffusionsflussmessapparatur eingefüllt. Darin verdampft es bereits bei Raumtemperatur. Die Verflüchtigung der Flüssigkeit nimmt eine endliche Zeit in Anspruch, während der das Messmedium kontinuierlich in seinen gasförmigen Aggregatzustand übergeht. Das Messverfahren besteht in der Diffusion des dabei freiwerdenden Abdampfs des Messmediums durch ein homogenes Gas, d.h. in diesem Fall durch die als reines Gas betrachtete Luft, und durch das poröse C/C-Material.

Diese Diffusion des Messmediums in seiner Gasphase ist in zwei Abschnitten unterteilt. Als Erstes diffundiert das Gas in die Luft, die den Bereich der Diffusionsflussmessapparatur zwischen den Ebenen Z_0 und Z_1 einnimmt (s. Bild 5.3). Dieser Teil der Diffusion wird mit dem Diffusionskoeffizienten D_{jk} beschrieben. Der zweite Teil der Diffusion, in dem das Gas durch den Bereich

des porösen Materials zwischen den Ebenen Z_1 und Z_2 diffundiert, wird hingegen mit dem effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} beschrieben. Die sich demnach in der Realität voneinander unterscheidende Diffusion des Messmediums in der Luft und im porösen Material, die jeweils einen der beiden, in einer Reihe hintereinander angeordneten Bereiche zwischen den Ebenen Z_0 , Z_1 und Z_2 einnehmen, wird in der Theorie durch dessen angenommene Diffusion in einem äquivalenten Medium ersetzt, das den gesamten Bereich von Z_0 bis Z_2 ausfüllt. Diese angenommene Diffusion des Messmediums im äquivalenten Medium wird mit dem in Gleichung (5.99) definierten, äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e beschrieben.

Gleichung (5.99) ist nur unter den folgenden Bedingungen gültig:

- der Diffusionsstrom ist stationär, d.h. $\dot{m}_j = konst.$
- die Luft ist unlöslich in der flüssigen Phase des Messmediums
- der Partialdruck des Messmediums ist:
 - = Sättigungsdampfdruck p_{sat} bei $z = Z_0$
 - = 0 bei $z = Z_2$

Der Zweck dieses Messverfahrens ist es, während der Diffusion des flüchtigen Messmediums in seiner Gasphase, die Änderung der Masse zu ermitteln, welche das Messmedium innerhalb der Diffusionsflussmessapparatur durchläuft. Der zeitliche Verlauf der Massenänderung $\Delta m(t)$ wird in einem Messdiagramm dargestellt, in dem die fortlaufend, d.h. an einer Reihe von aufeinanderfolgenden Zeitpunkten, erfassten Werte der Massenänderung Δm über der Messzeit t aufgetragen werden. Die Massenabnahme wird mit Hilfe einer Präzisionswaage mit einer Messauflösung von ≤ 1 mg gemessen. Im Messdiagramm lässt sich der Bereich der stationären Diffusion identifizieren, in dem die Bedingung $(dm/dt) = konst.$ erfüllt ist. In diesem Bereich sind Differenzen- und Differentialquotient identisch, so dass der Massenstrom $\dot{m}_j$ des Diffusionsstroms J gemäß der Beziehung $\dot{m}_j = \Delta m / \Delta t$ berechnet werden kann. Nachdem das Messdiagramm hinsichtlich des zeitlich konstanten Diffusionsmassenstroms ausgewertet wurde, wird dessen dabei ermittelter Wert $\dot{m}_j$ in Gleichung (5.99) eingesetzt, um den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e zu bestimmen.

Im Bild 6.4, das aus der Arbeit von Mauran et al. [83] entnommen wurde, ist eine Zusammenfassung des Messverfahrens dargestellt. Auf der linken Seite von Bild 6.4 ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt, die rechte Seite zeigt ein typisches Messdiagramm. Am Beispiel der Diffusion von Ether durch ein poröse Probe gibt das Messdiagramm den zeitlichen Verlauf der Massenänderung wieder, wonach der stationäre Zustand nach 300 s erreicht wurde.

Der zur Bestimmung des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e mit Gleichung (5.99) gesuchte Dampfdruck p_{sat} des Messmediums als Funktion der

Temperatur T ist bekannt. Für Ether bei $T = 293$ K beträgt er $p_{sat} = 58,7$ kPa. Zur Lösung von Gleichung (5.96) muss neben dem äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e ebenfalls der Diffusionskoeffizient D_{jk} des flüchtigen Messmediums in seiner homogenen Gasphase bei der Diffusion in Luft ermittelt werden. Beispielsweise kann der Diffusionskoeffizient D_{jk} von Ether in Luft unter atmosphärischen Bedingungen ($T = 293$ K und $p = 101$ kPa) entweder mit der im Paragraph 5.2.2.1 gemäß der *Chapman-Enskog*-Theorie formulierten Gleichung (5.81) rechnerisch bestimmt werden, oder er lässt sich direkt an der im Bild 6.4 dargestellten Messapparatur messen, indem in Abwesenheit des porösen Materials nur die Diffusion des Ethers in eine Säule aus Luft untersucht wird. Unter atmosphärischen Bedingungen beträgt der Diffusionskoeffizient für Ether: $D_{jk} = 8,56 \cdot 10^{-6}$ m²/s. Für die Durchführung des Messverfahrens mit dieser Art von Messapparatur, geben Mauran et al. [83] eine Ungenauigkeit von ± 10 % an, mit der das Verhältnis D_{jk}/D_e und somit gemäß Gleichung (5.96) das Produkt $\varepsilon \cdot T$ bestimmt werden können.

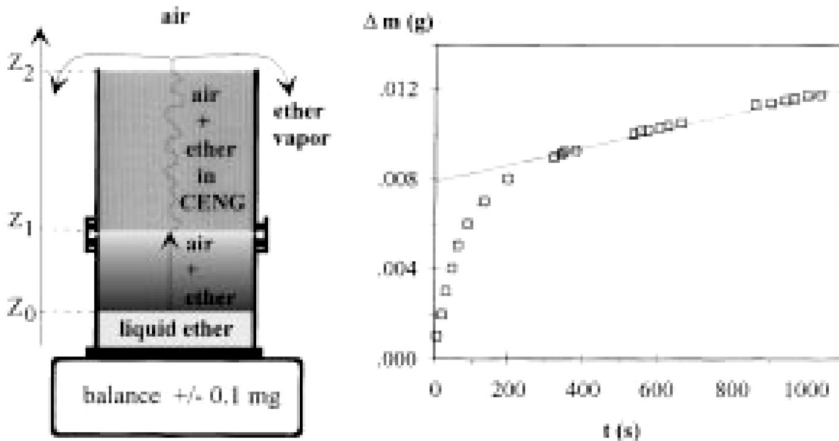


Bild 6.4.: Beispiel des experimentellen Aufbaus und Ablaufs für die Ermittlung des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e in Gleichung (5.96); Quelle: Mauran et al. [83]

6.3.1. Versuchsaufbau der Diffusionsflussuntersuchungen

Das im Bild 6.4 dargestellte Schema des experimentellen Aufbaus diene als Vorlage für die Entwicklung eines eigenen Versuchsaufbaus im Rahmen dieser

Arbeit, mit dem die im Folgenden vorgestellten Diffusionsflussuntersuchungen durchgeführt wurden. Der Versuchsaufbau umfasste die Diffusionsflussmessapparatur, die C/C-Probe, das Messmedium und eine für Laboranwendungen übliche Analysenwaage. Die Diffusionsflussmessapparatur bestand aus zwei Einzelteilen: einem Messbehälter und einem Halter für die C/C-Probe.

Die Randbedingung bei der Entwicklung der Diffusionsflussmessapparatur war, dass sowohl der Tortuositätskoeffizient als auch die Permeabilitätskoeffizienten der C/C-Proben ermittelt werden sollte. Aufgrund der unterschiedlichen Messverfahren, auf denen die Tortuositäts- und Permeabilitätsmessung basierten, konnten die jeweiligen Messungen aber nicht beide mit der selben Messapparatur durchgeführt werden, die schon zuvor zum Zweck der Permeabilitätsmessung aufgebaut worden war. Da bei der Permeabilitätsmessung die Gefahr bestand, die Proben zu beschädigen, musste als Nebenbedingung, um an einem Probenkörper sowohl die Tortuositäts- als auch die Permeabilitätsmessung vornehmen zu können, zuerst die Diffusionsflussuntersuchungen stattfinden. Demzufolge sollten die C/C-Probenkörper nach Absolvierung der Diffusionsflussuntersuchungen für die anschließende Permeabilitätsmessung mit der Durchflussmessapparatur zur Verfügung stehen, die im folgenden Abschnitt 6.4 beschrieben wird.

Um an den C/C-Proben auch noch die Permeabilitätsmessung durchführen zu können, mussten die in der Diffusionsflussmessapparatur eingesetzten Probenkörper zu denen kompatibel sein, die für die Verwendung in der Durchflussmessapparatur ausgelegt worden waren. Seitens der bereits existierenden Durchflussmessapparatur war eine zylindrische Form der porösen Probenkörper mit einer Länge von $L = 30$ mm und einem Durchmesser von $D = 30$ mm vorgegeben. Folglich mussten diese Geometrie und diese Abmessungen der Probenkörper bei der Entwicklung der Diffusionsflussmessapparatur übernommen werden.

Der Messbehälter hatte die Form eines Rohres mit einem geraden Boden und einem offenen Ende. Sein Innendurchmesser von 30 mm war durch den Durchmesser der Probenkörper vorgegeben. Die Länge des Messbehälters wurde dafür ausgelegt, dass er bis zur Höhe $Z_0 = 50$ mm im Bild 5.3 mit dem flüssigen Messmedium gefüllt werden konnte, was ungefähr einem Füllvolumen von ca. 35 ml entsprach. In einem Abstand von 25 mm zum Rand des offenen Endes wies der Messbehälter einen Absatz in der zylindrischen Innenkontur auf, die als Anschlag für den Probenhalter diente. Dieser Absatz ist die Höhe Z_1 im Bild 5.3. Aufgrund der Gewichtersparnis wurde der Messbehälter aus Plexiglas hergestellt, das ebenso transparent ist, jedoch weniger wiegt als herkömmliches Glas und sich im Gegensatz zu diesem besser spanend bearbeiten lässt. Das Strukturgewicht des Messbehälters betrug 50 g.

Der Probenhalter wurde dafür ausgelegt, den Probenkörper im offenen Ende des Messbehälters einzubauen und beide gegenüber der Umgebung gasdicht

abzudichten, um Diffusionsströme außerhalb der C/C-Probe weitestgehend zu unterbinden. Um das offene Ende des Messbehälters beidseitig gasdicht zu verschließen, d.h. sowohl gegenüber dem Plexiglas als auch gegenüber der C/C-Probe, wurden die Probenhalter aus Teflon hergestellt. Im Bild 5.3 ist der prinzipielle Aufbau der Diffusionsflussmessapparatur mit montierter C/C-Probe und eingefülltem Messmedium skizziert.

Um die für eine Messauflösung in der Größenordnung von $\Delta m \leq 1$ mg erforderliche Mess- bzw. Ablesegenauigkeit im Bereich $\pm 0,1$ mg zu erreichen, wurde eine elektronische Analysenwaage vom Typ BP221S der Fa. Sartorius AG verwendet. Für Waagen dieses Typs wird eine Reproduzierbarkeit von $\leq \pm 0,1$ mg und eine Nichtlinearität von $\leq \pm 0,2$ mg angegeben. Da ihr zulässiger Wägebereich zwischen 0 g und 220 g liegt, durfte das Gesamtgewicht aus Diffusionsflussmessapparatur, C/C-Probe und Messmedium die Obergrenze von 220 g nicht überschreiten. Weiterführende Informationen zur Analysenwaage finden sich unter: <http://www.sartorius-mechatronics.de>.

Gemäß der Definition in Gleichung (2.2) ist der Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ eine dimensionslose Kennzahl für die effektive Länge L_{eff} der Kapillarkanäle im C/C-Material. Da es sich bei diesen Kanälen um die Risse in der C-Matrix handelt, die entlang der C-Fasern verlaufen, muss ihre Länge L_{eff} zwangsläufig in Abhängigkeit vom Relativwinkel zwischen der Faserorientierung der C/C-Mikrostruktur und der Richtung des Diffusionsstroms im C/C-Material variieren. Zur Berücksichtigung dieser Richtungsabhängigkeit des Tortuositätskoeffizienten, wurden die Diffusionsflussversuche ebenfalls in die im Abschnitt 6.1 beschriebene senkrechte ($\perp$) und parallele ($\parallel$) Messkonfiguration unterteilt, zu denen jeweils eine individuell gefertigte C/C-Probe gehörte. Bei der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration stand der Vektor des eindimensionalen Diffusionsstroms senkrecht zu den Plies; bei der parallelen Diffusionsflusskonfiguration verlief der Diffusionsstromvektor in den Plies parallel zu einer der beiden orthogonal zueinander ausgerichteten Faserorientierungen im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe (vgl. Bild 6.2).

Bild 6.5 zeigt die C/C-Probenkörper für die beiden Diffusionsflusskonfigurationen nach dem Zusammenbau mit ihren Teflon-Probenhaltern. Auf der linken Seite ist die Probe für die Messung in der senkrechten und auf der rechten Seite die Probe für die Messung in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration abgebildet. Die Teflon-Probenhalter wogen genauso wie die beiden C/C-Probenkörper jeweils 30 g.

Nachdem die Massen der einzelnen Bestandteile des Versuchsaufbaus bekannt waren, ließ sich dessen Gesamtmasse durch Aufsummieren berechnen. Aus der Summe der jeweiligen Massen des Messbehälters (50 g), des Teflon-Probenhalters (30 g), des C/C-Probenkörpers (30 g) und der Füllmenge des Messmediums (ca. 25 g), resultierte eine Gesamtmasse von etwa 135 g. Da die

Gesamtmasse folglich unter der zulässigen Obergrenze von 220 g des Wägebereichs der Analysenwaage BP221S blieb, war die Waage zur Messung der Massenabnahme in der Diffusionsflussmessapparatur geeignet.



Bild 6.5.: C/C-Probenkörper für die senkrechte (links) und für die parallele (rechts) Diffusionsflusskonfiguration nach dem Zusammenbau mit ihren Teflon-Probenhaltern

Die Vorarbeiten zur Durchführung der Diffusionsflussuntersuchungen umfassten neben dem Aufbau der Diffusionsflussmessapparatur auch die Auswahl geeigneter Diffusionsmedien. Die Analyse von flüchtigen organischen Verbindungen, deren Gasphase für die Diffusion durch das C/C-Material verwendet werden konnte, wird im folgenden Paragraphen 6.3.1.1 behandelt.

6.3.1.1. Flüchtige organische Verbindungen

Nachfolgend werden die flüchtigen organischen Verbindungen kurz VOCs genannt, wobei es sich um die Kurzform ihrer englischen Bezeichnung „volatile organic compound[s]“ handelt. Das Wort flüchtig impliziert, dass die zu der Gruppe der VOCs zählenden Stoffe aufgrund ihres hohen Dampfdruckes bzw. ihrer niedrigen Siedetemperatur leicht verdampfen (sich verflüchtigen). Organische Verbindungen sind Stoffe, die primär aus Kohlenstoff und Wasserstoff bestehen, also zur Gruppe der Kohlenwasserstoffe gehören. Es existiert keine einheitliche Definition der VOCs. Gemäß der in Deutschland verwendeten Definition handelt es sich bei den VOCs um alle organischen Verbindungen, die bei 293,15 K einen Dampfdruck von 0,01 kPa oder mehr aufweisen, bzw. schon bei niedrigen Temperaturen (z.B. Raumtemperatur) als Gas vorliegen.

Bei der Auswahl geeigneter VOCs, deren Gasphase sich für die Diffusionsflussuntersuchungen am C/C-Material eignete, mussten die folgenden Randbedingungen berücksichtigt werden:

- Keine VOCs aus der Gruppe der Alkohole, um chemische Wechselwirkungen mit dem Plexiglas des Messbehälters und dem C/C-Material der Proben auszuschließen
- Flüchtig bei Raumtemperatur ($T \approx 20^\circ\text{C}$)
- Flüchtig bei Umgebungsdruck ($p \approx 101\text{ kPa}$)
- Relativ kleines Molekulargewicht M
- Relativ großer Diffusionskoeffizient D_{jk} in Luft

Alle zuvor aufgelisteten Randbedingungen werden sowohl vom Pentan aus der Stoffgruppe der Alkane als auch vom Diethylether aus der Stoffgruppe der Ether erfüllt. Daher wurden beide VOCs in der vorliegenden Arbeit als Messmedien der Diffusionsflussuntersuchungen eingesetzt. In der Tabelle 6.2 werden die für das Messverfahren relevanten Stoffeigenschaften der beiden VOCs miteinander verglichen.

Tabelle 6.2.: Vergleich der für die Diffusionsflussuntersuchungen relevanten Stoffeigenschaften von Diethylether und Pentan; Quelle: Strehlow [115]

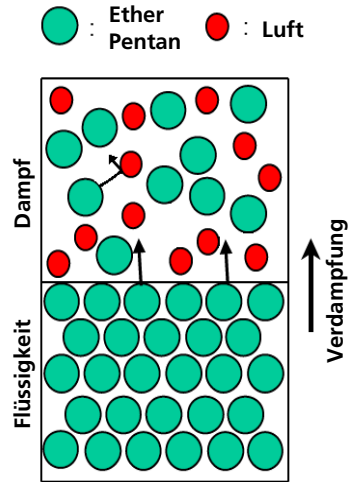
	Diethylether	Pentan
Chemische Formel	$\text{C}_4\text{H}_{10}\text{O}$	C_5H_{12}
Diffusionskoeffizient in Luft D_{jk} [m^2/s]	$8,56 \cdot 10^{-6}$	$7,72 \cdot 10^{-6}$
Molgewicht M [g/mol]	74,12	72,15
Dichte ρ (20°C) [g/cm^3]	0,71	0,63
Sättigungsdampfdruck p_{sat} (20°C) [kPa]	58,7	57,3
Moleküldurchmesser σ_0 [$\text{\AA}$]	3,64	3,87
Kollisionsintegral für die Diffusion Ω_D [–]	0,955242	0,94988
Reduzierte Temperatur T^* [–]	4,27114	4,38623

Um den Diffusionskoeffizienten D_{jk} von Ether oder von Pentan in Luft zu bestimmen, stand sowohl eine theoretische als auch eine experimentelle Methode zur Verfügung. Bei der theoretischen Methode konnte mit Gleichung (5.81), die im Paragraph 5.2.2.1 gemäß der *Chapman-Enskog*-Theorie formuliert wurde, der binäre, molekulare Diffusionskoeffizient $D_{m_{12}}$ in einem Zweistoffgemisch idealer Gase rechnerisch bestimmt werden. Der mit dieser Methode bestimmte theoretische Diffusionskoeffizient D_{jk} von Ether bzw. Pentan in Luft ist jeweils

in Tabelle 6.2 angegeben. Die Genauigkeit bei der Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D_{jk} mit der theoretischen Methode hängt von der Genauigkeit ab, mit der die charakteristischen Größen der Moleküle ermittelt wurden. Daraus resultiert eine Berechnungsgenauigkeit der D_{jk} -Werte in Tabelle 6.2 von $\pm 5\%$.

Wie bereits zuvor erwähnt wurde, konnte bei der experimentellen Methode der Diffusionskoeffizient D_{jk} durch Messungen an dem im Bild 5.3 dargestellten Versuchsaufbau empirisch ermittelt werden, indem in Abwesenheit der C/C-Probe nur die Diffusion des Ethers bzw. des Pentans in eine Säule aus Luft untersucht wurde. Im nebenstehenden Bild 6.6 ist der Ablauf dieser Diffusion schematisch dargestellt. Bei der Auswertung der Versuchsergebnisse im Unterabschnitt 6.3.2 wurde jedoch der mit der theoretischen Methode ermittelte Wert von D_{jk} verwendet.

Bild 6.6: Diffusion von Ether und Pentan in Luft



6.3.2. Ergebnisse der Diffusionsflussuntersuchungen

Um den Einfluss der Messmedien auf die Diffusion durch das poröse Material zu untersuchen, wurden zwei Versuchsreihen zur Ermittlung des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e durchgeführt, die sich lediglich hinsichtlich des jeweils eingesetzten VOCs voneinander unterschieden. Bei den als Messmedium verwendeten VOCs handelte es sich um den Diethylether und das Pentan, welche beide im Paragraph 6.3.1.1 vorgestellt wurden. In jeder der beiden Versuchsreihen fand jeweils ein Versuch in der senkrechten und in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration statt, um die Richtungsabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten relativ zur orthogonalen Faserorientierung im C/C-Material zu untersuchen. Für die senkrechte und für die parallele Diffusionsflusskonfiguration stand jeweils ein eigener C/C-Probenkörper zur Verfügung, die beide in jeder der zwei Versuchsreihen zum Einsatz kamen. Zwischen den Versuchsreihen wurde demzufolge das Messmedium gewechselt, zwischen den Versuchen in einer Versuchsreihe hingegen der C/C-Probenkörper ausgetauscht. Da mit jedem der beiden Messmedien Diethylether und Pentan jeweils 2 Versuche durchgeführt wurden, umfasste die Versuchsmatrix der Tortuositätsmessung an den beiden C/C-Probenkörpern insgesamt 4 Versuche, d.h. jeweils ein Versuch pro Messmedium und Diffusionsflusskonfiguration.

In den folgenden beiden Paragraphen 6.3.2.1 und 6.3.2.2 werden die in den Versuchen mit den beiden Messmedien Diethylether und Pentan ermittelten Ergebnisse der Diffusionskoeffizienten präsentiert, wobei zwischen den jeweiligen Ergebnissen für die beiden Diffusionsflusskonfigurationen unterschieden wird. Im Paragraph 6.3.2.3 wird der Einfluss der Messmedien auf die jeweiligen Diffusionskoeffizienten in beiden Diffusionsflusskonfigurationen diskutiert. Im Paragraph 6.3.2.4 wird umgekehrt für beide Messmedien der Einfluss der Faserorientierung im C/C-Material auf die jeweiligen Diffusionskoeffizienten diskutiert.

6.3.2.1. Versuchsergebnisse mit Diethylether als Messmedium

Im ersten Versuch wurde der zeitliche Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration aufgezeichnet. Die gemessene Abnahme der Masse wurde im folgenden Diagramm 6.1 über der Messzeit aufgetragen.

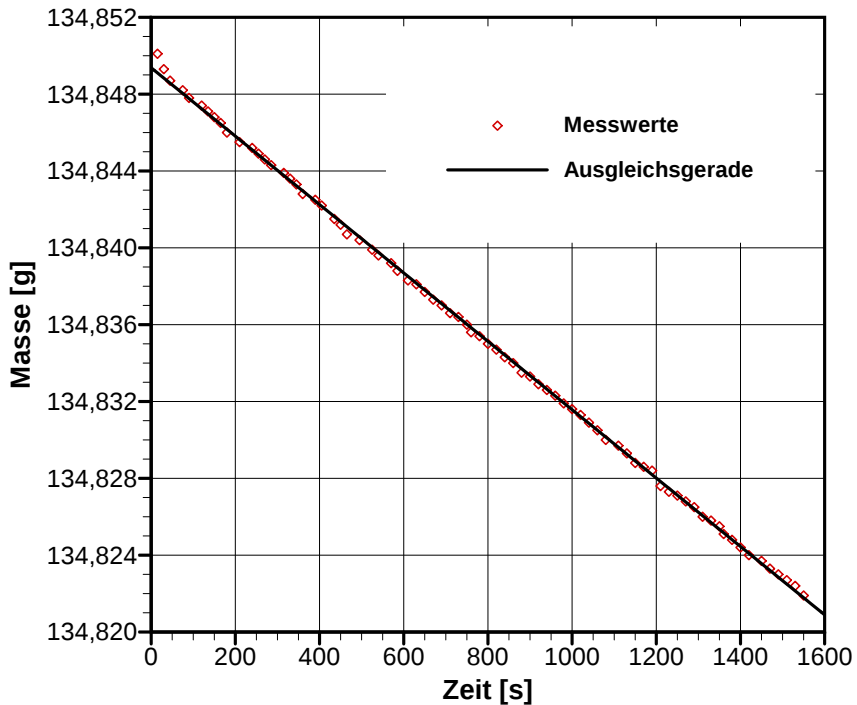


Diagramm 6.1: Zeitlicher Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur bei der Diffusion von Ether durch die C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration

Am Betrag der Steigung der Ausgleichsgeraden, mit welcher der Verlauf der Messwerte angenähert wurde, lässt sich der gesuchte Massenstrom $\dot{m}_j$ des zeitlich konstanten Diffusionsstroms J ablesen.

Im Diagramm 6.1 lassen sich zwei verschiedene Phasen der Diffusion nachvollziehen, die im Versuch auftraten. Die erste Phase zu Beginn der Messwertaufzeichnung umfasst den Zeitbereich der instationären Diffusion sowie den Übergangsbereich zur stationären Diffusion. Erst in der nachfolgenden zweiten Phase wurde der Bereich der stationären Diffusion erreicht, in dem sich ein zeitlich konstanter Diffusionsstrom J etabliert hat. Im ersten Versuch war die Dauer der ersten Phase relativ kurz, sie betrug lediglich ca. 45 Sekunden ab dem Beginn der Messwertaufzeichnung. Es handelt sich hierbei tatsächlich nur um eine relative Zeitangabe, da sie sich auf den Zeitpunkt bezieht, ab dem die Masse von der Analysenwaage abgelesen wurde bzw. ab dem die Messwertaufzeichnung mitlief. Die absolute Dauer der instationären Diffusion war hinsichtlich des Messverfahrens irrelevant. Entscheidend war lediglich, den Zeitpunkt des Übergangs von der ersten zur zweiten Phase festzustellen, ab dem die Diffusion und somit der Massenstrom $\dot{m}_j$ stationär war.

Bemerkenswert im Diagramm 6.1 ist insbesondere der nahezu exakt lineare Verlauf des Massenverlusts in der stationären Phase der Diffusion, der sich mit fast hundertprozentiger Übereinstimmung durch die Ausgleichsgerade wiedergeben lässt. Der im Versuch während der gesamten Messdauer von 26 Minuten tatsächlich aufgetretene, absolute Massenverlust war mit 28,5 mg so gering, dass die Massenänderung Δm überhaupt nur durch die Verwendung der Analysenwaage mit ihrer Ablesegenauigkeit von $\pm 0,1$ mg zeitlich exakt aufgelöst werden konnte. Aufgrund der geringen absoluten Änderung Δm zwischen den Messwerten, mit deren zeitlichen Änderungsrate $\dot{m}_j = (dm/dt)$ der Diffusionskoeffizient ermittelt wird, handelt es sich um ein sehr empfindliches Messverfahren. Mit der hier präsentierten Untersuchung der Diffusion von Diethylether durch den C/C-Probenkörper in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration, wurde ein Massenstrom $\dot{m}_j$ in der Größenordnung von etwa $2 \cdot 10^{-5}$ g/s erzielt. Dieses Ergebnis korreliert mit der im Abschnitt 5.2 getroffenen Feststellung, dass der molekulare Stofftransport durch Diffusion einen mikroskopischen Transportprozess darstellt, so dass der Massenstrom $\dot{m}_j$ des Diffusionsstroms J entsprechend gering ist. Aus diesem Grund nahm die Masse der Diffusionsflussmessapparatur pro Zeitintervall $\Delta t = 50$ Sekunden nur um jeweils $\Delta m = \dot{m}_j \cdot \Delta t \approx 2 \cdot 10^{-5}$ g/s $\cdot 50$ s = 1 mg ab.

Während der gesamten Messdauer fand eine kontinuierliche Messwertaufzeichnung statt, bei der innerhalb der 26 Minuten in zeitlichen Abständen zwischen 10 und 15 Sekunden insgesamt 135 Messwerte aufgezeichnet wurden. Die bei diesem Versuch erzielten Ergebnisse für den Massenstrom $\dot{m}_j$, den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e und den effektiven Diffusionskoeffizien-

ten D_{jke} im porösen Material sind in der folgenden Tabelle 6.3 zusammengefasst. Die Werte von D_e und D_{jke} wurden mit Gleichung (5.99) bzw. mit Gleichung (5.95) rechnerisch ermittelt.

Zur rechnerischen Bestimmung der Messunsicherheit wurde in der vorliegenden Arbeit das *Gaußsche*-Fehlerfortpflanzungsgesetz verwendet, das der BAM-Leitfaden [67] zur „Ermittlung von Messunsicherheiten bei quantitativen Prüfergebnissen“ vorschreibt. Gemäß der Rechenvorschrift in [67] ist die Messunsicherheit gleich der Quadratwurzel aus der im Fehlerfortpflanzungsgesetz berechneten Summe der Fehlerquadrate der unabhängigen Einflussgrößen.

Die Berechnungsungenauigkeit beim Massenstrom folgte aus dem kombinierten Messfehler der Waage, der sich aus Ablesegenauigkeit ($\pm 0,1$ mg), Nichtlinearität ($\pm 0,2$ mg) und Reproduzierbarkeit ($\pm 0,1$ mg) zusammensetzte. Der daraus resultierende Messfehler von $\pm 0,4$ mg bei der Massenmessung wurde jeweils mit der gesamten Messdauer in der stationären Versuchsphase dividiert. Aufgrund der Abnahme des Massenstrommessfehlers bei zunehmender Messdauer wurde durch lange Messzeiten in den Versuchen der Messfehler auf einen Wert kleiner als $\pm 1,5$ % begrenzt. Unter Berücksichtigung des Massenstrommessfehlers sowie anhand der Messgenauigkeit der Sensoren und Messinstrumente, die bei der Bestimmung der Messwerte des Drucks, der Temperatur und der geometrischen Abmessungen in Gleichung (5.99) zum Einsatz kamen, wurde für die Bestimmung des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e eine Berechnungsungenauigkeit von $\pm 2,5$ % ermittelt. In Kombination mit der Berechnungsungenauigkeit von ± 5 % beim jeweiligen Wert des Diffusionskoeffizienten D_{jk} von Diethylether bzw. Pentan in Luft aus Tabelle 6.2, der zusammen mit dem D_e -Wert zur Berechnung des effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material in Gleichung (5.95) eingegeben wurde, betrug dessen gesamte Berechnungsungenauigkeit somit $\pm 5,6$ %.

Tabelle 6.3.: *Ergebnisse für die Diffusion von Diethylether durch die C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration*

Massenstrom $\dot{m}_j$ [g/s]	$1,79 \cdot 10^{-5} \pm 2,6 \cdot 10^{-7}$
äquivalenter Diffusionskoeffizient D_e [m ² /s]	$6,9 \cdot 10^{-7} \pm 1,7 \cdot 10^{-8}$
effektiver Diffusionskoeffizient D_{jke} [m ² /s]	$3,6 \cdot 10^{-7} \pm 2,0 \cdot 10^{-8}$

Wie erwartet geht aus dem Vergleich der in Tabelle 6.3 aufgelisteten Ergebnisse hervor, dass der äquivalente Diffusionskoeffizient D_e einen höheren Wert als der effektive Diffusionskoeffizient D_{jke} besitzt. Es erscheint logisch, dass die Diffusion durch ein poröses Medium im Vergleich zu der durch ein äquivalentes Medium schwächer sein muss, da die poröse Mikrostruktur den molekularen

Stofftransport behindert. Gemäß Gleichung (5.94) wird die Diffusion im äquivalenten Medium mit einem Diffusionskoeffizienten beschrieben, bei dem es sich um einen gewichteten Mittelwert der beiden Diffusionskoeffizienten D_{jke} und D_{jk} handelt, die jeweils die Diffusion im porösen Medium und in Luft beschreiben. Das Größenverhältnis zwischen diesen beiden Diffusionskoeffizienten wird beschrieben als $(D_{jk}/D_{jke}) \gg 1$. Offensichtlich muss demzufolge der Wert des Diffusionskoeffizienten D_e im äquivalenten Medium in einem Bereich zwischen dem Wert des effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material und dem des Diffusionskoeffizienten D_{jk} in Luft liegen, d.h. zwischen den Koeffizienten herrscht folgende Größenverteilung: $D_{jke} < D_e < D_{jk}$.

Im zweiten Versuch dieser Versuchsreihe, mit Diethylether als Messmedium, wurde die Diffusion durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration untersucht. Im folgenden Diagramm 6.2 wurde analog zum Diagramm 6.1 wiederum die gemessene Abnahme der Masse der Diffusionsflussmessapparatur über der Messzeit aufgetragen.

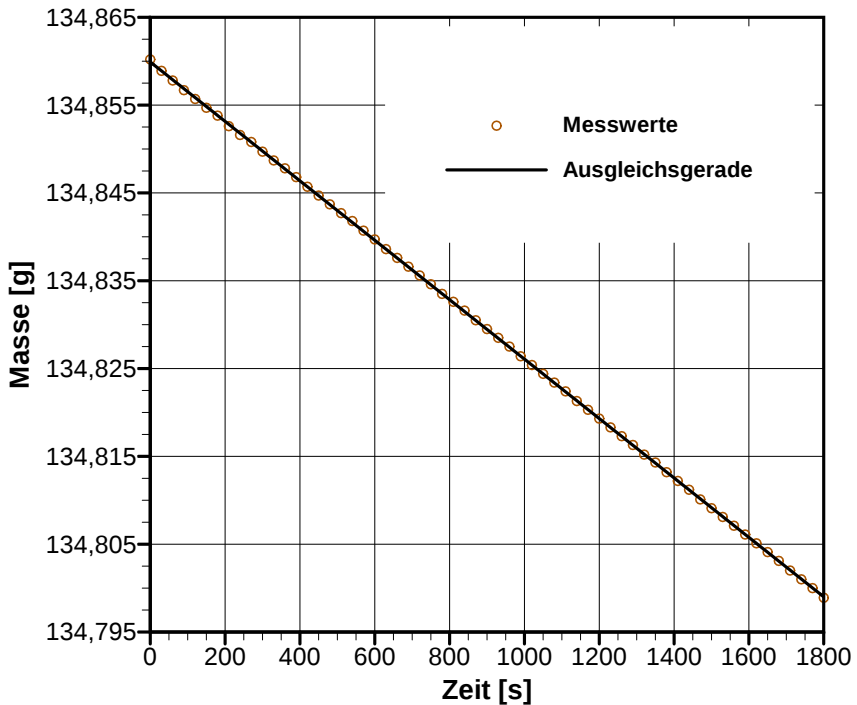


Diagramm 6.2: Zeitlicher Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur bei der Diffusion von Ether durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration

Der einzige Unterschied zwischen dem ersten und dem zweiten Versuch betraf den Austausch der C/C-Probe in der Diffusionsflussmessapparatur, bei dem die im ersten Versuch verwendete C/C-Probe durch die zweite C/C-Probe ersetzt wurde, welche für die Versuche in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration vorgesehen war. Die restlichen Versuchsbedingungen blieben unverändert. Die Messdauer im zweiten Versuch betrug 30 Minuten. Während der gesamten Messdauer wurden in zueinander identischen zeitlichen Abständen von jeweils 15 Sekunden insgesamt 120 Messwerte aufgezeichnet. Der im Diagramm 6.2 dargestellte zeitliche Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur weist nicht die Übergangsphase von der instationären zur stationären Diffusion auf, wie sie zu Beginn der Messwertaufzeichnung im ersten Versuch beobachtet wurde. Eventuell war beim zweiten Versuch die Dauer dieser Phase kürzer oder/und die Messwertaufzeichnung startete nicht sofort nach dem Beginn des Diffusionsprozesses. Dies hatte keinen Einfluss auf die Versuchsergebnisse, da wie bereits beschrieben wurde, bei diesem Messverfahren generell nur die Messwerte im Bereich der stationären Diffusion ausgewertet werden. Die beim zweiten Versuch erzielten Ergebnisse für den Massenstrom $\dot{m}_j$, den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e und den effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material sind in der folgenden Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Tabelle 6.4.: *Ergebnisse für die Diffusion von Diethylether durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration*

Massenstrom $\dot{m}_j$ [g/s]	$3,41 \cdot 10^{-5} \pm 2,2 \cdot 10^{-7}$
äquivalenter Diffusionskoeffizient D_e [m ² /s]	$13,1 \cdot 10^{-7} \pm 3,3 \cdot 10^{-8}$
effektiver Diffusionskoeffizient D_{jke} [m ² /s]	$7,1 \cdot 10^{-7} \pm 4,0 \cdot 10^{-8}$

Beim Vergleich der Tabellen 6.3 und 6.4 fällt sofort der Anstieg des Massenstroms $\dot{m}_j$ auf, der sich zwischen dem ersten und dem zweiten Versuch nahezu verdoppelt hat. Der molekulare Stofftransport durch die C/C-Probe scheint in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration deutlich weniger von der porösen Mikrostruktur behindert worden zu sein, als in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration.

6.3.2.2. Versuchsergebnisse mit Pentan als Messmedium

Der Ablauf der zweiten Versuchsreihe mit Pentan als Messmedium war identisch mit dem der ersten Versuchsreihe. Die einzige Veränderung zwischen der ersten und der zweiten Versuchsreihe war der Wechsel des Messmediums vom Diethylether zum Pentan, alle anderen Versuchsbedingungen wurden unverändert.

dert beibehalten. Im ersten Versuch der zweiten Versuchsreihe wurde die Diffusion durch die C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration untersucht. In diesem Versuch betrug die Messdauer 30 Minuten, während der insgesamt 120 Messwerte aufgezeichnet wurden. Die Aufzeichnung der Messwerte erfolgte kontinuierlich über der gesamten Messdauer in zueinander identischen zeitlichen Abständen von jeweils 15 Sekunden. Die im Versuch gemessene Abnahme der Masse der Diffusionsflussmessapparatur wurde im Diagramm 6.3 über der Messzeit aufgetragen. Am zeitlichen Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur, ist deutlich eine Übergangsphase von der instationären zur stationären Diffusion zu erkennen. Die Dauer dieser ersten Phase zu Beginn der Messwertaufzeichnung betrug ca. 2 Minuten und 15 Sekunden.

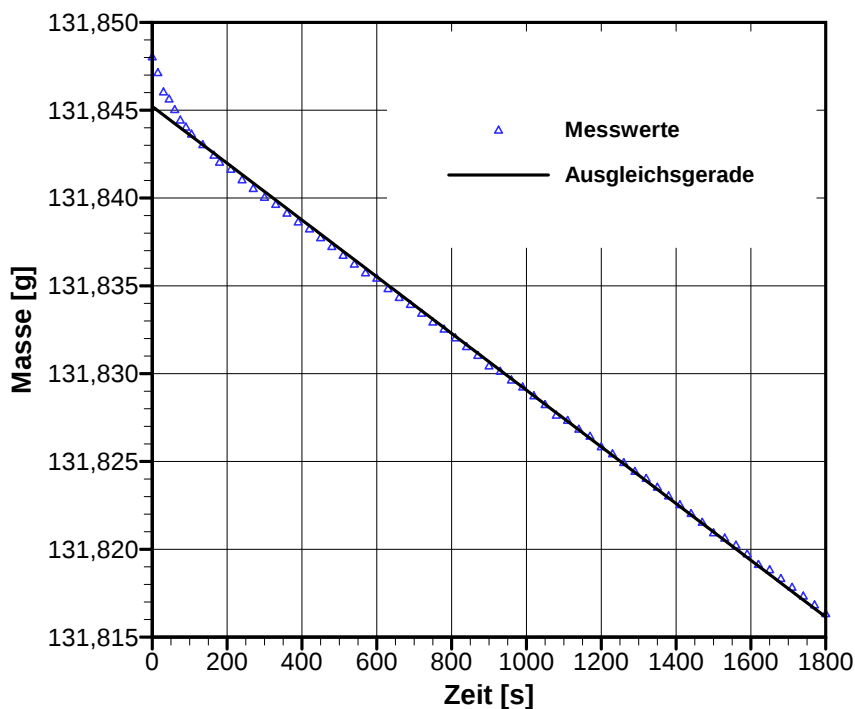


Diagramm 6.3: Zeitlicher Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur bei der Diffusion von Pentan durch die C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration

Die in der zweiten Versuchsreihe erzielten Ergebnisse für den Massenstrom $\dot{m}_j$, den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e und den effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material, werden analog zu den korrespondierenden Ergebnissen der ersten Versuchsreihe mit Diethylether als Messmedium in

tabellierter Form präsentiert. Tabelle 6.5 fasst die Ergebnisse der Versuchsreihe mit Pentan in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration zusammen.

Tabelle 6.5.: Ergebnisse für die Diffusion von Pentan durch die C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration

Massenstrom $\dot{m}_j$ [g/s]	$1,61 \cdot 10^{-5} \pm 2,4 \cdot 10^{-7}$
äquivalenter Diffusionskoeffizient D_e [m ² /s]	$6,6 \cdot 10^{-7} \pm 1,6 \cdot 10^{-8}$
effektiver Diffusionskoeffizient D_{jke} [m ² /s]	$3,4 \cdot 10^{-7} \pm 1,9 \cdot 10^{-8}$

Zum Abschluss dieses Paragraphen werden in identischer Weise die Versuchsergebnisse präsentiert, die bei der Diffusion von Pentan durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration erzielt worden waren, welche im zweiten Versuch dieser Versuchsreihe untersucht wurde.

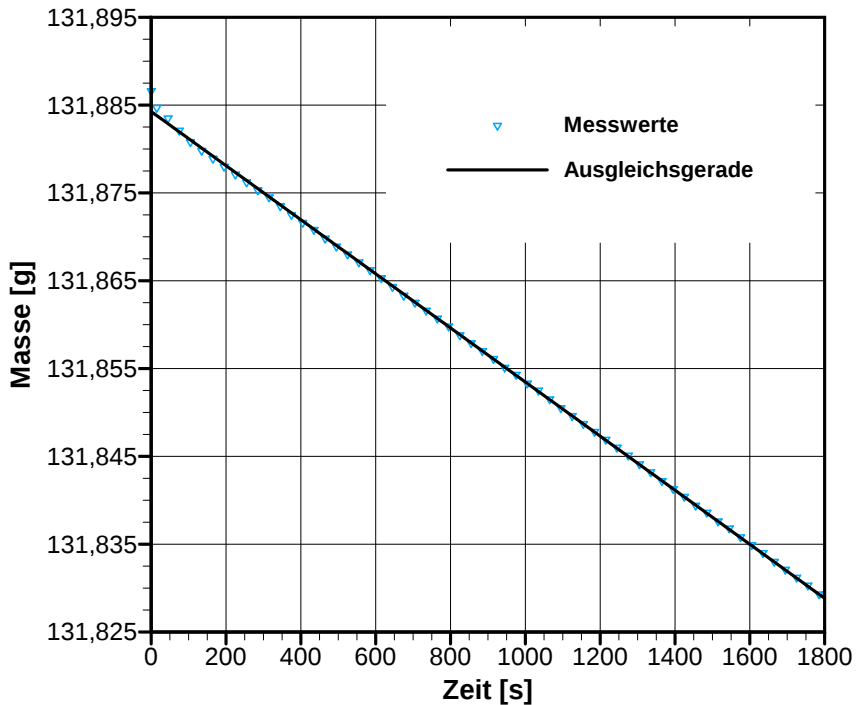


Diagramm 6.4: Zeitlicher Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur bei der Diffusion von Pentan durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration

Für ihre graphische Auswertung wurden die Messwerte der Masse der Diffusionsflussmessapparatur im Diagramm 6.4 über der Messzeit aufgetragen. Im zeitlichen Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur ist wiederum eine kurze Übergangsphase von der instationären zur stationären Diffusion zu erkennen, die jedoch ab dem Beginn der Messwertaufzeichnung nur ca. 1 Minute und 15 Sekunden andauerte. Tabelle 6.6 zeigt eine Zusammenfassung der ausgewerteten Versuchsergebnisse.

Tabelle 6.6.: *Ergebnisse für die Diffusion von Pentan durch die C/C-Probe in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration*

Massenstrom $\dot{m}_j$ [g/s]	$3,09 \cdot 10^{-5} \pm 2,3 \cdot 10^{-7}$
äquivalenter Diffusionskoeffizient D_e [m ² /s]	$12,6 \cdot 10^{-7} \pm 3,1 \cdot 10^{-8}$
effektiver Diffusionskoeffizient D_{jke} [m ² /s]	$6,8 \cdot 10^{-7} \pm 3,8 \cdot 10^{-8}$

6.3.2.3. Einfluss der VOCs auf die Diffusion im porösen Medium

In der Tabelle 6.7 werden die Ergebnisse für den Massenstrom $\dot{m}_j$, den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e und den effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material gegenübergestellt, die jeweils bei der Diffusion von Diethylether oder von Pentan durch die beiden C/C-Proben in der parallelen und in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration erzielt wurden. Außerdem wurde das Verhältnis zwischen den jeweiligen Ergebnissen der Versuche mit den beiden VOCs als Messmedium gebildet.

Die Gegenüberstellung der jeweiligen Versuchsergebnisse in Tabelle 6.7 zeigt, dass sowohl für den äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e als auch für den effektiven Diffusionskoeffizienten D_{jke} im porösen Material der relative Unterschied zwischen den Ergebnissen der betreffenden Versuche mit den beiden VOCs etwa 4 – 5 % beträgt. Dabei sind die Werte der beiden Diffusionskoeffizienten bei der Diffusion von Diethylether größer als bei der von Pentan. Der Grund für die stärkere Diffusion von Diethylether ist zum einen sein größerer Diffusionskoeffizient D_{jk} in Luft und zum anderen sein größeres Molekulargewicht M , wie aus dem Vergleich mit den korrespondierenden Werten von Pentan in Tabelle 6.2 hervor geht. Dort beträgt das Verhältnis zwischen den Diffusionskoeffizienten D_{jk} in [m²/s] von Diethylether und Pentan: $8,56 \cdot 10^{-6} / 7,72 \cdot 10^{-6} \approx 1,11$.

Der relative Unterschied zwischen den Versuchsergebnissen, die jeweils bei der Diffusion von Diethylether oder von Pentan durch die beiden C/C-Proben erzielt wurden, ist in beiden Diffusionsflusskonfigurationen ungefähr identisch.

Das bedeutet erstens, dass der Einfluss der zwei VOCs auf die Diffusion in beiden Diffusionsflusskonfigurationen in etwa gleich stark war. Zweitens wurde der Unterschied, der zwischen der Diffusion der beiden VOCs in Luft besteht, sowohl im äquivalenten Medium als auch im porösen Medium reduziert. Im Vergleich zum Einfluss des VOCs auf die Diffusion in Luft, wurde demzufolge ihr Einfluss bei der Diffusion im porösen Material stark abgeschwächt. Im gewissen Sinn verhielt sich das poröse Material beim molekularen Stofftransport wie ein „Diffusionsgleichrichter“, da es den Unterschied zwischen der jeweiligen Diffusion von zwei verschiedenen chemischen Stoffen in Luft vergleichmäßigte.

Tabelle 6.7.: Vergleich der Ergebnisse für die Diffusion von Diethylether und Pentan in der parallelen ($\parallel$) und in der senkrechten ($\perp$) Diffusionsflusskonfiguration

	Diethylether	Pentan	Verhältnis: Diethylether / Pentan
$\dot{m}_{j\parallel}$	$3,41 \cdot 10^{-5} \text{ g/s}$	$3,09 \cdot 10^{-5} \text{ g/s}$	1,102
$\dot{m}_{j\perp}$	$1,79 \cdot 10^{-5} \text{ g/s}$	$1,61 \cdot 10^{-5} \text{ g/s}$	1,111
$D_{e\parallel}$	$13,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$12,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	1,043
$D_{e\perp}$	$6,9 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$6,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	1,051
$D_{jke\parallel}$	$7,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$6,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	1,038
$D_{jke\perp}$	$3,6 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	$3,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$	1,049

In der Tabelle 6.8 werden die Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} der beiden VOCs in Luft bzw. im porösen Material miteinander verglichen. Beim Wert des Diffusionskoeffizienten D_{jke} wird zusätzlich zwischen der Diffusion in der parallelen ($\parallel$) und in der senkrechten ($\perp$) Diffusionsflusskonfiguration unterschieden. Die Werte des Verhältnisses D_{jk}/D_{jke} in der selben Diffusionsflusskonfiguration sind bei beiden Stoffen annähernd gleich groß. Der Diffusionskoeffizient von Diethylether ist für die Diffusion in Luft ca. 12,1 mal größer als für die Diffusion durch das poröse Material in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration; in der selben Diffusionsflusskonfiguration ist der Diffusionskoeffizient von Pentan für die Diffusion in Luft im Vergleich zu dem für die Diffusion durch das poröse Material ca. 11,3 mal größer. In der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration ist der Diffusionskoeffizient D_{jk} von Diethylether in Luft

ca. 24 mal größer als sein Diffusionskoeffizient $D_{jke\perp}$ im porösen Material, für Pentan ist D_{jk} ca. 22,6 mal so groß wie $D_{jke\perp}$. Während demzufolge der Einfluss der VOCs auf die Diffusion im porösen Medium relativ schwach ist, sind bei beiden VOCs die Werte des Verhältnisses D_{jk}/D_{jke} in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration ca. doppelt so groß wie in der parallelen. Dieser Effekt wird im folgenden Paragraphen 6.3.2.4 untersucht.

Tabelle 6.8.: Vergleich der Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} der beiden VOCs in Luft bzw. im porösen Material

VOC	Diffusionskoeffizient [m ² /s]		Verhältnis: D_{jk}/D_{jke} [-]
	in Luft (D_{jk})	im porösen Material (D_{jke})	
Diethylether	$8,56 \cdot 10^{-6}$	$7,1 \cdot 10^{-7}$	12,103
		⊥ $3,6 \cdot 10^{-7}$	23,958
Pentan	$7,72 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-7}$	11,325
		⊥ $3,4 \cdot 10^{-7}$	22,657

6.3.2.4. Einfluss der Faserorientierung auf die Diffusion im porösen Medium

Die Ergebnisse der im Abschnitt 6.4 beschriebenen Untersuchung der Permeabilität der C/C-Materialien vorwegnehmend, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Faserorientierung einen großen Einfluss auf das Verhalten der makroskopischen Strömung durch poröse Medien ausübt. Bei gleichem Druckverlust über den betreffenden C/C-Probenkörpern, wurde beim Wechsel von der parallelen zur senkrechten Durchflusskonfiguration ein kleinerer Massenstrom gemessen, was einer Abnahme der Permeabilität entspricht. Da in den beiden Durchflusskonfigurationen die jeweilige Orientierung der Faserstränge im C/C-Material relativ zum Strömungsvektor den Massenstrom beeinflusst, tritt der gleiche Effekt nicht nur beim konvektiven sondern auch beim molekularen Stofftransport durch Diffusion auf.

In der Tabelle 6.9 werden die Massenströme $\dot{m}_j$ und Diffusionskoeffizienten D_{jke} miteinander verglichen, welche sich bei der Diffusion von beiden VOCs durch das poröse Material in der jeweiligen Diffusionsflusskonfiguration einstellten. Aus Tabelle 6.9 geht eindeutig hervor, dass für beide VOCs sowohl der Massenstrom $\dot{m}_j$ als auch der Diffusionskoeffizient D_{jke} im porösen Material

in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration doppelt so groß wie in der senkrechten ist. Dieses Ergebnis korreliert mit dem der Permeabilitätsuntersuchungen aus Abschnitt 6.4, wonach in der senkrechten Durchflusskonfiguration der Strömungswiderstand größer als in der parallelen ist. Daraus lässt sich folgern, dass die senkrechte Diffusionsflusskonfiguration einen größeren Diffusionswiderstand verursacht als die parallele.

Tabelle 6.9.: Einfluss der Diffusionsflusskonfiguration auf den Massenstrom $\dot{m}_j$ und Diffusionskoeffizienten D_{jke} für die Diffusion von beiden VOCs durch das poröse Material

	VOC	Diffusionsflusskonfiguration		Verhältnis:
		$\parallel$	$\perp$	$\parallel / \perp$
Massenstrom $\dot{m}_j$ [g/s]	Diethylether	$3,41 \cdot 10^{-5}$	$1,79 \cdot 10^{-5}$	1,904
	Pentan	$3,09 \cdot 10^{-5}$	$1,61 \cdot 10^{-5}$	1,918
effektiver Diffusions- koeffizient D_{jke} [m ² /s]	Diethylether	$7,1 \cdot 10^{-7}$	$3,6 \cdot 10^{-7}$	1,979
	Pentan	$6,8 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$	2,001

Die absoluten Werte der Massenstromverhältnisse von paralleler zur senkrechten Konfiguration bei den Durchflussversuchen aus Abschnitt 6.4 unterscheiden sich jedoch von denen der in diesem Abschnitt vorgestellten Diffusionsflussversuche. Die Massenstromverhältnisse $\dot{m}_{j\parallel}/\dot{m}_{j\perp}$ beim molekularen Stofftransport durch Diffusion sind kleiner, als die korrespondierenden Massenstromverhältnisse beim konvektiven Stofftransport, der von der Höhe des Druckverlusts über dem porösen Material abhängt. Bei den Diffusionsflussversuchen wurde zwischen der parallelen und der senkrechten Konfiguration ein Massenstromverhältnis mit einem Wert von ca. 2 festgestellt, bei den Durchflussversuchen betrug dieser Wert hingegen ca. 3. Diese Abweichung der Größen des Massenstromverhältnisses, lässt sich vermutlich auf die unterschiedlichen Größenverhältnisse zwischen dem molekularen und dem konvektiven Stofftransport zurückführen. Bereits im Abschnitt 5.2 wurde darauf hingewiesen, dass der molekulare Stofftransport ein mikroskopischer Transportprozess ist, der konvektive Stofftransport hingegen ein makroskopischer Transportprozess. Auch wenn es sich bei beiden Transportprozessen um einen Stofftransport handelt, unter-

scheiden sie sich demzufolge grundsätzlich in Bezug auf die Größenordnung der Fluid-Struktur-Interaktion.

Im Diagramm 6.5 wurden die zeitlichen Verläufe der Masse der Diffusionsflussmessapparatur aus allen vier Versuchen zusammengefasst dargestellt. Aus Vergleichsgründen wurden alle Verläufe auf eine gemeinsame Anfangsmasse zum Zeitpunkt $t = 0$ Sekunden bezogen. Der Wert von 130 g der Anfangsmasse wurde willkürlich gewählt. Im Unterschied zu Tabelle 6.9 geht aus dem Diagramm die Existenz des Massenstromverhältnisses $(\dot{m}_{j\parallel}/\dot{m}_{j\perp}) > 1$ zwischen den beiden Diffusionsflusskonfigurationen in rein qualitativer Form hervor. Seine Existenz lässt sich daran erkennen, dass in der parallelen Diffusionsflusskonfiguration die Masse der Diffusionsflussmessapparatur über der Zeit schneller abnimmt als in der senkrechten.

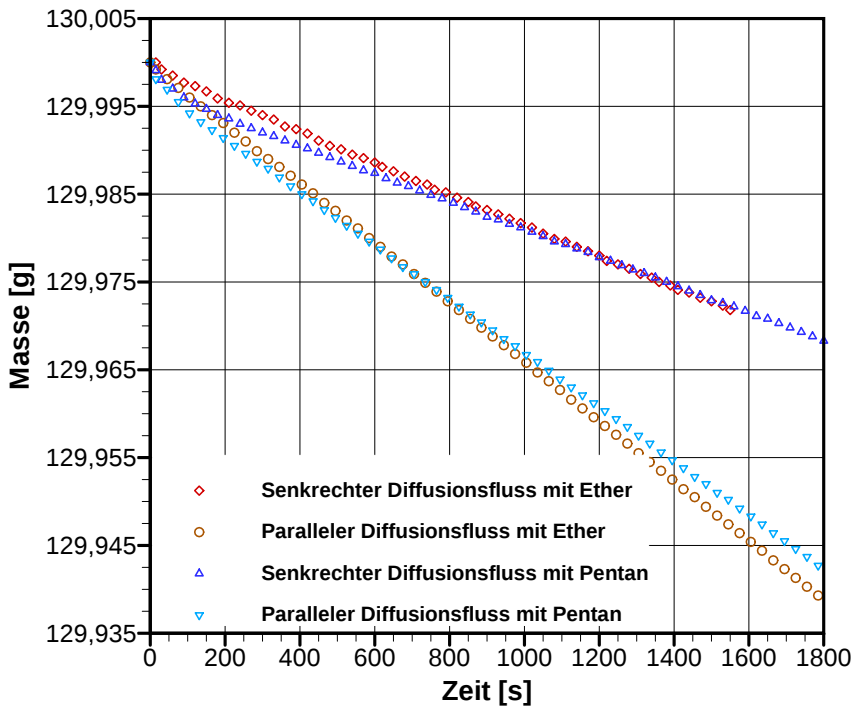


Diagramm 6.5: Zeitlicher Verlauf der Masse der Diffusionsflussmessapparatur bei der jeweiligen Diffusion von Diethylether und Pentan durch die betreffende C/C-Probe in der parallelen als auch in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration

Darüber hinaus lässt sich aus den im Diagramm 6.5 dargestellten, vier Verläufen der Masse der Diffusionsflussmessapparatur ablesen, dass auch Abweichungen zwischen den Massenströmen $\dot{m}_j$ existieren, die sich bei der Diffusion der zwei unterschiedlichen VOCs durch das C/C-Material in der jeweils selben Diffusionsflusskonfiguration eingestellt hatten. Diese Abweichungen der ermittelten Werte der Massenströme zwischen der Diffusion des Diethylethers und der des Pentans, wurden sowohl für die Massenströme in der parallelen ($\dot{m}_{j\parallel}$) als auch für die in der senkrechten ($\dot{m}_{j\perp}$) Diffusionsflusskonfiguration in Tabelle 6.7 quantifiziert. Während aus den in der Tabelle für die Massenströme $\dot{m}_{j\parallel}$ und $\dot{m}_{j\perp}$ angegebenen Werten eine maximale Abweichung von bis zu 11 % zwischen der Diffusion der beiden VOCs durch das C/C-Material hervorgeht, weisen die im Diagramm 6.5 eingetragenen, jeweiligen Verläufe der Masse der Diffusionsflussmessapparatur, die aus der Diffusion der beiden VOCs durch das C/C-Material in der selben Diffusionsflusskonfiguration resultierten, rein qualitativ lediglich einen marginalen Unterschied zueinander auf.

Ohne die Berücksichtigung der Übergangsphase von der instationären zur stationären Diffusion zu Beginn der Messwertaufzeichnung, wären die zugehörigen Verläufe der Messwerte, die an der selben C/C-Probe jeweils mit Diethylether und Pentan als Messmedium aufgenommen wurden, nahezu deckungsgleich. Dies gilt insbesondere für die zwei Verläufe bei der Diffusion der beiden VOCs durch die betreffende C/C-Probe in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration, in der das poröse Material den größten Diffusionswiderstand aufweist. Bei dieser Diffusionsflusskonfiguration scheint der Diffusionswiderstand des porösen Materials den Einfluss der VOCs auf die Diffusion fast vollständig zu neutralisieren. Diese Erkenntnis korreliert mit der im vorherigen Paragraphen 6.3.2.3 getroffenen Feststellung, wonach der Unterschied, welcher zwischen der jeweiligen Diffusion von zwei verschiedenen chemischen Stoffen in Luft besteht, durch den molekularen Stofftransport im porösen Medium vergleichmäßig wird.

Die Einführung einer gemeinsamen Anfangsmasse im Diagramm 6.5 war das Ergebnis einer mathematischen Operation, bei der von den Messwerten der verschiedenen Verläufe aus den Diagrammen 6.1, 6.2, 6.3 und 6.4 jeweils ein entsprechender Offset subtrahiert wurde. Der Betrag des Offsets wurde für jeden der Messwertverläufe individuell ermittelt, indem jeweils von der tatsächlichen Anfangsmasse zum Zeitpunkt $t = 0$ Sekunden der willkürlich gewählte Wert von 130 g subtrahiert wurde. Da dieser individuelle Betrag des Offsets von jedem Messwert des betreffenden Messwertverlaufs subtrahiert wurde, hatte diese mathematische Operation keine Auswirkung auf die reale Änderung Δm bzw. auf die zeitliche Änderungsrate $\dot{m}_j = (dm/dt)$ zwischen den Messwerten. Der zugehörige Offset stellte für den jeweiligen Messwertverlauf eine Konstante dar, um deren negativen Wert alle Messwerte des Verlaufs gleichermaßen nach unten verschoben wurden.

6.3.3. Ergebnisse der Berechnung des Tortuositätskoeffizienten

Die im Bild 6.5 abgebildeten zwei C/C-Proben, an denen jeweils die Diffusionsflussversuche in der senkrechten ($\perp$) und in der parallelen ($\parallel$) Diffusionsflusskonfiguration stattfanden, wurden beide mittels dem im Abschnitt 6.1 beschriebenen Herstellungsverfahren für zylindrische Probenkörper aus der C/C-Platte PH-964-P herausgebohrt. In Gleichung (6.8) ist für die offene Porosität dieses Plattenmaterials der Wert 12,24 % ermittelt worden, so dass für die folgende Auswertung der Ergebnisse der Diffusionsflussversuche bei beiden C/C-Proben mit einem Wert der Porosität von $\varepsilon = 0,1224$ gerechnet wurde.

Nach der im Paragraph 5.2.2.2 beschriebenen Theorie von *Epstein* kann bei gegebenen Diffusionskoeffizienten D_{jk} und D_{jke} von gasförmigen, homogenen Medien in Luft bzw. im porösen Material, der Tortuositätskoeffizient des Materials mit Gleichung (5.80) rechnerisch ermittelt werden, wenn darüber hinaus seine Porosität ε bekannt ist. Die folgende Tabelle 6.10 fasst die berechneten Werte der Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}_{\parallel}$ und $\mathcal{T}_{\perp}$ zusammen, die aus den unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten $D_{jke\parallel}$ und $D_{jke\perp}$ im porösen Medium resultierten, die jeweils für die Diffusion des betreffenden Messmediums durch das C/C-Material in der parallelen und in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration ermittelt wurden. Außerdem wird der Anisotropiefaktor $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ zwischen den beiden Tortuositätskoeffizienten in der parallelen und der senkrechten Konfiguration angegeben, der selbstverständlich mit dem in der Tabelle 6.9 aufgeführten Verhältnis $D_{jke\parallel}/D_{jke\perp}$ der Diffusionskoeffizienten übereinstimmt. Der Anisotropiefaktor $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ beschreibt die Abhängigkeit der Tortuosität von der Richtung des Strömungsvektors relativ zur Faserorientierung im C/C-Material.

Tabelle 6.10.: Vergleich der Werte des Anisotropiefaktors $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ des Tortuositätskoeffizienten für beide VOCs

VOC	Tortuositätskoeffizient		Anisotropiefaktor $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$
	$\mathcal{T}_{\parallel}$	$\mathcal{T}_{\perp}$	
Diethylether	0,67503	0,34102	1,979
Pentan	0,72140	0,36060	2,001

Aus Vergleichsgründen wurden die selben Werte zusätzlich in die Tabelle 6.11 eingetragen. Dabei wurden die Tabelleneinträge so angeordnet, dass die Verhältnisse der beiden Tortuositätskoeffizienten gebildet werden konnten, die in der selben Konfiguration bei der jeweiligen Verwendung der unterschiedlichen

VOCs Diethylether und Pentan als Messmedium ermittelt wurden. Das in der selben Konfiguration alleine aufgrund der Verwendung der unterschiedlichen VOCs resultierende Verhältnis der Tortuositätskoeffizienten, beschreibt den Einfluss des Messmediums auf den jeweiligen Tortuositätskoeffizienten $T_{\parallel}$ bzw. $T_{\perp}$.

Tabelle 6.11.: Einfluss des Messmediums auf den Tortuositätskoeffizienten in der selben Konfiguration

Tortuositäts- koeffizient	VOC		Verhältnis: Diethylether / Pentan
	Diethylether	Pentan	
$T_{\parallel}$	0,67503	0,72140	0,936
$T_{\perp}$	0,34102	0,36060	0,946

Gemäß ihrer Definitionsgleichung (2.2) ist die Tortuosität eine konstante Eigenschaft poröser Medien, deren Wert unabhängig vom chemischen Stoff sein sollte, dessen Gasphase für die Diffusion durch das betreffende poröse Material verwendet wurde. Die Tatsache, dass in der Tabelle 6.11 die jeweiligen Verhältnisse der zwei verschiedenen Tortuositätskoeffizienten $T_{\parallel}$ und $T_{\perp}$, die in der selben Konfiguration zwischen der Verwendung von Diethylether oder Pentan als Messmedium herrschten, lediglich um etwa 5 – 6 % vom Wert 1 abweichen, ist folglich ein Indiz dafür, dass die ermittelten Werte der Tortuositätskoeffizienten im Rahmen der Messgenauigkeit korrekt sind. Zur Bestimmung eines Durchschnittswerts des jeweiligen Tortuositätskoeffizienten $T_{\parallel}$ bzw. $T_{\perp}$ in beiden Konfiguration, wurde aus den zugehörigen Tortuositätskoeffizienten beider Messmedien das arithmetische Mittel gebildet:

$$\overline{T_{\parallel}} = 0,69822 \quad (6.9)$$

$$\overline{T_{\perp}} = 0,35081 \quad (6.10)$$

$$\overline{T_{\parallel}} / \overline{T_{\perp}} \approx 2 \quad (6.11)$$

Die erste Erkenntnis aus Tabelle 6.10 ist die, dass die Werte des jeweiligen Verhältnisses $T_{\parallel}/T_{\perp}$ der Tortuositätskoeffizienten in den beiden verschiedenen Konfigurationen, die beide individuell sowohl für Diethylether als auch für Pentan als Messmedium ermittelt wurden, lediglich einen vernachlässigbaren geringen Unterschied zueinander aufweisen. Dabei handelt es sich um ein selbstverständliches Versuchsergebnis, da aus dem Vergleich der Tortuositätskoeffizienten in Tabelle 6.11 bereits gefolgert wurde, dass die Tortuosität unabhängig vom Stoff ist, der durch das poröse Material diffundiert.

Wesentlich bedeutender ist die zweite Erkenntnis aus Tabelle 6.10, dass sich der Einfluss der Konfiguration auf den Tortuositätskoeffizienten quantifizieren lässt. Aufgrund des bereits bekannten Verhältnisses $D_{jke\parallel}/D_{jke\perp}$ der effektiven Diffusionskoeffizienten im porösen Material in den beiden verschiedenen Konfigurationen, das durch den Vergleich der Diffusionskoeffizienten in Tabelle 6.9 nachgewiesen wurde, war zwar die Existenz eines Anisotropiefaktors $T_{\parallel}/T_{\perp}$ zwischen der Tortuosität in der parallelen und in der senkrechten Konfiguration zu erwarten gewesen, in der Tabelle 6.10 konnte aber darüber hinaus ein bestimmter Wert des Anisotropiefaktors von ca. 2 angegeben werden. Die Konsequenz aus dem in der Beziehung (6.11) ausgedrückten Anisotropiefaktor ist, dass ein Fluid in der senkrechten Konfiguration einen längeren Strömungsweg L_{eff} zurücklegen muss als in der parallelen, um das C/C-Material in der vorgegebenen Richtung relativ zu dessen Faserorientierung zu durchströmen. Die Größe L_{eff} ist die Länge des Strömungskanals, durch den das Fluid auf seinem Weg durch das C/C-Material strömt. Aus der Wirkung des Verhältnisses $T_{\parallel}/T_{\perp}$ der Tortuositätskoeffizienten auf die effektive Länge L_{eff} der Strömungskanäle im C/C-Material, resultiert sein größerer Strömungswiderstand in der senkrechten Durchflusskonfiguration (vgl. Abschnitt 6.4).

Die Tortuosität ist eine Materialeigenschaft, deren Wert sich in einem Bereich zwischen $0 \leq T \leq 1$ bewegt. Der obere Grenzwert $T = 1$ repräsentiert die Abwesenheit der Tortuosität, so dass das Fluid das poröse Medium in gerader Linie durchströmen kann. In diesem Fall sind die effektive Länge L_{eff} der Strömungskanäle und die geometrische Länge L des durchströmten Körpers identisch. Der untere Grenzwert $T = 0$ besagt entweder, dass keine Strömungskanäle vorhanden sind, oder dass ihre Länge unendlich ist. Je kleiner der Wert der Tortuosität ist, desto länger ist demzufolge der Strömungsweg L_{eff} . Aus diesem Zusammenhang lässt sich umgekehrt folgern, dass das Fluid in der parallelen Durchflusskonfiguration eine kürzere Strecke zurückzulegen hat, als in der senkrechten. Der Wert der effektiven Länge L_{eff} wird allgemein mit Gleichung (6.12) berechnet. Wird in dieser für jede der beiden Konfiguration der zugehörige Wert des jeweiligen Tortuositätskoeffizienten $T_{\parallel}$ bzw. $T_{\perp}$ gemäß den beiden Gleichungen (6.9) und (6.10) eingesetzt, so lassen sich aus Gleichung (6.12) die Beziehungen (6.13), (6.14) und (6.15) ableiten, mit denen die effektive Länge L_{eff} in Abhängigkeit von der jeweiligen Konfiguration berechnet werden kann.

$$L_{eff} = L/\sqrt{T} \quad (6.12)$$

$$L_{eff\parallel} \approx 1,19675 \cdot L \quad (6.13)$$

$$L_{eff\perp} \approx 1,68836 \cdot L \quad (6.14)$$

$$L_{eff\perp} \approx \sqrt{2} \cdot L_{eff\parallel} \quad (6.15)$$

Die effektive Länge L_{eff} der „senkrechten“ und der „parallelen“ Strömungskanäle der zwei bei den Tortuositätsmessungen verwendeten C/C-Probenkörper war ca. 1,7 bzw. 1,2 mal größer als die geometrische (ideale) Länge L der Probenkörper. Somit sind die „senkrechten“ Strömungskanäle ca. 1,4 mal länger als die „parallelen“. Aus diesem Grund muss das Fluid in der senkrechten Durchflusskonfiguration eine 1,4 mal längere Strecke als in der parallelen zurücklegen. In der folgende Tabelle 6.12 sind die effektiven Längen L_{eff} der Strömungskanäle für beide Konfigurationen zusammengefasst, welche mit den Beziehungen (6.13) und (6.14) für eine geometrische Länge der C/C-Probenkörper von $L = 30$ mm berechnet wurden.

Tabelle 6.12.: Berechnung der durchschnittlichen effektiven Länge L_{eff} der Strömungskanäle durch die C/C-Probe mit der geometrischen Länge L

Konfiguration	geometrische Länge der Probe L [mm]	Tortuositätsfaktor $\mathcal{T}$	effektive Länge L_{eff} [mm]
parallel: $\parallel$	30	0,69822	35,903
senkrecht: $\perp$	30	0,35081	50,651

6.3.3.1. Abhängigkeit der Tortuosität von der Messkonfiguration

Anhand des Werts des Anisotropiefaktors $T_{\parallel}/T_{\perp} \approx 2$ konnte in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, wie stark sich der Wert des Tortuositätskoeffizienten des C/C-Materials in Abhängigkeit von der Richtung der Strömung relativ zur Faserorientierung der C/C-Mikrostruktur ändert. Mit den beiden untersuchten Probenkonfiguration wurde die Variation des Tortuositätskoeffizienten quantifiziert, die zwischen dem Verlauf der Strömung senkrecht zu den Plies, d.h. in der Normalenebene (NP), und ihrem Verlauf in der Ebene der Plies (IP) auftrat, wobei die Strömung in den Plies parallel zu einer der beiden orthogonalen Orientierungen der Faserstränge im $0^{\circ}/90^{\circ}$ -Gewebe verlief.

Die Anwendung des in der vorliegenden Arbeit bestimmten Anisotropiefaktors setzt ein orthotropes Materialverhalten des C/C-Werkstoffs bezüglich der Tortuosität voraus, bei der sich der Tortuositätskoeffizient ausschließlich beim Wechsel des Strömungsverlaufs zwischen den zwei senkrecht aufeinander stehenden (orthogonalen) Ebenen NP und IP ändert. Bei dieser zweidimensionalen (2D) Variation, ist die Tortuosität innerhalb der jeweiligen Ebene richtungsunabhängig. Hingegen wird bei einem vollständig anisotropen Materialverhalten bezüglich der Tortuosität von einem dreidimensionalen (3D) Variationsbereich

des Tortuositätskoeffizienten ausgegangen, bei dem sich dieser auch innerhalb der Plies ändert, wenn z.B. der Strömungsvektor nicht parallel sondern diagonal, d.h. unter einem Relativwinkel von 45° zu den beiden orthogonalen Faserorientierungen im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe verläuft. Um diese relative Lage zwischen Strömungsvektor und Faserorientierung zu erfassen, wurde im Abschnitt 6.1 die diagonale Konfiguration in der Ebene der Plies ($IP - 45^\circ$) eingeführt. Eine 3D-Änderung liegt auch in dem Fall vor, wenn sich der Tortuositätskoeffizient nicht nur zwischen den beiden orthogonalen Ebenen NP und IP ändert, sondern er sich z.B. auch dann ändert, wenn der Strömungsvektor diagonal zur IP-Ebene steht, d.h. wenn der Strömungsvektor und die IP-Ebene einen räumlichen Relativwinkel von 45° einschließen. Die letztere Richtungsabhängigkeit wurde im Abschnitt 6.1 als die räumliche diagonale Konfiguration ($NP - 45^\circ$) bezeichnet.

Da die Untersuchung der beiden diagonalen Konfigurationen $IP - 45^\circ$ und $NP - 45^\circ$ nicht mehr Inhalt der vorliegenden Arbeit war, kann an dieser Stelle keine Aussage über eine eventuelle 3D-Richtungsabhängigkeit des Tortuositätskoeffizienten getroffen werden. Um eine Änderung der Tortuosität in der IP- und NP-Ebene nachweisen zu können, sind weiterführende Tortuositätsmessungen an entsprechenden C/C-Proben in den zwei vorhergenannten diagonalen Konfigurationen erforderlich. Da von einer Verbindung zwischen Tortuosität und Permeabilität ausgegangen wird, dienen zukünftige Untersuchungen außerdem dem Ziel, eine Beziehung zu formulieren, mit der der Tortuositätskoeffizient T mit den Permeabilitätskoeffizienten α und/oder β verknüpft werden kann.

6.4. Messung der Permeabilitätskoeffizienten

Die Kühlmittelströmung in porösen, mit gasförmigem Wasserstoff effusiv gekühlten Brennkammerwänden wird als eine Übergangsströmung betrachtet, bei der es sich um die im Paragraph 5.1.2.4 beschriebene Strömungsform im Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung in porösen Medien handelt. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit das *Forchheimer*-Modell zur Beschreibung des Strömungsverhaltens im C/C-Material verwendet, das *Forchheimer* speziell für die Berechnung des Druckverlustes in Übergangsströmungen aufgestellt hatte. Zu diesem Zweck beinhaltet sein im Paragraph 5.1.4.1 beschriebenes Modell den *Forchheimer*- und den Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten, d.h. α und β . In diesem Abschnitt wird die Bestimmung der betreffenden Werte der makroskopischen Koeffizienten α und β des C/C-Materials behandelt, die jeweils in den beiden Gleichungen (5.70) und (5.71) definiert wurden (vgl. Unterabschnitt 5.1.6).

6.4.1. Versuchsdurchführung

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete experimentelle Methode zur Messung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β , folgte der im Unterabschnitt 2.3.2 erläuterten Technik zur Bestimmung der Permeabilität mit Hilfe von Durchflussuntersuchungen. Diese Technik basiert auf der Beziehung zwischen dem Druckgradienten dp/dx in einer eindimensionalen Strömung durch ein poröses Material und dessen Permeabilität, die in der Gleichung (5.9) von *Forchheimer* formuliert ist. Bei der Definition der Permeabilität nach *Darcy* im Unterabschnitt 2.3.2, war zur Ermittlung des Werts seines Permeabilitätskoeffizienten k Gleichung (2.6) aufgestellt worden, die vollständig mit den Messwerten gelöst werden konnte, die er in den Durchflussversuchen mit seiner Messapparatur gewonnen hatte. Der in [28] skizzierte experimentelle Aufbau von *Darcy* diente als Vorlage für die Entwicklung einer eigenen Durchflussmessapparatur im Rahmen dieser Arbeit, mit der die in diesem Abschnitt vorgestellten Durchflussversuche durchgeführt wurden. Analog zur Ermittlung des Werts des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k , werden im Unterabschnitt 6.4.2 die beiden Bestimmungsgleichungen (6.28) und (6.29) für die zwei Permeabilitätskoeffizienten in der Gleichung (5.9) von *Forchheimer* hergeleitet, mit denen jeweils die Werte von α und β anhand der in den Durchflussversuchen aufgenommenen Messgrößen vollständig rechnerisch ermittelt werden konnten.

Die Geometrie und die Abmessungen der in der Durchflussmessapparatur untersuchten C/C-Proben bildeten eine der Randbedingungen, die bei der Auslegung der Diffusionsflussmessapparatur eingehalten werden mussten, so dass ihre Beschreibung im Unterabschnitt 6.3.1 bereits vorweggenommen wurde. Gemäß dieser Beschreibung waren die Probenkörper Vollzylinder mit einem Durchmesser von $D = 30$ mm und einer Länge von $L = 30$ mm. Jeder Probenkörper war in einem eigenen Probenhalter aus Edelstahl eingebaut, der zur Integration der Probe in die Messapparatur erforderlich war. Der jeweilige Probenhalter umhüllte die Umfangsfläche des zylindrischen Probenkörpers, ließ aber dessen Zylinderstirnflächen unbedeckt, so dass diese für die Strömung offen zugänglich blieben. Durch diese Ummantelung der Proben sollte erreicht werden, dass sich eine überwiegend eindimensionale Strömung zwischen der Eintritts- und Austrittsstirnfläche etablierte, während eine radiale Strömungskomponente durch die Zylindermantelfläche des Probenkörpers verhindert wurde.

In den Durchflussversuchen wurde der Druck auf der Zuströmseite konstant gehalten, während der Druck auf der Abströmseite mit Hilfe eines Regelventils stufenweise reduziert wurde. Der Druck auf der Zuströmseite war mit dem Druck im Versorgungssystem identisch, d.h. er wurde über den Versorgungsdruck eingestellt. Sobald die Strömung durch die C/C-Probe, welche sich unter den jeweiligen Druckrandbedingungen einstellte, ihren stationären Zustand

erreicht hatte, wurden die zugehörigen Strömungsgrößen gemessen. Bei den Messgrößen handelte es sich um die in der Nähe der betreffenden Zylinderstirnfläche herrschenden Drücke p_{ein} und p_{aus} in der Zu- bzw. Abströmung sowie um die zugehörige Druckdifferenz $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}}$ über der Probe. Parallel zu den Drücken wurden an den selben Messstellen die Temperaturen T_{ein} und T_{aus} in der Zu- bzw. Abströmung gemessen. Stromaufwärts der Durchflussmessapparatur wurde der Massenstrom $\dot{m}_f$ in der Zuströmleitung gemessen. Auch im Probenkörper wurde an drei Stellen der Druck gemessen. Die betreffenden Druckmessstellen waren in axialer Richtung x entlang der Zylinderlängsachse verteilt worden, so dass auch der Druckverlauf $p_f(x)$ in der Strömung im Inneren des porösen Materials untersucht werden konnte. Bild 6.7 zeigt das Prinzip der Durchflussversuche an den C/C-Proben, welche mit der Durchflussmessapparatur durchgeführt wurden. Die Durchflussmessapparatur und der Probenhalter wurden in der Prinzipskizze nicht mit aufgenommen.

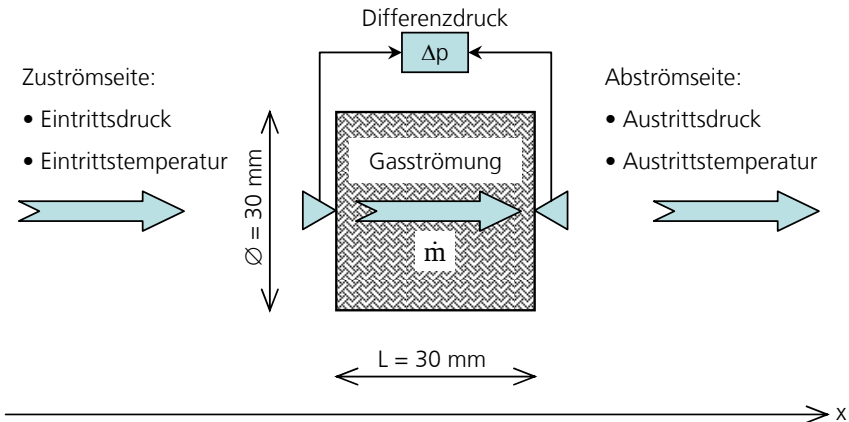


Bild 6.7.: Prinzip der durchgeführten Durchflussversuche

Um den Einfluss der Durchflussmedien auf die Permeabilität des porösen Materials zu untersuchen, wurden analog zu den Tortuositätsmessungen aus Abschnitt 6.3 mit jeder C/C-Probe zwei Versuchsreihen zur Ermittlung der Permeabilitätskoeffizienten α und β absolviert, die sich lediglich hinsichtlich des jeweils eingesetzten Fluids voneinander unterschieden. Bei den als Durchflussmedien verwendeten Fluiden handelte es sich um Wasserstoff (H_2) und Stickstoff (N_2). Sämtliche Durchflussversuche wurden bei Umgebungstemperatur $T_u \approx 293 \text{ K}$ durchgeführt. Auf diesem Temperaturniveau lagen beide Durchflussmedien gasförmig vor, d.h. als GH_2 bzw. GN_2 . Außerdem konnte aufgrund des Temperaturgleichgewichts zur Umgebung davon ausgegangen wer-

den, dass erstens die Temperaturen T_{ein} und T_{aus} in der Zu- bzw. Abströmung relativ konstant bleiben und sich zweitens ihre Werte nicht signifikant voneinander unterscheiden würden. Diese Erwartungen wurden von den in den Versuchen gesammelten Temperaturmesswerten bestätigt, nach denen die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{ein}} - T_{\text{aus}}$ über der Probe immer nahe Null lag und die Werte der Temperaturen in der Zu- bzw. Abströmung nahezu unverändert ca. $T_{\text{ein}} = T_{\text{aus}} = T_{\text{u}} \approx 293 \text{ K}$ betrug. Bei der in den Durchflussversuchen erzeugten Strömung des jeweiligen Fluids durch die C/C-Proben, handelte es sich demzufolge um eine isotherme Strömung mit $T_{\text{ein}} = T_{\text{aus}} = T_f$.

Innerhalb einer Versuchsreihe wurde zwischen den einzelnen Versuchen der Versorgungsdruck im Bereich von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ variiert, um den Einfluss der Kompressibilität der beiden gasförmigen Strömungsmedien zu berücksichtigen, aufgrund derer die Dichte ρ_f des betreffenden Fluids in Abhängigkeit von der Änderung des Drucks p_f und der Temperatur T_f in der Strömung variiert. Bei konstanter Fluidtemperatur T_f war die Dichteänderung in den Durchflussversuchen direkt proportional zur Druckänderung. Während eines Versuchs wurde der eingestellte Wert des Versorgungsdrucks konstant gehalten und nur der Druck p_{aus} stromabwärts der Probe vom Niveau des Versorgungsdrucks in Richtung Umgebungsdruck $p_{\text{u}} \approx 1 \text{ bar}$ reduziert, um maximale Werte der Druckdifferenz Δp zu erreichen. Die Variation des Drucks in der Abströmung wurde von der Massenstrommessung begleitet, so dass zu jedem Wert der Druckdifferenz Δp der korrespondierende Wert des Massenstroms $\dot{m}_f$ aufgezeichnet wurde. Die Randbedingung für die Festlegung des Variationsbereichs des Versorgungsdrucks war die Erzeugung von realistischen Druckdifferenzen bis zu $\Delta p \leq 50 \text{ bar}$, da bei der Effusionskühlung von porösen Brennkammerwänden im Bereich des Düsenhalses Δp -Werte zwischen dem Kühlmittelreservoir und der Heißgasströmung auftreten, die ungefähr diese Größenordnung erreichen können.

Im Paragraph 6.3.3.1 wurde bestätigt, dass die Tortuosität zumindest eine orthotrope Materialeigenschaft des C/C-Werkstoffs darstellt. Unter der Voraussetzung, dass die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β ähnlich der in Gleichung (5.74) bzw. Gleichung (5.75) angegebenen Weise mit dem Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ verknüpft sind, sollten sie eine ähnliche Richtungsabhängigkeit aufweisen. Um das erwartete orthotrope Materialverhalten des C/C-Werkstoffs bezüglich der Permeabilität zu berücksichtigen, wurde sie in der vorliegenden Arbeit sowohl parallel als auch senkrecht zu den Plies untersucht. Zu diesem Zweck wurden die Durchflussversuche ebenfalls in die im Abschnitt 6.1 beschriebene senkrechte ($\perp$) und parallele ($\parallel$) Messkonfiguration unterteilt.

Für beide Messkonfigurationen wurde jeweils eine eigene C/C-Probe in Form eines Vollzylinders mit den zuvor genannten Abmessungen (Länge x Durchmesser) = $30 \times 30 \text{ mm}$ angefertigt. Die zwei C/C-Proben, an denen jeweils die

Durchflussversuche in der senkrechten ($\perp$) und in der parallelen ($\parallel$) Durchflusskonfiguration stattfanden, wurden ebenfalls mittels dem im Abschnitt 6.1 beschriebenen Herstellverfahren für zylindrische Probenkörper aus der C/C-Platte PH-964-P herausgebohrt. Mit der ersten Probe, bei welcher der Strömungsvektor senkrecht zu den Plies stand, wurden die Durchflussversuche in der senkrechten ($\perp$) Durchflusskonfiguration durchgeführt. Folglich diente die zweite Probe zur Untersuchung des Strömungsverhaltens in der parallelen ($\parallel$) Durchflusskonfiguration, bei welcher der Strömungsvektor in den Plies parallel zu einer der beiden orthogonal zueinander ausgerichteten Faserorientierungen im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe verlief (vgl. Bild 6.2). Da die Durchflussversuche in der senkrechten und in der parallelen Durchflusskonfiguration jeweils an einem eigenen C/C-Probenkörper stattfanden und mit jedem Probenkörper zwei Versuchsreihen absolviert wurden, zwischen denen das Durchflussmedium wechselte, umfasste die Versuchsmatrix der Permeabilitätsmessung an den beiden C/C-Probenkörpern insgesamt 4 Versuchsreihen, d.h. jeweils eine Versuchsreihe pro Durchflussmedium und Durchflusskonfiguration.

Anhand der Messwerte aus den Durchflussversuchen konnte die Variation des Druckverlusts Δp in der eindimensionalen Strömung durch das C/C-Material in Beziehung zur Änderung ihres Durchflusses gesetzt werden. Diese Datenauswertung war die Basis für die Durchführung einer graphischen und numerischen Analyse der Versuchsergebnisse, die den Vergleich des theoretischen und des experimentellen Strömungsverhaltens ermöglichte. Die graphische Analyse fasste die Ergebnisse jeder Versuchsreihe in einem Diagramm zusammen, in dem die Messwerte der Druckdifferenz Δp über den zugehörigen Messwerten des Massenstroms $\dot{m}_f$ aufgetragen wurden, wobei der Versorgungsdruck p_{ein} einen veränderlichen Parameter darstellte. In der numerischen Analyse wurden mit den jeweils ermittelten Permeabilitätskoeffizienten α und β die Werte der Druckdifferenz Δp berechnet, die sich gemäß dem *Forchheimer*-Modell für die betreffenden Werte des Massenstroms $\dot{m}_f$ einstellen. Die rechnerischen Werte der Druckdifferenz wurden neben den experimentellen Werten ebenfalls in das Ergebnisdiagramm aufgenommen. Das Ergebnis dieses Vergleichs stellte den Nachweis dar, ob die *Forchheimer*-Gleichung (5.9) ein geeignetes Modell zur Beschreibung der eindimensionalen, stationären Strömung eines kompressiblen Fluids durch das C/C-Material ist.

6.4.2. Verfahren zur Bestimmung der α - und β -Werte

Gemäß Gleichung (5.9) ist der axiale Druckgradient dp/dx in einer eindimensionalen Strömung durch ein poröses Medium, nicht nur eine Funktion der beiden Koeffizienten α und β , sondern er hängt darüber hinaus von der Viskosität μ_f und der Dichte ϱ_f des Strömungsmediums sowie der *Darcy*-Geschwindig-

keit v der Strömung ab. Letztere kann gemäß Gleichung (5.4) durch die Dichte ϱ_f und den Massenstrom $\dot{m}_f$ ersetzt werden, der auf die in Gleichung (2.15) definierte, geometrische Querschnittsfläche A_{tot} im Inneren der porösen Wand bezogen wird.

In den Durchflussversuchen zeigte der Normalenvektor der durchströmten Querschnittsfläche in axialer bzw. x -Richtung. Da die betreffende Querschnittsfläche $A_{tot}(x)$ der Probenkörper die geometrische Form einer Kreisfläche besaß, lautet die Gleichung für ihren Flächeninhalt: $A_{tot}(x) = \pi/4 \cdot D(x)^2$. In den Durchflussversuchen war der Durchmesser D über der gesamten Länge der Probenkörper konstant bzw. keine Funktion von x : $D \neq f(x)$. Demzufolge änderte sich ebenfalls ihre Querschnittsfläche in x -Richtung nicht, d.h. es galt $A_{tot} \neq f(x) = konst$:

$$A_{tot} = \pi/4 \cdot D^2 = \pi/4 \cdot 30^2 \text{ mm}^2 \approx 706,9 \text{ mm}^2 \quad (6.16)$$

Im Hinblick auf die vorgesehene Verwendung des *Forchheimer*-Modells zur Modellierung der Kühlmittelströmung im Inneren der effusiv gekühlten Brennkammerwände, musste schon bei der Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten die im Unterabschnitt 6.4.1 erwähnte Kompressibilität des gasförmigen Strömungsmediums berücksichtigt werden. Zumindest für gasförmige Strömungsmedien kann in erster Näherung die Fluidichte mit Gleichung (6.17) ausgedrückt werden, bei der es sich um eine alternative Formulierung des idealen Gasgesetzes handelt. Gemäß Gleichung (6.17) ist die Dichte ϱ_f eine Funktion vom Druck p_f , der Temperatur T_f und der spezifischen Gaskonstanten R_f des Strömungsmediums:

$$\varrho_f = \frac{p_f}{T_f \cdot R_f} \quad (6.17)$$

Aus dem Einsetzen der Gleichungen (6.16) und (6.17) in Gleichung (5.4) folgt eine modifizierte Formulierung der *Darcy*-Geschwindigkeit v in der eindimensionalen, kompressiblen Strömung durch die Probenkörper mit dem Strömungsquerschnitt A_{tot} :

$$v = \frac{\dot{m}_f}{\varrho_f \cdot A_{tot}} = \frac{\dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{p_f(x) \cdot A_{tot}} = \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2 \cdot p_f(x)} \quad (6.18)$$

Nach dem Ersetzen der *Darcy*-Geschwindigkeit v in der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) mit Gleichung (6.18), lässt sich die Beziehung für den axialen Druckgradienten dp/dx in eine partielle Differentialgleichung überführen:

$$p_f(x) dp = - \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \right) dx \quad (6.19)$$

Im nächsten Schritt wird die Differentialgleichung in den Grenzen zwischen einem beliebigen x -Achsenabschnitt x und der Länge L der Probenkörper integriert. Bei der Integration kann, im hier vorliegenden Fall einer isothermen Strömung mit $T_f = \text{konst.}$, die Temperatur vor das Integralzeichen gezogen werden, so dass sich das Integral über dx analytisch lösen lässt.

$$\begin{aligned} \int_{p_f(x)}^{p_{\text{aus}}} p_f(x) dp &= \\ &- \int_x^L \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \right) dx \quad (6.20) \\ \Rightarrow \frac{p_f(x)^2 - p_{\text{aus}}^2}{2} &= \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \right) \cdot (L - x) \end{aligned}$$

Abschließend muss die im vorherigen Schritt aufgestellte Gleichung nur noch nach dem Druck $p_f(x)$ aufgelöst werden, um die Gleichung für den axialen Druckverlauf $p_f(x)$ in der eindimensionalen, kompressiblen Strömung durch die Probenkörper zu erhalten:

$$p_f(x) = \sqrt{\frac{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \right) \cdot (L - x) + p_{\text{aus}}^2} \quad (6.21)$$

Bei vorgegebenen Werten des Massenstroms $\dot{m}_f$ und des Drucks p_{aus} in der Abströmung stromabwärts der Probe, lässt sich der Druck p_{ein} in der Zuströmung bzw. an der Eintrittsstirfläche mit Gleichung (6.21) rechnerisch ermitteln. Der theoretische Druck in der Strömung am Eintritt in die Probe beim x -Achsenabschnitt $x = 0$ lautet demzufolge:

$$\begin{aligned} p_f(x=0) &= \sqrt{\frac{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \left(\frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \right) \cdot L + p_{\text{aus}}^2} \\ &= p_{\text{ein}} \quad (6.22) \end{aligned}$$

Aus Gleichung (6.22) kann schließlich die gesuchte Bestimmungsgleichung für die Koeffizienten α und β entwickelt werden. Dazu wird Gleichung (6.22) so umgestellt, dass auf der einen Seite des Gleichheitszeichens die Messgrößen p_{ein} , p_{aus} , $\dot{m}_f$ sowie T_f zusammengefasst sind, während auf der anderen Seite nur noch ein gemeinsamer Term mit den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β stehen bleibt:

$$\frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2) \cdot (\pi \cdot D^2)}{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f \cdot L} = \frac{\mu_f}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta} \quad (6.23)$$

Mit Hilfe des mittleren hydraulischen Porendurchmessers $\overline{d_h}$ kann Gleichung (6.23) in eine dimensionslose Form der *Forchheimer*-Gleichung überführt werden, die mit Gleichung (5.48) vergleichbar ist:

$$\frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2) \cdot (\pi \cdot D^2) \cdot \overline{d_h}^2}{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f \cdot L \cdot \mu_f} = \frac{\overline{d_h}^2}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot \overline{d_h}^2}{(\pi \cdot D^2) \cdot \mu_f} \cdot \frac{1}{\beta} \quad (6.24)$$

$$\Rightarrow Bo_1 = \frac{\overline{d_h}^2}{\alpha} + Bo_2 \cdot \frac{\overline{d_h}}{\beta} \quad (6.25)$$

$$\text{mit: } Bo_1 = \frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2) \cdot (\pi \cdot D^2) \cdot \overline{d_h}^2}{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f \cdot L \cdot \mu_f} \quad (6.26)$$

$$\text{und: } Bo_2 = \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot \overline{d_h}}{(\pi \cdot D^2) \cdot \mu_f} \equiv Re_{d_h} \quad (6.27)$$

Die Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β kann entweder analytisch oder numerisch erfolgen. In den folgenden Paragraphen 6.4.2.1 und 6.4.2.2 werden beide Verfahren erläutert.

6.4.2.1. Analytisches Verfahren

Die Drücke in Zu- und Abströmung p_{ein} bzw. p_{aus} , ihre Druckdifferenz $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}}$, der Massenstrom $\dot{m}_f$ und die Temperatur T_f sind Strömungsgrößen, die direkt gemessen werden können. Somit ist Gleichung (6.23) eine Gleichung mit zwei Unbekannten α und β . Um diese einzeln zu bestimmen, muss Gleichung (6.23) sowohl nach α als auch nach β aufgelöst werden.

Das Problem dabei besteht darin, dass ein Gleichungssystem nur in dem Fall eindeutig lösbar ist, wenn für n Unbekannten n (linear unabhängige) Gleichungen zur Verfügung stehen. Eine Gleichung mit zwei Variablen ist hingegen nicht eindeutig lösbar, sondern ihr Ergebnis ist lediglich eine Funktion, mit der eine der beiden Variablen in Abhängigkeit der nicht auflösbaren Variablen ausgedrückt werden kann. Um α und β trotzdem analytisch eindeutig berechnen zu können, muss ein Gleichungssystem aus zwei Gleichungen gebildet werden, in dem Gleichung (6.23) jeweils für verschiedene Messpunkte 1 und 2 aufgestellt wird. Zu den zwei Messpunkten gehören die jeweiligen Messwerte: $p_{\text{ein}, 1}, p_{\text{aus}, 1}, \Delta p_1, \dot{m}_{f1}, T_{f1}$ bzw. $p_{\text{ein}, 2}, p_{\text{aus}, 2}, \Delta p_2, \dot{m}_{f2}, T_{f2}$.

$$\frac{(p_{\text{ein},1}^2 - p_{\text{aus},1}^2) \cdot (\pi \cdot D^2)}{8 \cdot \dot{m}_{f1} \cdot R_{f1} \cdot T_{f1} \cdot L} = \frac{\mu_{f1}}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_{f1}}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta}$$

$$\frac{(p_{\text{ein},2}^2 - p_{\text{aus},2}^2) \cdot (\pi \cdot D^2)}{8 \cdot \dot{m}_{f2} \cdot R_{f2} \cdot T_{f2} \cdot L} = \frac{\mu_{f2}}{\alpha} + \frac{4 \cdot \dot{m}_{f2}}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{1}{\beta}$$

Das Auflösen des Gleichungssystems nach den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β führt schließlich auf die individuelle Bestimmungsgleichung des jeweiligen Koeffizienten, wobei die resultierenden beiden Gleichungen (6.28) und (6.29) voneinander unabhängig sind.

$$\alpha = \frac{8 \cdot L \cdot \mu_{f1}}{\pi \cdot D^2} \cdot \left\{ \frac{(p_{\text{ein},1}^2 - p_{\text{aus},1}^2)}{R_{f1} \cdot T_{f1}} \cdot \left[\frac{1}{\dot{m}_{f1}} + \frac{\frac{\mu_{f2}}{\mu_{f1}}}{\dot{m}_{f2} - \dot{m}_{f1} \cdot \left(\frac{\mu_{f2}}{\mu_{f1}} \right)} \right] - \frac{(p_{\text{ein},2}^2 - p_{\text{aus},2}^2)}{R_{f2} \cdot T_{f2}} \cdot \frac{\frac{\dot{m}_{f1}}{\dot{m}_{f2}}}{\dot{m}_{f2} - \dot{m}_{f1} \cdot \left(\frac{\mu_{f2}}{\mu_{f1}} \right)} \right\}^{-1} \quad (6.28)$$

$$\beta = \frac{32 \cdot L \cdot \frac{\dot{m}_{f2} \cdot R_{f2} \cdot T_{f2}}{\pi \cdot D^4} \cdot \left[\dot{m}_{f2} - \dot{m}_{f1} \cdot \left(\frac{\mu_{f2}}{\mu_{f1}} \right) \right]}{(p_{\text{ein},2}^2 - p_{\text{aus},2}^2) - \frac{\mu_{f2}}{\mu_{f1}} \cdot \frac{\dot{m}_{f2} \cdot R_{f2} \cdot T_{f2}}{\dot{m}_{f1} \cdot R_{f1} \cdot T_{f1}} \cdot (p_{\text{ein},1}^2 - p_{\text{aus},1}^2)} \quad (6.29)$$

6.4.2.2. Numerisches Verfahren

Da zur Durchführung des analytischen Verfahrens lediglich zwei Messpunkte aufgenommen werden müssen, eignet es sich insbesondere für Überslagsrechnungen, um eine Vorstellung von den ungefähren Werten der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β zu erhalten. Je mehr Messpunkte in ihre Bestimmung einfließen, umso höher wird verständlicherweise die Zuverlässigkeit und die Genauigkeit der ermittelten Werte von α und β , bzw. desto unempfindlicher sind sie gegenüber der jeweiligen Messabweichung der Messwerte (p_{ein} , p_{aus} , Δp , T_{ein} , T_{aus} , $\dot{m}_f$), die zu den verschiedenen Messpunkten gehören. Die Messabweichung ist definitionsgemäß die Differenz (Abweichung) zwischen einem Messwert und dem unbekannten wahren Wert der Messgröße. Pro Versuchsreihe wurde daher in den Durchflussversuchen eine Anzahl von m Messpunkten aufgenommen, die das gesamte Spektrum des Versorgungsdrucks

im Bereich von 10 bar $\leq p_{\text{ein}} \leq 60$ bar und der Druckdifferenz im Bereich von 2 bar $\leq \Delta p \leq 50$ bar abdecken.

Mit m Messpunkten kann Gleichung (6.23) m mal aufgestellt werden. Daraus resultiert ein Gleichungssystem mit m Gleichungen für $n = 2$ Unbekannte, wobei die Anzahl der Messpunkte pro Versuchsreihe $m \gg 2$ war. Im Fall $m > n$ handelt es sich um ein Gleichungssystem mit mehr Gleichungen als Unbekannten, das in der Mathematik als überbestimmtes Gleichungssystem bezeichnet wird. In der Regel widersprechen sich die Gleichungen, wenn mehr Gleichungen als Unbekannte vorhanden sind, da die Unbekannten nicht alle Gleichungen erfüllen können. Aus diesem Grund besitzen überbestimmte Gleichungssysteme oft keine Lösung. Lösungen werden dann mittels einer Ausgleichsrechnung bestimmt, die in der Standardliteratur zur Approximationstheorie als eine mathematische Optimierungsmethode beschrieben wird. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Quadratmittelapproximation für die Ausgleichsrechnung verwendet.

Zur numerischen Bestimmung der Werte von α und β mittels einer Quadratmittelapproximation von Gleichung (6.23), wurden die Messwerte aller Messpunkte einer Versuchsreihe in das kommerzielle Finite-Elemente-Programmpaket ANSYS® [91] eingelesen. Dieses enthält einen iterativen Optimierungsalgorithmus [4], der so oft ausgeführt wurde, bis dass der Wert der Zielfunktion $Z(\mathbf{x})$ bei der Quadratmittelapproximation ein vorgegebenes Abbruchkriterium unterschritten hatte. Auf die Beschreibung derartiger numerischer Optimierungsverfahren soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden, da diese mathematischen Grundlagen in ausführlicher Form von Leicht [77] behandelt wurden.

Für die Anwendung des Optimierungsalgorithmus von ANSYS®, musste zunächst mit dem in das Programmpaket integrierten, numerischen Strömungslöser FLOTTRAN [50] eine CFD-Analyse der Durchströmung der C/C-Proben durchgeführt werden, in der für jeden Messpunkt unter den im jeweiligen Durchflussversuch herrschenden Druck- und Temperaturrendbedingungen die Strömung in den Proben simuliert wurde. Das Ergebnis dieser individuellen Strömungssimulationen war jeweils ein numerischer Wert des Massenstroms $\dot{m}_f$ pro Messpunkt, der als $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ abgespeichert wurde. Aus dem berechneten und dem gemessenen Massenstrom $\dot{m}_f$ des betreffenden Messpunkts i , dessen zugehöriger Wert beim Einlesen der Messwerte aller Messpunkte als $\dot{m}_{\text{mess}_i}$ abgespeichert worden war, wurde die jeweilige Differenz der Massenströme $\Delta \dot{m}_{f_i} = (\dot{m}_{\text{rechen}_i} - \dot{m}_{\text{mess}_i})$ gebildet.

Da alle Messwerte gleichberechtigt sind, könnten einfach alle Differenzen $\Delta \dot{m}_{f_i}$ direkt aufsummiert werden, um eine Zielfunktion zu berechnen. Bei einfacher Differenzbildung zwischen berechnetem und gemessenem Wert würden sich aber einige Abstände negativ ergeben, die sich mit positiven Abständen ausgleichen könnten. Um dies zu vermeiden, werden zuvor alle Differenzen quadriert. Es wurde daher folgende Zielfunktion aufgestellt:

$$Z(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^m (\dot{m}_{\text{rechen}_i}(\mathbf{x}) - \dot{m}_{\text{mess}_i})^2 \quad (6.30)$$

mit den Permeabilitätskoeffizienten α und β als den beiden Design-Variablen x_1 und x_2 .

Die CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussproben mit FLOTTRAN wird im Kapitel 7 beschrieben. Um die CFD-Analyse durchführen zu können, mussten Startwerte von α und β in den Strömungslöser eingegeben werden. Aus diesem Grund wurden zunächst mit dem analytischen Verfahren aus Paragraph 6.4.2.1 Näherungswerte für α und β berechnet, die anschließend dem numerischen Verfahren als Startwerte zur Verfügung standen. Durch diese Kombination der beiden Verfahren konnten immer die am besten geeigneten Startwerte verwendet werden, um den Rechenaufwand bei der Optimierung so gering wie möglich zu halten. Nach dem ersten Schleifendurchlauf durch die individuellen Strömungssimulationen für alle Messpunkte, wurden die jeweiligen Ergebnisse des Massenstroms $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ an den Optimierungsalgorithmus übergeben. Dieser berechnete in Abhängigkeit der zur Optimierung der Zielfunktion $Z(\mathbf{x})$ gewählten Approximationsmethode die neuen Werte von α und β für den nächsten Schleifendurchlauf. In der vorliegenden Arbeit wurde die Zielfunktion mit dem konjugierten Gradientenverfahren optimiert. Eine Erklärung dieses Verfahrens kann ebenfalls der Arbeit von Leicht [77] entnommen werden.

6.4.3. Versuchsaufbau der Durchflussuntersuchungen

Die Durchflussversuche fanden am Prüfstand *M3* des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe statt, so dass die dort bereits vorhandene Infrastruktur genutzt werden konnte. Dies betraf in erster Linie die Gasversorgung mit den beiden, im Unterabschnitt 6.4.1 genannten Durchflussmedien Wasserstoff und Stickstoff. Zur Versorgung mit den Durchflussmedien wurde der Versuchsaufbau über Versorgungsleitungen an den Gasspeicher des Prüfstands angeschlossen, bei dem es sich um miteinander verbundene Druckgasflaschen handelt, deren maximaler Fülldruck 30 MPa beträgt und aus denen die Medien bei Umgebungstemperatur entnommen werden.

Die Durchflussmessapparatur konnte allerdings nicht an das existierende Versorgungs- bzw. Fluidsystem des Prüfstands angeschlossen werden, da dieses auf einen maximalen Betriebsdruck von 4 MPa begrenzt ist. Es war daher unzureichend um den Versorgungsdruck für die Durchflussversuche im Bereich von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ zu variieren, der in der Versuchsdurchführung im Unterabschnitt 6.4.1 spezifiziert wurde. Auf eine detaillierte Beschreibung des Prüfstands *M3* wird an dieser Stelle verzichtet, da diese in ausführlicher Form bereits von Lezuo [78] und Vogel [117] vorgenommen wurde.

Zur Durchführung der Durchflussuntersuchungen musste ein neues Fluidsystem entwickelt und aufgebaut werden, das die beiden Durchflussmedien im benötigten Druckbereich zur Verfügung stellte. Das Fluidsystem bestand im Wesentlichen aus einer Fahrleitung, in die die Durchflussmessapparatur integriert werden konnte. Die Fahrleitung war mit einer Reihe von Absperr- und Regelventilen ausgestattet, die zur Steuerung des Durchflusses durch die in die Durchflussmessapparatur eingebaute Probe dienten. Die Randbedingung für die Auslegung des Fluidsystems war ein weitestgehend automatisierter Betrieb der Durchflussmessapparatur, mit dem sowohl die Betriebssicherheit bei den Durchflussversuchen, insbesondere bei der Verwendung von Wasserstoff als Durchflussmedium, als auch die Reproduzierbarkeit ihrer Ergebnisse gewährleistet werden sollte. Aus diesem Grund handelte es sich bei den Ventilen mehrheitlich um Automatikarmaturen, die pneumatisch betätigt wurden. Diese Automatikarmaturen zählen zu den gesteuerten Ventilen, so dass die Betätigung der pneumatischen Antriebe neben der Gasversorgung auch eine elektrische Ansteuerung erforderte. Für die Prozessführung mussten außerdem Druck-, Massenstrom- und Temperaturmesswerte erfasst werden, so dass die Fahrleitung zusätzlich mit entsprechenden Messsensoren versehen wurde. Der automatisierte Betrieb der Durchflussmessapparatur wurde mittels eines eigenen Messdatenerfassungs- und Steuerungssystems (engl.: Measurement, Control and Command System, MCC-System) realisiert, das über Mess- und Steuerleitungen mit den Messsensoren und Automatikarmaturen des Fluidsystems verbunden war.

Seit der erfolgreichen Inbetriebnahme bei der Durchführung der Durchflussversuche wird die Anlage beim DLR-Institut für Raumfahrtantriebe als neuer Prüfstand unter der Bezeichnung „Durchflussprüfstand“ bzw. *M3.2* geführt. Der Versuchsaufbau gliederte sich in die folgenden Hauptkomponenten:

- Durchflussprüfstand
- Durchflussmessapparatur
- Durchflussprobe mit Probenhalter
- Versuchsmesstechnik

6.4.3.1. Durchflussprüfstand

Das Gesamtsystem des Prüfstands war aus zwei Subsystemen aufgebaut, die in gegenseitiger Verbindung zueinander standen. Die beiden Subsysteme waren das Fluidsystem sowie das Messdatenerfassungs- und Steuerungssystem (MCC-System). Das Fluidsystem bestand neben der Fahrleitung im wesentlichen aus zwei Komponenten: der Ventiltechnik und der Messtechnik. Die Ventiltechnik gliederte sich in die Absperrventile und die Regelventile. Die Messtechnik war in die Sensorik für die Temperatur-, Druck- und Durchflussmessung unterteilt.

Sämtliche Mess- und Steuerstellen des Fluidsystems wurden in den Fließplan des Durchflussprüfstands eingetragen, der im Bild A.3 im Anhang A zu sehen ist. Der Fließplan ist ein Diagramm, das die gegenseitige Verbindung zwischen der Prozesstechnik und der Instrumentierung zeigt, die zur Steuerung des Prozesses verwendet wird.

Das MCC-System setzte sich aus der Hardware zur Messdatenerfassung und Steuerung sowie der Software zu ihrer Bedienung zusammen. Die Hardware bildeten 5 PCI-Karten der Fa. National Instruments (NI), die in einen Standard-Industrie-PC eingebaut wurden. Für die Messdatenerfassung (engl.: Data Acquisition, DAQ) kamen 3 Multifunktions-Datenerfassungskarten der Serie E zum Einsatz: zwei Karten des Typs NI PCI-6071E und eine Karte des Typs NI PCI-6031E. Die technischen Details der Karten können dem jeweiligen Datenblatt:

- <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/1042>
- <http://sine.ni.com/nips/cds/view/p/lang/de/nid/1055>

entnommen werden. Während es sich bei den 3 DAQ-Karten um Analogkarten handelte, d.h. um Karten mit mehrheitlich analogen Ein- und Ausgängen, wurden für die Steuerung Digitalkarten eingesetzt.

Bei der Bedienungs-Software konnte auf das existierende Programm „DLR_Teststand“ zurückgegriffen werden, das zum Zeitpunkt der vorgestellten Arbeit an allen Experimentalprüfständen des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe zur Messdatenerfassung und Steuerung verwendet wurde. Das Programm wurde von der Fa. Werum Software & Systems AG speziell für die Anwendung an diesen Prüfständen entwickelt. Es läuft unter dem Betriebssystem Windows 2000® Professional von Microsoft. Eine detaillierte Dokumentation des Programms DLR_Teststand findet sich in [120].

Das Programm DLR_Teststand führt eine Versuchsvorlage aus, die vom Anwender erstellt werden muss. Zum Erstellen der Versuchsvorlage, der sogenannten Synoptik, ist die grafische Entwicklungsumgebung LabVIEW® von National Instruments im Programm integriert worden, wobei es sich um die Version 6.0.2 von LabVIEW® handelt. Durch die Anordnung von grafischen Elementen, wie spezielle Bedien- und Anzeigeelemente, kann der Anwender das physikalische Layout eines Prüfstands vollständig abbilden. Als Vorlage dient ein Fließplan des betreffenden Prüfstands, ähnlich dem im Bild A.3 dargestellten Fließplan des Durchflussprüfstands. Im Ergebnis erhält er eine Synoptik in Form eines anschaulichen Fließplans. Die mit der LabVIEW® Entwicklungsumgebung erstellte Synoptik stellt die Benutzerschnittstelle dar, mittels der die Mess- und Steuerstellen aus dem Fließplan an das Programm DLR_Teststand übergeben werden. Das Bild A.4 im Anhang A zeigt die zur Messdatenerfassung und Steuerung des Durchflussprüfstands erstellte Synoptik, die zur Übergabe der im Fließplan im Bild A.3 definierten Mess- und Steuerstellen an das Programm DLR_Teststand erstellt wurde.

6.4.3.2. Durchflussmessapparatur

Die Durchflussmessapparatur bestand im Wesentlichen aus drei Komponenten: dem Eintritts-Manifold, dem Austritts-Manifold und dem zwischen ihnen eingespannten Probenhalter, in den die C/C-Probe eingebaut wurde. Die Durchflussmessapparatur war für einen maximalen Betriebsdruck von 100 bar ausgelegt. Die größte Belastung trat in den beiden Manifolds auf, die einen Innendurchmesser von 100 mm aufwiesen, d.h. bei einem Innendruck von 100 bar lastete auf den Stirnflächen der Manifolds eine axiale Kraft von ≈ 78540 N. Daher wurde die Wand der Manifolds so konstruiert, dass ihre Wandstärke an keiner Stelle einen Wert von 15 mm unterschritt. Genauere Details zum Design der Durchflussmessapparatur können ihrer Konstruktionszeichnung entnommen werden, die im Bild A.2 im Anhang A zu sehen ist.

Neben dem Anschluss für die Fahrleitung besaßen die beiden Manifolds jeweils zwei Anschlüsse zur Integration der Messtechnik, bei der es sich um einen Drucksensor und ein Thermoelement handelte. Im Eintritts-Manifold wurden die betreffenden Messstellen als OM-PK-EIN und OM-TK-EIN bezeichnet, im Austritts-Manifold entsprechend als OM-PK-AUS und OM-TK-AUS. An den beiden Messstellen OM-PK-EIN und OM-PK-AUS wurden jeweils „Impulsröhrchen“ mit den Abmessungen 3,0x1,0 mm angeschlossen, die vom Druckanschluss am jeweiligen Manifold zum zugehörigen Drucksensor führten. Sie dienten als Verbindungsleitung, welche die Messgröße, d.h. in diesem Fall den Innendruck im Manifold, zum Messaufnehmer übertrugen. In jedes der beiden Impulsröhrchen wurde eine T-Verschraubung eingebaut, über die zwischen den Impulsröhrchen zusätzlich ein Differenzdrucksensor angeschlossen werden konnte. Die zugehörige Druckmessstelle wurde als OM-PK-DP bezeichnet. Bild 6.8 zeigt den Messstellenplan der Durchflussmessapparatur. Der Messstellenplan ist eine schematische Darstellung der Durchflussmessapparatur, in welche die Lage und die Bezeichnung aller Messstellen eingetragen wurde. Die drei Druckmessstellen OM-PK-1, OM-PK-2 und OM-PK-3 gehören zur C/C-Probe und werden daher erst im nachfolgenden Paragraphen 6.4.3.3 behandelt.

Bild 6.9 zeigt die Durchflussmessapparatur im zusammengebauten Zustand mit den Anschlüssen für die Messsensoren, wobei die drei Komponenten in der eingezeichneten Strömungsrichtung von rechts nach links aneinandergereiht wurden. Neben der Angabe der Strömungsrichtung wurden auf dem Photo die Einbaupositionen der C/C-Probe und aller Messstellen für die Druck- und Temperaturmessung beschriftet.

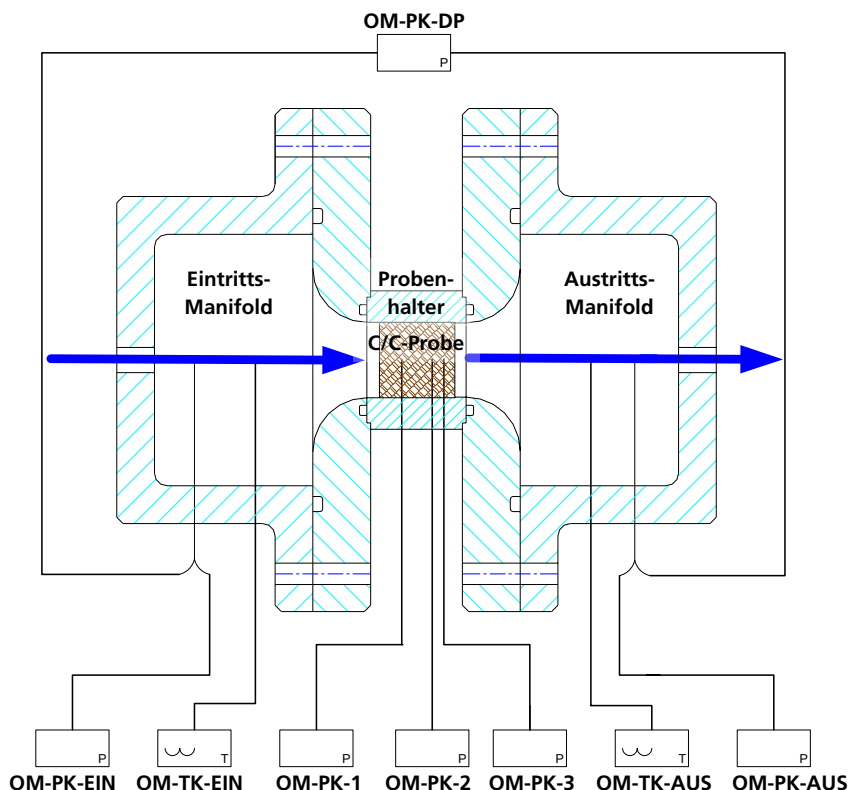


Bild 6.8.: Messstellenplan der Durchflussmessapparatur

6.4.3.3. Durchflussprobe mit Probenhalter

Bei der Planung der Versuchsdurchführung im Unterabschnitt 6.4.1 wurde vorgesehen, die Durchflussversuche in eine parallele und eine senkrechte Durchflusskonfiguration zu unterteilen, zu denen jeweils eine individuelle C/C-Probe gehören sollte. Entsprechend wurde für jede der zwei Durchflusskonfigurationen ein jeweils zugehöriger Probenkörper angefertigt, die beide im folgenden Bild 6.10 gegenübergestellt wurden. Das Bild zeigt die beiden Durchflussproben vor dem Einbau in ihre individuellen Probenhalter, d.h. für jede Probe wurde ebenfalls ein eigener Probenhalter in Form eines Hohlzylinders hergestellt. Zur Montage des Probenhalters in die Durchflussmessapparatur wurden in den Hohlzylinder jeweils am Außenrand seiner beiden Stirnflächen Absätze eingedreht, die den Probenhalter gegenüber den beiden Manifolds zentrierten.

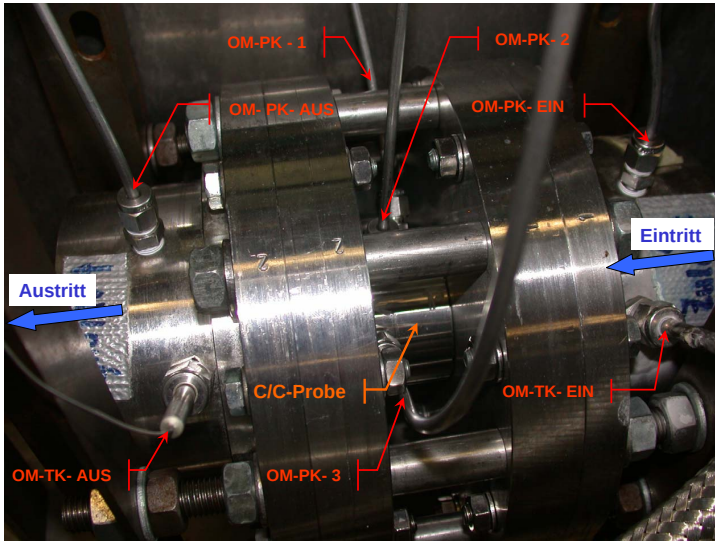


Bild 6.9.: Photo der Durchflussmessapparatur im zusammengebauten Zustand mit eingebauter C/C-Probe und allen Messstellen für die Druck- und Temperaturmessung

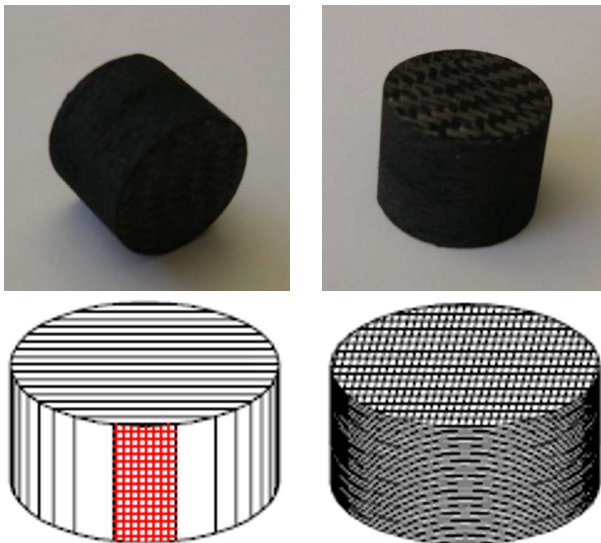


Bild 6.10.: C/C-Proben für die parallele (links) und für die senkrechte (rechts) Durchflusskonfiguration

Zum Einbau der Probenkörper wies die Innenkontur des Hohlzylinders einen Absatz auf, an dem sich der Innendurchmesser von 30 mm auf 29,5 mm verjüngte. Dieser Absatz bildete einen Anschlag mit einer radialen Breite von 0,25 mm, bis zu dem der Probenkörper in den Probenhalter eingeschoben werden konnte. Dieser Absatz hatte zwei Funktionen. Erstens diente er als Einbauhilfe, um die Einbautiefe des Probenkörpers auf das vorgegebene Maß zu fixieren. Zweitens verhinderte der Absatz, dass die Probe, durch die in Strömungsrichtung auf sie wirkende axiale Kraft, aus dem Probenhalter heraus gedrückt wurde.

Die Funktion des Probenhalters bestand nicht nur darin, die Probe in die Durchflussmessapparatur zu integrieren, sondern er ummantelte auch die Außenkontur der Probenkörper, wodurch eine radiale Strömungskomponente durch ihre Umfangsfläche weitestgehend unterbunden wurde. Aufgrund des notwendigen Montageübermaßes verblieb nach dem Zusammenbau der beiden Bauteile ein Ringspalt zwischen Probenkörper und Probenhalter.

Um eine Spaltströmung entlang des Ringspalts zu verhindern, wurde dieser gasdicht abgedichtet. Zu diesem Zweck wurde die Umfangsfläche der Probenkörper vor ihrem Einbau in die Probenhalter mit dem Klebstoff Araldite® 2011 bestrichen. Das nebenstehende Bild 6.11 zeigt die C/C-Probe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit ihrem Probenhalter im eingeklebten Zustand.

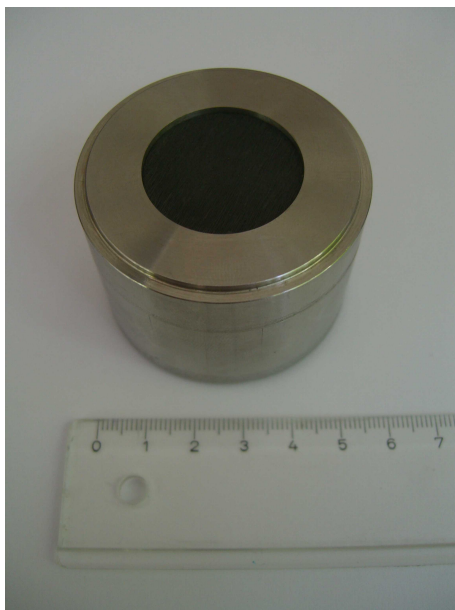


Bild 6.11: *Photo der C/C-Probe
in der parallelen
Durchflusskonfiguration nach
dem Einbau in den Probenhalter*

Wie auf dem im Bild 6.8 dargestellten Messstellenplan der Durchflussmessapparatur zu sehen ist, wies die C/C-Probe die drei Druckmessstellen OM-PK-1, OM-PK-2 und OM-PK-3 auf. Diese Druckmessstellen waren in axialer Richtung x parallel zur Längsachse der Probenkörper über ihre Länge $L = 30$ mm verteilt. Mit den an den Druckmessstellen angeschlossenen Drucksensoren wurde in diskreten axialen Abständen Δx der Druck in der Strömung im Probeninneren

gemessen. Unter der Voraussetzung, dass die an den beiden Druckmessstellen OM-PK-EIN und OM-PK-AUS im Eintritts- bzw. Austritts-Manifold gemessenen Drücke, mit den an der Eintritts- bzw. Austrittsstirnfläche der Probenkörper herrschenden Drücken $p_f(x=0)$ und $p_f(x=L)$ identisch waren, standen somit 5 Druckmessstellen zur Verfügung, um einen axialen Druckverlauf $p_f(x)$ bestimmen zu können. In der folgenden Tabelle 6.13 wurden die 5 Druckmessstellen mit ihren zugehörigen axialen Positionen entlang der Längsachse der Probenkörper zwischen ihrer Eintritts- und Austrittsstirnfläche, d.h. im Bereich $0 \leq x \leq 30$ mm, aufgelistet.

Tabelle 6.13.: *Axiale Positionen x der Druckmessstellen der Durchflussprobe*

Druck- messstelle	axiale Position x [mm]
OM-PK-EIN	0
OM-PK-1	10
OM-PK-2	20
OM-PK-3	25
OM-PK-AUS	30

Die axialen Positionen der einzelnen Druckmessstellen OM-PK-1, OM-PK-2 und OM-PK-3 sind der Zusammenbauzeichnung von C/C-Probe und Probenhalter zu entnehmen, die im Bild A.1 im Anhang A skizziert ist.

- Auslegung der Durchflussprobe

Die prozessseitige Randbedingung für die Festlegung der Länge L des Probenkörpers war ein oberer Grenzwert für den Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ in der Strömung durch die Durchflussprobe. Dieser Grenzwert wurde von den Ergebnissen der Durchflussversuche übernommen, die mit C/C-Brennkammersegmenten durchgeführt wurden. Diese wurden als poröser, effusiv gekühlter Teil der Brennkammerwand in den zylindrischen Bereich der Mikro-Brennkammer eingebaut, die zu den Experimentaltriebwerken des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe gehört. Die Mikro-Brennkammer wurde am Prüfstand *M3* betrieben. In der vorgestellten Arbeit diente der Versuchsbetrieb mit der Mikro-Brennkammer zur Untersuchung der Effusionskühlung von C/C-Brennkammersegmenten unter realitätsnahen Bedingungen, wie sie in einer Raketenbrennkammer

herrschen. Auf die Durchführung dieser experimentellen Untersuchungen soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden. Eine entsprechende Diskussion dieser Versuche findet sich in früheren Veröffentlichungen [56, 57] des Autors der vorliegenden Arbeit.

Bei den Durchflussversuchen an den in die Mikro-Brennkammer eingebauten C/C-Brennkammersegmenten handelte es sich um Voruntersuchungen zur Effusionskühlung, in denen das Impuls- und Stofftransportverhalten der porösen Brennkammerwand ermittelt werden sollte. Zur Durchführung dieser Voruntersuchungen wurde das Kühlsystem der Effusionskühlung aktiviert, so dass die C/C-Brennkammersegmente mit Kühlwasserstoff durchströmt wurden. Die Durchflussversuche fanden bei ausgeschalteter Brennkammer statt, d.h. ohne Heißgasströmung bzw. bei Umgebungsdruck $p_u \approx 1$ bar im Brennkammerinnenraum. Ohne den Gegendruck im Brennkammerinnenraum musste das Impuls- und Stofftransportverhalten im anschließenden Versuchsbetrieb mit Heißgasströmung aus den Ergebnissen der Durchflussversuche extrapoliert werden. Die Realisierung eines mit dem Druck in der Heißgasströmung identischen Gegendrucks sowie die im Vergleich zu den Brennkammersegmenten einfachere Strömungsgeometrie der Durchflussproben, waren die entscheidenden Gründe für die Entwicklung des Durchflussprüfstandes und der Durchflussmessapparatur.

Die Bedingung für die Verwendbarkeit der in den Durchflussuntersuchungen an den Durchflussproben ermittelten Ergebnisse zur Beschreibung des Impuls- und Stofftransportverhaltens der porösen Brennkammerwand, war die Realisierung von äquivalenten Strömungsbedingungen, wie sie in den Durchflussversuchen mit den C/C-Brennkammersegmenten herrschten. Als Vergleichskriterium der Strömungsbedingungen diente der in der *Forchheimer*-Gleichung (5.47) definierte Gesamtdruckgradient $\Delta p/L$, der sich jeweils in der eindimensionalen, stationären und isothermen Strömung in radialer Richtung durch die zylindrische Brennkammerwand bzw. in axialer Richtung durch die Durchflussprobe einstellte. Im Diagramm 3.1 ist der normierte, radiale Druckverlauf $p_f(r)/p_R$ dargestellt, der bei einem Durchflussversuch in der zylindrischen Brennkammerwand aus Bild 3.1 entsteht, die die folgenden Abmessungen aufweist: Innendurchmesser $D_i = 30$ mm, Wandstärke $d = 9$ mm und Länge $L = 50$ mm.

Die aus diesen Vorüberlegungen zusammengefasste Bedingung für die Verlegung der Durchflussversuche von der Mikro-Brennkammer zur Durchflussmessapparatur lautete, dass bei der Durchströmung der Durchflussproben ein genauso großer Gesamtdruckgradient in der Strömung aufgebaut werden musste, wie er in den Durchflussversuchen bei der Durchströmung der zylindrischen Brennkammerwand entstand. Um dies zu gewährleisten, wurde für den Gesamtdruckgradienten in der Strömung durch die Durchflussproben ein oberer Grenzwert eingeführt, der nicht überschritten werden durfte. Dieser obere Grenzwert

wurde gleich dem Wert des maximalen Gesamtdruckgradienten gesetzt, der bei den Durchflussversuchen mit gasförmigem Wasserstoff bei Umgebungstemperatur $T_u \approx 293 \text{ K}$ in den C/C-Brennkammersegmenten aufgetreten war. Dieser Wert konnte rechnerisch bestimmt werden, indem die gemessene maximale Druckdifferenz $\Delta p_{\max} = 15 \text{ bar}$ über der Brennkammerwand auf ihre Wandstärke $d = 9 \text{ mm}$ bezogen wurde. Daraus resultierte ein Wert des maximalen Gesamtdruckgradienten von $(\Delta p/d)_{\max} \approx 1,667 \text{ bar/mm}$. Im Gegenzug wurde ein Ausdruck für den oberen Grenzwert des Gesamtdruckgradienten in der Strömung durch die Durchflussproben aufgestellt, indem die in der Versuchsplanung im Unterabschnitt 6.4.1 spezifizierte, maximale Druckdifferenz $\Delta p_{\max} = 50 \text{ bar}$ über der Probe auf ihre Länge L bezogen wurde. Durch das Gleichsetzen der jeweiligen Ausdrücke für den maximalen Gesamtdruckgradienten wurde die folgende Gleichung gebildet, die nur noch nach der unbekannten Länge L aufgelöst werden musste:

$$\left(\frac{\Delta p_{\max}}{L} \right)_{\text{Durchflussprobe}} = \left(\frac{\Delta p_{\max}}{d} \right)_{\text{Brennkammersegment}} \quad (6.31)$$

$$\Rightarrow L = \frac{\Delta p_{\max, \text{Durchflussprobe}}}{\Delta p_{\max, \text{Brennkammersegment}}} \cdot d$$

$$\Leftrightarrow L = \frac{50 \text{ bar}}{15 \text{ bar}} \cdot 9 \text{ mm}$$

$$\Rightarrow L = 30 \text{ mm} \quad (6.32)$$

Als Randbedingung zur Festlegung des Probendurchmessers diene die im Abschnitt 6.1 aufgestellte Bedingung, dass die zylindrischen Probenkörper identische Abmessungen in der Länge und im Durchmesser aufweisen mussten, um die in den unterschiedlichen Fertigungskonfigurationen hergestellten Durchflussproben in die selbe Durchflussmessapparatur einbauen zu können. Im Anschluss an die rechnerische Bestimmung der Probenlänge in Gleichung (6.32) war aufgrund dieser Randbedingung ebenfalls der Durchmesser der Probenkörper festgelegt: $D = L = 30 \text{ mm}$.

- Spezifizierung des Durchflussbereichs

Die Spezifizierung des Durchflussbereichs der Strömung durch die Durchflussproben erfolgte für den Versuchsbetrieb mit Wasserstoff als Durchflussmedium, so dass wiederum die Ergebnisse der Durchflussversuche mit den C/C-Brennkammersegmenten als Bezugsmaßstab dienten, die mit gasförmigem Wasserstoff bei Umgebungstemperatur $T_u \approx 293 \text{ K}$ durchgeführt worden waren. Unter der Voraussetzung, dass die Durchflussproben und die Brennkammersegmente

aus dem gleichen C/C-Material angefertigt wurden, konnten in beiden Fällen die Werte der in diesem Abschnitt betrachteten Materialeigenschaften als identisch angenommen werden. Die im betrachteten Druckbereich ($10 \text{ bar} < p < 60 \text{ bar}$) und Temperaturbereich ($T \approx T_u = \text{konst.}$) auftretende Änderung der Stoffeigenschaften des Wasserstoffs, d.h. der dynamischen Viskosität μ und der Dichte ρ , zwischen den Durchflussversuchen mit der Mikro-Brennkammer und mit der Durchflussmessapparatur wurde an dieser Stelle vernachlässigt.

Durch das Aufprägen des Gesamtdruckgradienten $\Delta p/L$ bzw. $\Delta p/d$ über dem C/C-Material, stellte sich jeweils in der eindimensionalen, stationären und isothermen Strömung in radialer Richtung durch die zylindrische Brennkammerwand bzw. in axialer Richtung durch die Durchflussprobe ein flächenspezifischer Massenstrom $G = \dot{m}/A$ ein. Unter der Voraussetzung, dass sich sowohl die Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials als auch die Stoffeigenschaften des Durchflussmediums zwischen den unterschiedlichen Durchflussversuchen nicht änderten, sollten die Werte des flächenspezifischen Massenstroms G bei identischen Werten des Gesamtdruckgradienten ebenfalls gleich sein. Aufgrund der Beibehaltung identischer Gesamtdruckgradienten in der Strömung konnte folglich in erster Näherung der flächenspezifische Massenstrom G durch die Brennkammerwand und durch die Durchflussproben gleichgesetzt werden. Diese Gleichsetzung war zumindest für den maximalen flächenspezifischen Massenstrom $G_{\max}$ zulässig, der sich beim oberen Grenzwert $(\Delta p/L)_{\max}$ des Gesamtdruckgradienten in der Strömung einstellte, da dieser gemäß Gleichung (6.31) sowohl für die zylindrische Brennkammerwand als auch für die Durchflussprobe galt.

Bei den Durchflussversuchen mit den C/C-Brennkammersegmenten wurde beim maximalen Gesamtdruckgradienten $(\Delta p/d)_{\max}$ ein maximaler Massenstrom von $\dot{m}_{\max} = 25 \text{ g/s}$ gemessen. Anhand dieser Messung konnte der Wert von $G_{\max}$ rechnerisch bestimmt werden, indem der Messwert des Massenstroms $\dot{m}_{\max}$ der Strömung durch die C/C-Brennkammersegmente auf deren gesamte heißgasseitige Wandoberfläche A_W bezogen wurde: $G_{\max} = \dot{m}_{\max}/A_W$. Da die heißgasseitigen Wandoberfläche der Brennkammersegmente die geometrische Form einer Zylindermantelfläche aufwies, betrug ihr Flächeninhalt: $A_W = \pi \cdot D_i \cdot L = \pi \cdot 30 \text{ mm} \cdot 50 \text{ mm} \approx 4712,4 \text{ mm}^2$. Daraus resultierte der Rechenwert $G_{\max} = 25 \text{ (g/s)}/4712,4 \text{ mm}^2 \approx 5,3 \cdot 10^{-3} \text{ g/(s mm}^2\text{)}$ für den maximalen flächenspezifischen Massenstrom durch die Brennkammerwand.

Bei den Durchflussproben war die Bezugsfläche die Austrittsstirnfläche A_P der zylindrischen Probenkörper, die die geometrische Form einer Kreisfläche besaß. Da ihr Flächeninhalt mit der geometrischen Querschnittsfläche A_{tot} identisch war, konnte sie mit Gleichung (6.16) berechnet werden: $A_P \approx 706,9 \text{ mm}^2$. Der analoge Ausdruck für den maximalen flächenspezifischen Massenstrom der Strömung durch die Durchflussproben lautet demzufolge: $G_{\max} = \dot{m}_{\max}/A_P$.

Durch das Gleichsetzen der jeweiligen Ausdrücke für den maximalen flächen-spezifischen Massenstrom $G_{\max}$ wurde die folgende Gleichung gebildet:

$$\left(\frac{\dot{m}_{\max}}{A_P} \right)_{\text{Durchflussprobe}} = \left(\frac{\dot{m}_{\max}}{A_W} \right)_{\text{Brennkammersegment}} \quad (6.33)$$

die nur noch nach dem unbekannten maximalen Massenstrom $\dot{m}_{\max}$ der Strömung durch die Durchflussproben aufgelöst werden musste:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\max, \text{Durchflussprobe}} &= \frac{A_P}{A_W} \cdot \dot{m}_{\max, \text{Brennkammersegment}} \\ \Leftrightarrow \dot{m}_{\max, \text{Durchflussprobe}} &= \frac{706,9 \text{ mm}^2}{4712,4 \text{ mm}^2} \cdot 25 \text{ g/s} \\ \Rightarrow \dot{m}_{\max, \text{Durchflussprobe}} &\approx 3,75 \text{ g/s} \end{aligned} \quad (6.34)$$

Basierend auf dem in Gleichung (6.34) festgehaltenen Ergebnis dieser Auslegungsrechnung, wurde in den mit Wasserstoff als Durchflussmedium durchgeführten Durchflussversuchen ein Massenstrombereich von $0 \text{ g/s} \leq \dot{m} \leq 5 \text{ g/s}$ in der Strömung durch die Durchflussproben spezifiziert.

6.4.3.4. Messtechnik für die Durchflussversuche

Wie bereits im Paragraph 6.4.3.1 erwähnt wurde, war die Messtechnik in die Messwertaufnehmer für Temperatur, Druck und Durchfluss unterteilt. Für die Temperaturmessung wurden ausnahmslos Thermoelemente vom Typ K verwendet. Alle Druckmessstellen wurden mit Druckaufnehmern ausgestattet, die zum Typ der Absolutdrucksensoren gehörten. Die einzige Ausnahme bildete die Druckmessstelle OM-PK-DP, an der ein Differenzdrucksensor angeschlossen wurde. Der Durchfluss wurde an der Messstelle OM_COR gemessen. In die Bezeichnung der Messstelle wurde die Art des Durchflusssensors mit einbezogen, bei dem es sich um einen Coriolis-Massendurchflussmesser (CMD) handelte.

Zur Reduzierung der Messungenauigkeit der Messkette, bestehend aus Messwertaufnehmer, Messverstärker und Messdatenerfassungssystem, wurde eine Kalibrierung durchgeführt. Durch die Kalibrierung der Messkette konnten systematische Messabweichungen ausgeschlossen werden, so dass sich die Messungenauigkeit auf die Summe der statistischen Messabweichungen der einzelnen Komponenten in der Messkette reduzierte.

- Messdatenerfassungssystem

Die statistische Messabweichung der Analogeingänge der im Paragraph 6.4.3.1 angegebenen Messdatenerfassungskarten der Typen NI PCI-6071E und NI PCI-6031E von National Instrument kann im zugehörigen Datenblatt jeder Karte

nachgelesen werden. Bezogen auf den maximalen Erfassungsbereich beider Karten von -10 VDC bis $+10$ VDC beträgt sie jeweils:

- NI-Karte PCI-6071E: $\pm(14,369 \text{ mV}/20000 \text{ mV}) \approx \pm 0,072 \%$
- NI-Karte PCI-6031E: $\pm(1,147 \text{ mV}/20000 \text{ mV}) \approx \pm 0,006 \%$

- Messverstärker

Am Durchflussprüfstand wurden Analog-Messverstärker des Typs AS-2 verwendet, bei denen es sich um eine Eigenentwicklung des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe handelte. In der institutsinternen Spezifikation der Messverstärker AS-2 sind die statistischen Messabweichungen aufgrund von Stabilität und Nichtlinearität mit jeweils $\pm 0,01 \%$ spezifiziert.

- Temperaturaufnehmer

Wie in der Versuchsdurchführung im Unterabschnitt 6.4.1 beschrieben wurde, fanden die Durchflussversuche ausschließlich bei Umgebungstemperatur T_u und unter isothermen Strömungsbedingungen statt, d.h. es galt $T_f \approx T_u = \text{konst.}$ Basierend auf diesen Randbedingungen wurde ein Temperaturmessbereich zwischen $273 \text{ K} \leq T_f \leq 293 \text{ K}$ spezifiziert. Alle Temperaturmessstellen des Durchflussprüfstands und der Durchflussmessapparatur wurden mit Thermoelementen vom Typ K, Klasse 3, besetzt. Gemäß der Norm DIN EN 60584 Teil 2 beträgt die Grenzabweichung Δt von Standard-Thermoelementen dieses Typs und dieser Klasse im Temperaturbereich $-167^\circ\text{C} \leq t \leq +40^\circ\text{C}$, $\Delta t = \pm 2,5^\circ\text{C}$, mit der Temperatur t in $[\text{C}]$. Bei der Bestimmung der zugehörigen Temperatur für die gemessene Thermospannung $E(t)$ mittels der genormten Grundwertreihe des Thermopaars vom Typ K, konnte demzufolge ein maximaler Messfehler von $\Delta t = \pm 2,5^\circ\text{C}$ bzw. von $\pm 1 \%$ bezogen auf den Temperaturbereich $273 \text{ K} \leq T_f \leq 293 \text{ K}$ auftreten.

- Druckaufnehmer

Alle Druckmessstellen der Durchflussmessapparatur und des Durchflussprüfstands wurden mit Absolutdrucksensoren ausgerüstet. An der Durchflussmessapparatur kam darüber hinaus ein Differenzdrucksensor zum Einsatz, mit dem zwischen dem Eintritts- und dem Austritts-Manifold der Differenzdruck Δp der Strömung durch die Durchflussprobe gemessen wurde. Für die Absolutdrucksensoren wurden Präzisions-Druckaufnehmer des Modells P913 aus der Serie P900 von „Schaevitz® Sensors“ mit einem Absolutdruckmessbereich von $0 - 100$ bar verwendet. Der kombinierte Fehler aus Nichtlinearität, Hysterese und Reproduzierbarkeit wird im Datenblatt http://www.althen.de/drucksensoren_druckaufnehmer/html/P9xx_dt.htm spezifiziert als $< \pm 0,10 \%$ v.E. (vom Endwert). Umgerechnet auf den Messbereichsendwert von 100 bar folgt daraus ein kombinierter Fehler von $< \pm 0,10$ bar. Für

den Differenzdrucksensor wurden ein Differenzdruckaufnehmer der Serie Z von „Sensotec Sensors“ mit einem Differenzdruckmessbereich von ± 50 bar verwendet. Der im Datenblatt http://www.althen.de/drucksensoren_druckaufnehmer/html/Z-A5_dt.htm spezifizierte kombinierte Fehler von $\pm 0,30$ % v.B. (vom Bereich), setzt sich ebenfalls aus der Linearitätsabweichung ($\pm 0,15$ %), der Hysterese ($\pm 0,1$ %) und der Reproduzierbarkeit ($\pm 0,05$ %) zusammen. Umgerechnet auf den Differenzdruckmessbereich von 50 bar folgt daraus ein kombinierter Fehler von $< \pm 0,15$ bar.

- Massendurchflussmesser

Die Auslegung des Massendurchflussmessers erfolgte auf Basis der Durchflussmessung mit Wasserstoff, da diese aufgrund der kleineren Massenströme $\dot{m}$ und relativen Massenstromänderungen $\Delta\dot{m}/\dot{m}$ im Vergleich zum Versuchsbetrieb mit Stickstoff die größeren Ansprüche bezüglich der Messgenauigkeit an den Massenstromsensor stellte. Unter Berücksichtigung des im Paragraph 6.4.3.3 spezifizierten Durchflussbereichs von $0 \text{ g/s} \leq \dot{m} \leq 5 \text{ g/s}$, wurde der Nenndurchfluss, d.h. der Messbereichsendwert, des Massendurchflussmessers für den Betrieb mit Wasserstoff als Messmedium auf $\dot{m} = 5 \text{ g/s}$ festgelegt.

Als Massendurchflussmesser wurde ein Coriolis-Massenstromsensor des Typs CMF010 aus der ELITE®-Serie von „Micro Motion®“ verwendet. Gemäß der Spezifikation des Sensors im Datenblatt <http://www.chemietechnik.de/ai/resources/1a77053d21b.pdf> betragen die statistischen Messabweichungen, bei der Durchflussmessung mit gasförmigen Messmedien und bei einem Durchfluss zwischen 5 % und 100 % des Nenndurchflusses, weniger als $\pm 0,35$ % vom jeweiligen Messwert (nicht vom Messbereichsendwert!). Bei Messspannen, die das Verhältnis von 20 : 1 zwischen Ober- und Untergrenze des Messbereichs überschreiten, sind die Messabweichungen leicht größer.

Bei Sensoren des Typs CMF010 überschreiten die spezifizierten, statistischen Messabweichungen vom Messwert erst ab Massenströmen von $\dot{m} \leq 0,16 \text{ g/s}$ den Wert von $\pm 0,35$ % und erreichen bei weiter abnehmenden Massenströmen bis auf 2 % des Nenndurchflusses, d.h. bei $\dot{m} = 0,1 \text{ g/s}$, einen Wert von $\pm 0,57$ %. Zur Gewährleistung einer Messgenauigkeit besser als ca. $\pm 0,6$ % Messabweichung vom Messwert, wurde die Untergrenze des Messbereichs auf 2 % des Nenndurchflusses festgelegt. Dies entspricht einer Messspanne von 50 : 1 bzw. einem Messbereich von $0,1 \text{ g/s} \leq \dot{m} \leq 5 \text{ g/s}$.

Bei identischen Druck- und Temperaturrandbedingungen gelten die spezifizierten Messabweichungen für alle Gase, unabhängig davon ob es sich beim Messmedium z.B. um Wasserstoff oder Stickstoff handelt. Im Unterschied zur Durchflussmessung mit Wasserstoff, kann der Sensor jedoch bei Stickstoff als Durchflussmedium eine größere Messspanne von 250 : 1 abdecken, was einem Messbereich von $0,1 \text{ g/s} \leq \dot{m} \leq 25 \text{ g/s}$ entspricht.

6.4.4. Ergebnisse der Durchflussversuche

In der Planung der Versuchsdurchführung im Unterabschnitt 6.4.1 wurde der Umfang der Durchflussversuche an den beiden C/C-Durchflussproben, die sich hinsichtlich der Durchflusskonfiguration voneinander unterschieden, auf insgesamt 4 Versuchsreihen festgesetzt. Mit jeder der zwei Durchflussproben bzw. pro Durchflusskonfiguration fanden jeweils zwei Versuchsreihen statt, wobei zwischen den beiden Versuchsreihen lediglich das Durchflussmedium gewechselt wurde. Im folgenden Paragraph 6.4.4.1 werden die in den Durchflussversuchen variierten Versuchsparameter in Form einer Versuchsmatrix zusammengefasst.

6.4.4.1. Versuchsparameter

Die Versuchsparameter leiteten sich unmittelbar aus den in der Versuchsplanung definierten Untersuchungskriterien der Durchflussversuche ab, die sich wie folgt zusammenfassen lassen:

- Untersuchung der Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}$ in der eindimensionalen Strömung durch die Durchflussproben
- Untersuchung des axialen Druckverlaufs $p_f(x)$ in der Strömung innerhalb der Durchflussproben
- Untersuchung des Einflusses der Durchflusskonfiguration auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben
- Untersuchung des Einflusses der Stoffart des Durchflussmediums auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben
- Untersuchung des Einflusses der Kompressibilität der Durchflussmedien auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben

Zu den Versuchsparametern gehörte erstens die Messkonfiguration, deren verschiedenen Varianten im Bild 6.2 dargestellt sind, wobei sich die in den Durchflussversuchen verwendeten Varianten auf die parallele ($\parallel$) und die senkrechte ($\perp$) Durchflusskonfiguration beschränkten. Zweitens umfassten die Versuchsparameter die Stoffart des Durchflussmediums, indem die Durchflussversuche zuerst mit Stickstoff (GN_2) durchgeführt und anschließend bei ansonsten unveränderten Versuchsbedingungen mit Wasserstoff (GH_2) wiederholt wurden. Drittens beinhalteten die Versuchsparameter den Druck p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur, der im Bereich von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ in sechs Stufen um jeweils 10 bar pro Stufe gesteigert wurde.

Als vierter Versuchsparameter wurde innerhalb einer Stufe schrittweise die Druckdifferenz $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}}$ über der Probe variiert. Dazu wurde ausgehend von $p_{\text{aus}} = p_{\text{ein}}$ bzw. $\Delta p = 0 \text{ bar}$ bei geschlossenem Regelventil CH2-FLOW, dieses in diskreten Abständen sukzessive aufgefahren, so dass der Druck

p_{aus} im Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur schrittweise gegen den Umgebungsdruck $p_u \approx 1$ bar absank. Die aufeinanderfolgenden Änderungen der Ventilöffnung des Regelventils erfolgten in einem ausreichenden zeitlichen Abstand zueinander, so dass sich Zeitabschnitte mit stationären Strömungsbedingungen einstellen konnten. Da die Messwerte ausschließlich in diesen stationären Perioden aufgenommen und ausgewertet wurden, bildeten sie jeweils die Messpunkte einer Versuchsreihe. Pro Messpunkt und Messgröße wurden die arithmetischen Mittelwerte der zugehörigen Messwerte gebildet. Die Anzahl der Schritte zur Variation der Druckdifferenz Δp hing von der Größe des abzudeckenden Druckbereichs zwischen p_{ein} und $p_{\text{aus}} \rightarrow p_u$ ab. Je größer der Wert von p_{ein} war, desto mehr Schritte waren erforderlich bzw. desto größer wurde die Schrittweite. Bei $p_{\text{ein}} = 10$ bar wurde die Druckdifferenz Δp jeweils um 1 bar pro Schritt gesteigert, bei $p_{\text{ein}} = 60$ bar jeweils um 5 bar pro Schritt. Tabelle 6.14 zeigt die Versuchsmatrix der Durchflussversuche, in der alle Versuchsparameter zusammengefasst sind.

Tabelle 6.14.: Versuchsmatrix der Durchflussversuche

Durchflusskonfiguration parallel ()											
Versuchsreihe 1						Versuchsreihe 2					
Durchflussmedium N ₂						Durchflussmedium H ₂					
Eintrittsdrücke p_{ein} [bar]											
10	20	30	40	50	60	10	20	30	40	50	60

Durchflusskonfiguration senkrecht ($\perp$)											
Versuchsreihe 3						Versuchsreihe 4					
Durchflussmedium N ₂						Durchflussmedium H ₂					
Eintrittsdrücke p_{ein} [bar]											
10	20	30	40	50	60	10	20	30	40	50	60

In der Versuchsplanung wurde auf eine Variation der Strömungstemperatur in den 4 Versuchsreihen verzichtet. Die während der Durchflussversuche jeweils im

Eintritts- und im Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemessenen Temperaturen T_{ein} und T_{aus} der Strömung, d.h. die Temperaturen unmittelbar stromauf- und stromabwärts der Durchflussproben, lagen bei allen Versuchen nahezu deckungsgleich auf dem Niveau der Umgebungstemperatur $T_{\text{u}} \approx 293 \text{ K}$, auf dem sich auch die Temperaturen der Gasversorgung, der Durchflussmessapparatur und der Durchflussproben befanden.

6.4.4.2. Einfluss der Durchflusskonfiguration

Mit der Auswertung der Messwerte aus den Durchflussversuchen konnte nachgewiesen werden, dass die unterschiedliche Orientierung der Faserstränge der C/C-Mikrostruktur, relativ zur Richtung des Strömungsvektors in den beiden Durchflusskonfigurationen, einen erheblichen Einfluss auf das Impuls- und Stofftransportverhalten des C/C-Materials ausübte. Dies zeigt der Vergleich der in der Tabelle 6.15 aufgelisteten Messwerte $\dot{m}_{\parallel}$ und $\dot{m}_{\perp}$ des Massenstroms in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration, die für in etwa gleich große Druckverluste Δp signifikante Unterschiede aufweisen. Die Größe des Massenstromverhältnisses ($\dot{m}_{\parallel}/\dot{m}_{\perp}$) > 1 zwischen seinen jeweiligen Messwerten $\dot{m}_{\parallel}$ und $\dot{m}_{\perp}$ besagt, dass der Massenstrom in der parallelen Durchflusskonfiguration größer als in der senkrechten war.

Der Grund für diesen Einfluss der Durchflusskonfiguration auf das Impuls- und Stofftransportverhalten ist der unterschiedliche Strömungswiderstand, der dem Strömungsmedium vom porösen Material entgegengebracht wird. Da die Strömung durch die C/C-Mikrostruktur den Kapillarkanälen folgt, die entlang der Faserstränge verlaufen, hängt der Strömungswiderstand unmittelbar von der Anordnung der Faserstränge relativ zur Vorzugsrichtung der Strömung ab. In der parallelen Durchflusskonfiguration strömt das Fluid vorzugsweise in die selbe Richtung, in der auch die Faserstränge orientiert sind, so dass die Strömung und die Kapillarkanäle den selben Verlauf nehmen. In diesem Fall wird der Strömungswiderstand minimal.

Im Gegensatz dazu werden die Gewebelagen in der senkrechten Durchflusskonfiguration normal zur Lagenebene durchströmt. In dieser Strömungsrichtung relativ zu den Gewebelagen wird die Ausbreitung der Strömung von den im Bild 2.7 dargestellten Fasersträngen im Gewebe blockiert. Daher kommt es beim Auftreffen der Strömung auf die Faserstränge zu einer Strömungsumlenkung, bei der das Fluid um die Faserstränge herumströmt, bis es wieder in den jeweils nächstliegenden Kapillarkanal eintritt, in dem es weiterströmen kann. Eine derartige Umlenkung findet von Gewebelage zu Gewebelage statt, d.h. sie tritt kontinuierlich im Abstand von wenigen Zehntelmillimetern auf, wodurch die Strömung regelmäßig von ihrem geradlinigen Weg in Normalenrichtung zur Lagenebene abweicht, so dass sie zu mikroskopisch kleinen Umwegen gezwungen

ist. In diesem Fall wird der Strömungswiderstand größer und der Massenstrom bei der gleichen angelegten Druckdifferenz Δp kleiner.

Tabelle 6.15.: Vergleich der Maximalwerte des Druckverlusts $\Delta p_{\max}$ und des Massenstroms $\dot{m}_{\max}$, die für den jeweiligen Wert des Drucks p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur, in der eindimensionalen Strömung beider Durchflussmedien durch das poröse Material in der jeweiligen Durchflusskonfiguration gemessen wurden

Durch- fluss- medium [-]	Eintritts- druck p_{ein} [bar]	Durchflusskonfiguration				Massen- strom- verhältnis $(\dot{m}_{\parallel}/\dot{m}_{\perp})$
		parallel ()		senkrecht ($\perp$)		
		Δp_{max} [bar]	$\dot{m}_{\text{max}}$ [g/s]	Δp_{max} [bar]	$\dot{m}_{\text{max}}$ [g/s]	
H ₂	10	8,024	0,385	7,946	0,140	2,748
	20	17,544	0,971	18,120	0,439	2,212
	30	25,078	1,594	24,889	0,747	2,133
	40	34,930	2,264	35,296	1,182	1,915
	50	45,264	2,938	44,949	1,576	1,864
	60	49,930	3,627	49,634	1,919	1,890
N ₂	10	7,821	1,693	8,066	0,764	2,215
	20	15,002	3,974	16,010	2,142	1,855
	30	25,134	6,516	25,298	3,570	1,825
	40	35,058	8,999	35,313	5,171	1,740
	50	45,072	11,399	44,881	6,780	1,681
	60	49,552	13,623	49,044	8,215	1,658

In den Diagrammen 6.6 und 6.7 wird der Einfluss der Durchflusskonfiguration auf die Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}$ dargestellt, der beim jeweiligen Durchflussmedium Stickstoff oder Wasserstoff auftrat. Die in den Diagrammen über den zugehörigen Massenstrommesswerten aufgetragenen Messwerte des Druckverlusts, stellen eine repräsentative Aus-

wahl aus der Gesamtmenge an Messpunkten dar, die im gesamten Variationsbereich des Drucks p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ aufgenommen wurden. Am Verlauf der Ausgleichskurven, welche durch die zur jeweiligen Durchflusskonfiguration gehörenden Messpunkte gelegt wurden, kann eindeutig abgelesen werden, dass in der senkrechten Durchflusskonfiguration ein höherer Druckverlust in der Strömung erforderlich ist, um den gleichen Massenstrom zu transportieren. Diese Beobachtung unterstützt die Theorie, dass die senkrecht zur Anordnung der Faserstränge orientierte Strömung einen größeren Strömungswiderstand überwinden muss.

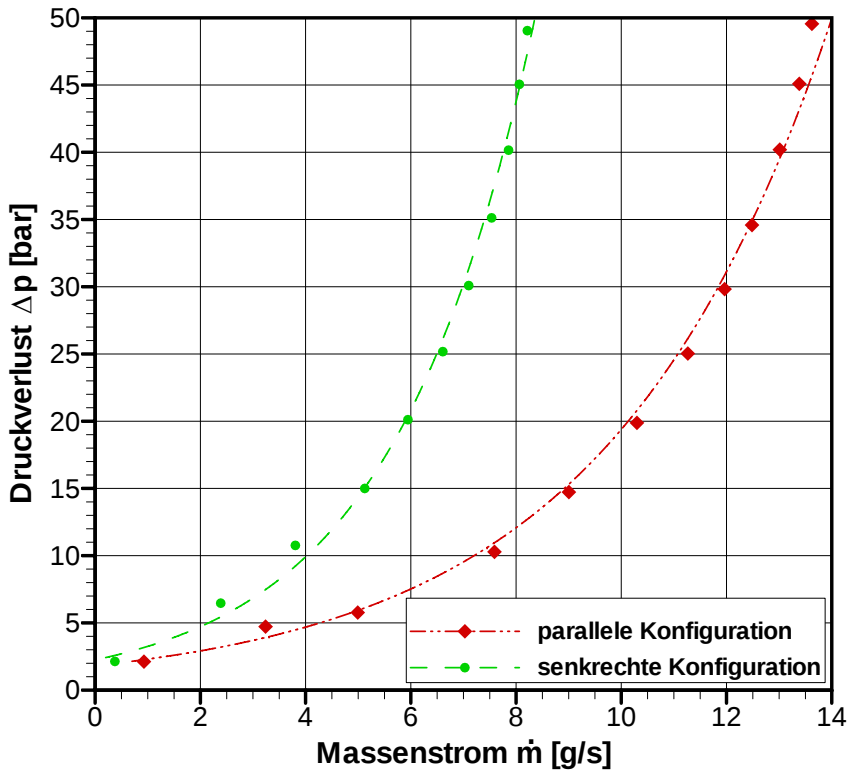


Diagramm 6.6: Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}$ für Stickstoff bei Umgebungstemperatur ($T_{\text{N}_2} = T_{\text{u}} \approx 293 \text{ K}$) in Abhängigkeit der Durchflusskonfiguration

In beiden Diagrammen 6.6 und 6.7, d.h. bei beiden Durchflussmedien, zeigt sich der gleiche Einfluss der Durchflusskonfiguration auf das Impuls- und Stoff-

transportverhalten der beiden Durchflussproben aus dem C/C-Material. Das zur Beschreibung des Impuls- und Stofftransportverhaltens der beiden Durchflussproben verwendete *Forchheimer*-Modell wurde auf der Basis von Untersuchungen der Wasserbewegung im Boden, d.h. in Schüttungen aus Lehm, Sand oder Kies, entwickelt, bei denen es sich um isotrope poröse Medien handelt. Das Modell vernachlässigt daher das anisotrope Impuls- und Stofftransportverhalten des C/C-Materials. Aufgrund der Anwendung der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) auf die eindimensionale Strömung durch die beiden Durchflussproben in den verschiedenen Durchflusskonfigurationen, wird die Faserorientierung jedoch implizit in die Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β einbezogen. Folglich werden sich deren Zahlenwerte in Abhängigkeit der jeweiligen Durchflusskonfiguration unterscheiden, d.h. es gilt $\alpha_{\parallel} \neq \alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel} \neq \beta_{\perp}$.

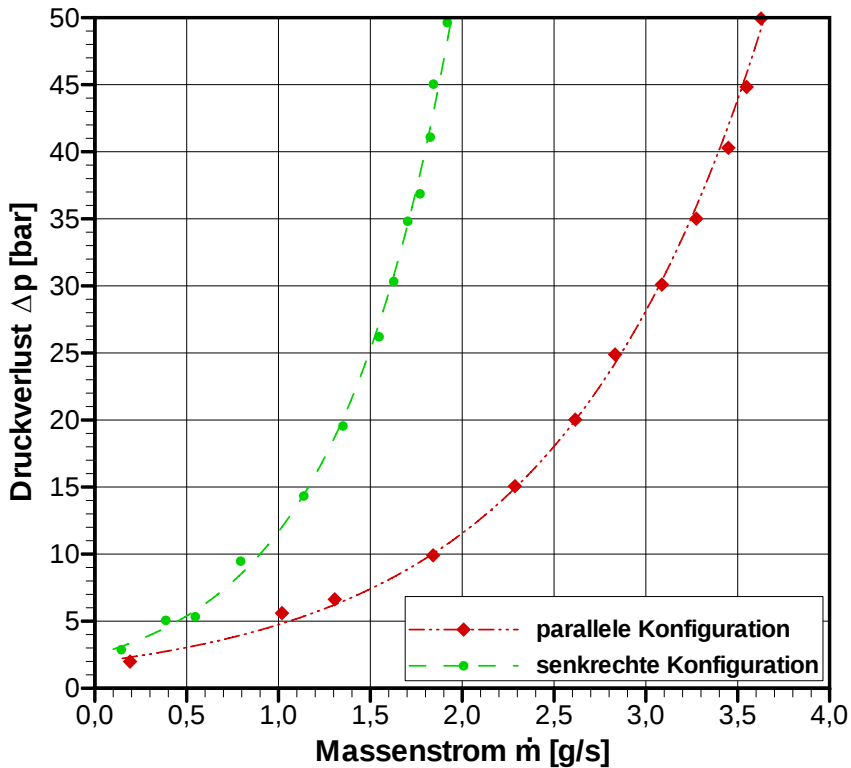


Diagramm 6.7: Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}$ für Wasserstoff bei Umgebungstemperatur ($T_{\text{H}_2} = T_{\text{u}} \approx 293 \text{ K}$) in Abhängigkeit der Durchflusskonfiguration

6.4.4.3. Einfluss der Stoffart des Durchflussmediums

In diesem Paragraphen werden die bei den Durchflussversuchen in den beiden Durchflusskonfigurationen erzielten Messergebnisse bezüglich des jeweiligen Durchflussmediums miteinander verglichen. Im vorherigen Paragraphen 6.4.4.2 wurde bereits festgestellt, dass die Durchflusskonfiguration einen großen Einfluss auf den Druckverlust Δp in der Strömung durch die Durchflussproben hatte. Daran anknüpfend wird im Folgenden für eine identische Durchflusskonfiguration sowie gleich großen Werten der Temperatur und des Druckverlusts untersucht, ob die Stoffart des Durchflussmediums einen ähnlichen Effekt auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben hat.

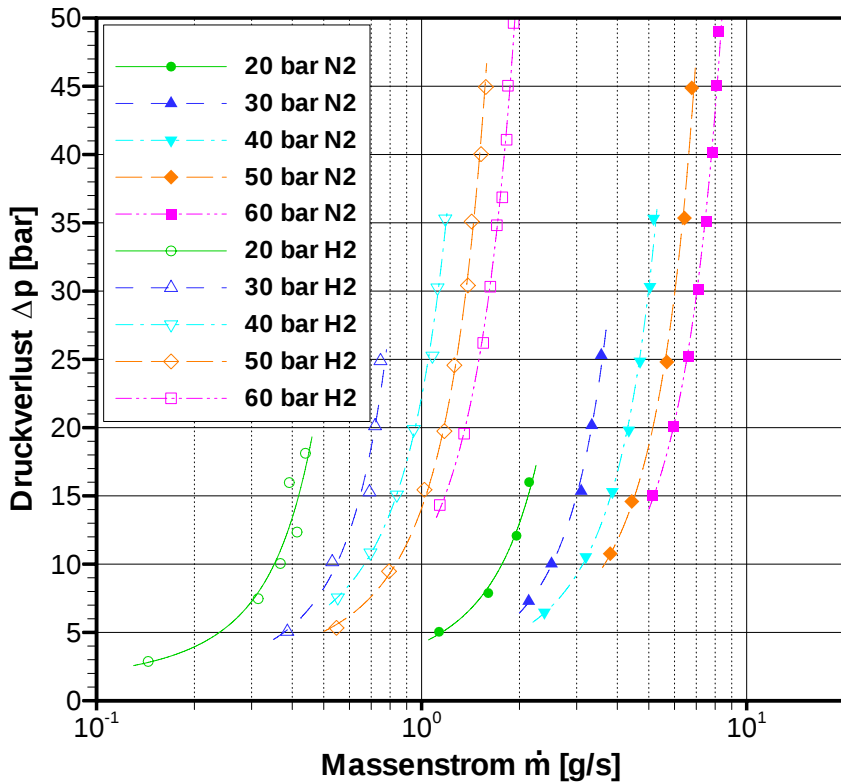


Diagramm 6.8: Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}_f$ in der senkrechten Durchflusskonfiguration in Abhängigkeit des jeweiligen Durchflussmediums

In den beiden Diagrammen 6.8 und 6.9 wurden jeweils die für Stickstoff und Wasserstoff als Durchflussmedium gemessenen Werte des Druckverlusts gemeinsam über den zugehörigen Massenstrommesswerten aufgetragen. In das erste Diagramm 6.8 wurden die in der senkrechten Durchflusskonfiguration aufgenommenen Messergebnisse eingetragen; das zweite Diagramm 6.9 repräsentiert die korrespondierenden Messergebnisse aus den Durchflussversuchen in der parallelen Durchflusskonfiguration. Aus dem Vergleich der jeweiligen Messergebnisse bei unterschiedlichem Durchflussmedium lässt sich in beiden Diagrammen eindeutig feststellen, dass bei identischem Druckverlust über der Durchflussprobe der zugehörige Wert des Massenstroms $\dot{m}_f$ in der Strömung von Stickstoff größer als in der von Wasserstoff ist.

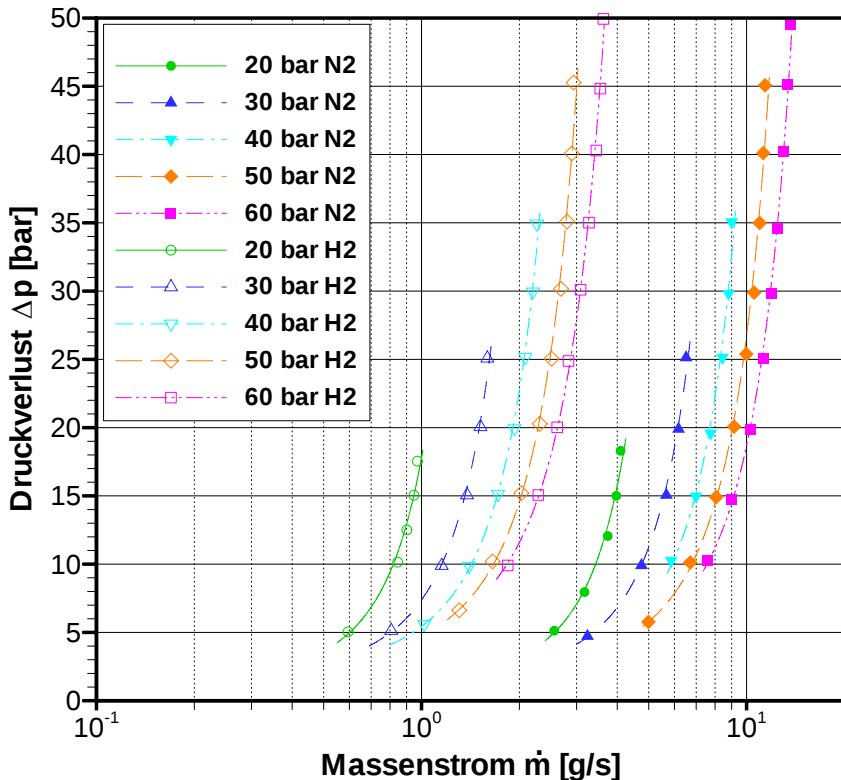


Diagramm 6.9: Beziehung zwischen Druckverlust Δp und Massenstrom $\dot{m}_f$ in der parallelen Durchflusskonfiguration in Abhängigkeit des jeweiligen Durchflussmediums

Es ist offensichtlich, dass der im Vergleich zur Strömung von Wasserstoff größere Massenstrom $\dot{m}_f$ der Strömung in den Durchflussversuchen mit Stickstoff als Durchflussmedium, zu einem großen Teil auf die unterschiedlichen Werte der Dichte ρ_f der beiden Fluide zurückgeführt werden kann. Bei gleichen Werten des Drucks p und der Temperatur T weist Stickstoff eine höhere Dichte als Wasserstoff auf: $\rho_{\text{N}_2} > \rho_{\text{H}_2}$. Da gemäß Gleichung (5.3) der Massenstrom $\dot{m}$ der stationären Strömung aus dem Produkt der Fluidichte ρ_f , der allgemeinen Strömungsgeschwindigkeit U_f und der Fläche A des Strömungsquerschnitts gebildet wird, ist bei ansonsten identischen Strömungsbedingungen der Massenstrom in der Strömung von Stickstoff aufgrund dessen höherer Dichte immer größer als in der von Wasserstoff: $\dot{m}_{\text{N}_2} > \dot{m}_{\text{H}_2}$. Für die im Fall der Strömung durch die Durchflussproben gleiche Querschnittsfläche A ist der Massenstrom $\dot{m}_f$ nur vom Produkt $(\rho_f \cdot U_f)$ abhängig. Unter der Annahme von gleichen Werten der Geschwindigkeit, des Drucks und der Temperatur in der Strömung von beiden Fluiden, lässt sich schlussfolgern, dass nur die von der jeweiligen Stoffart des Durchflussmediums abhängende Dichte einen Effekt auf den Massenstrom hat.

Wie in der Tabelle 6.16 zu sehen ist, wird aufgrund der Kompressibilität der beiden gasförmigen Durchflussmedien die Dichte ρ_f des Strömungsmediums ebenfalls vom Druck p in der Strömung beeinflusst, so dass zunehmende Werte des Drucks p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemäß Gleichung (6.17) zu einem Anstieg der Dichte ρ_{ein} am Eintritt der Strömung in die Durchflussproben führen. Gemäß der Massenerhaltungsgleichung (5.3) für eine eindimensionale, kompressible und stationäre Strömung mit der in Gleichung (6.18) definierten *Darcy*-Geschwindigkeit v durch die Probenkörper mit der in Gleichung (6.16) definierten, geometrischen Querschnittsfläche A_{tot} , lässt sich die in den Durchflussversuchen mit beiden Durchflussmedien beobachtete Erhöhung des Massenstroms $\dot{m}_f$ bei zunehmendem Druck p_{ein} mit ihrer Kompressibilität begründen.

Aufgrund der sinkenden Werte des Massenstromverhältnisses $\dot{m}_{\text{N}_2}/\dot{m}_{\text{H}_2}$ in Tabelle 6.17 bei steigendem Druck p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur muss untersucht werden, ob das unterschiedliche Verhalten der Durchströmung der Durchflussproben mit den beiden verschiedenen Durchflussmedien ausschließlich in Beziehung zum stoffabhängigen Dichteverhältnis $\rho_{\text{N}_2}/\rho_{\text{H}_2}$ steht, oder ob darüber hinaus ein Einfluss des Kompressibilitätskoeffizienten χ besteht. Der ebenfalls stoffabhängige Kompressibilitätskoeffizient ist in Gleichung (6.35) definiert. Falls die beiden Gase unterschiedliche Kompressibilitätskoeffizienten aufweisen, wird sich offensichtlich in der Strömung desjenigen Gases, das bei gleichem Druck p den größeren Koeffizienten χ besitzt, ein höherer Massenstrom einstellen. Der Einfluss der Kompressibilität der Durchflussmedien auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben wird im folgenden Paragraphen 6.4.4.4 untersucht.

In der Tabelle 6.16 wurden die in der parallelen Durchflusskonfiguration erzielten Versuchsergebnisse zusammengefasst, die aus den Durchflussversuchen mit beiden Durchflussmedien resultierten. Um die Beziehung zwischen dem Massenstrom und der Stoffart des Durchflussmediums zu untersuchen, wurden in Tabelle 6.17 die Verhältnisse der Massenströme, Dichten und Geschwindigkeiten der Strömungen von Stickstoff und Wasserstoff gebildet. Der Vergleich der jeweils zu den beiden Durchflussmedien gehörenden Werte von $\dot{m}_f$, ϱ_f und v fand bei annähernd gleichen Werten des Druckverlusts Δp und des Drucks p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur sowie bei Temperaturen statt, die auf dem Niveau der Umgebungstemperatur $T_u \approx 293 \text{ K}$ lagen.

Da sowohl Stickstoff als auch Wasserstoff bei Umgebungstemperatur als ideales Gas betrachtet wurden, konnte die Dichte ϱ_f mit Gleichung (6.17) berechnet werden. Die tabellierten Werte der spezifischen Gaskonstante R in Gleichung (6.17) betragen für Stickstoff $R_{\text{N}_2} = 296 \text{ J}/(\text{kg K})$ und für Wasserstoff $R_{\text{H}_2} = 4150 \text{ J}/(\text{kg K})$. Der Vergleich mit den Stoffdaten realer Gase im Temperatur- und Druckbereich der Durchflussversuche erbrachte für Stickstoff eine maximale Abweichung bei $p_{\text{ein}} = 60 \text{ bar}$ von -1% gegenüber der Realgasdichte; beim selben Druck $p_{\text{ein}} = 60 \text{ bar}$ betrug die maximale Abweichung für Wasserstoff gegenüber der Realgasdichte $+3 \%$. Als Maß für die Strömungsgeschwindigkeit diente die mit Gleichung (6.18) berechnete *Darcy*-Geschwindigkeit v . Gemäß Gleichung (6.16) betrug der Flächeninhalt der geometrischen Querschnittsfläche $A_{\text{tot}} \approx 706,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. Sowohl die Berechnung der Fluidichten ϱ_{N_2} und ϱ_{H_2} als auch der *Darcy*-Geschwindigkeit v in der Strömung des jeweiligen Fluids bezieht sich auf den Strömungszustand am Eintritt in die Durchflussprobe, d.h. bei den berechneten Werten der Dichte und der *Darcy*-Geschwindigkeit handelte es sich um die Strömungsgrößen ϱ_{ein} und v_{ein} .

Falls zwischen der Stoffart des Durchflussmediums und den Durchflusseigenschaften des porösen Materials keine Beziehung existiert, sollten die beiden Fluide mit der gleichen Geschwindigkeit durch die Durchflussprobe strömen. In diesem Fall würde die einzige Ursache für die unterschiedlichen Massenströme $\dot{m}_{\text{N}_2}$ und $\dot{m}_{\text{H}_2}$ in dem Dichteverhältnis $\varrho_{\text{N}_2}/\varrho_{\text{H}_2}$ bestehen. Falls umgekehrt das Massenstromverhältnis $\dot{m}_{\text{N}_2}/\dot{m}_{\text{H}_2}$ nicht mit dem zum jeweiligen Druck p_{ein} zugehörigen Dichteverhältnis $\varrho_{\text{N}_2}/\varrho_{\text{H}_2}$ übereinstimmt, könnte bei gleicher geometrischer Querschnittsfläche A_{tot} das ungleiche Massenstrom- und Dichteverhältnis alleine durch ein korrespondierendes Geschwindigkeitsverhältnis $v_{\text{N}_2}/v_{\text{H}_2}$ kompensiert werden. Im letzteren Fall beeinflussen die Durchflusseigenschaften des porösen Materials die Geschwindigkeiten der Strömungen von Stickstoff und Wasserstoff auf eine unterschiedliche Weise, die von der jeweiligen Stoffart des Durchflussmediums abhängig ist. Dies würde bedeuten, dass die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β von der Stoffart des Durchflussmediums abhängen.

Tabelle 6.16.: Vergleich der für Stickstoff und Wasserstoff bestimmten Werte der Dichte ϱ_{ein} und der Darcy-Geschwindigkeit v_{ein} am Eintritt der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration

Stickstoff N ₂						
nominaler Eintritts- Druck [bar]	Messwerte am Eintritt		id. Gas: Dichte ϱ_{ein} [kg/m ³]	maximale Messwerte		Eintritts- Geschw. v_{ein} [m/s]
	p_{ein} [bar]	T_{ein} [K]		Δp_{max} [bar]	$\dot{m}_{\text{max}}$ [g/s]	
10	9,90	281,0	11,846	7,80	1,69	0,202
20	20,0	279,6	24,202	18,3	4,10	0,239
30	30,2	278,0	36,691	25,1	6,52	0,251
40	40,1	277,4	48,790	35,1	9,00	0,261
50	49,9	277,5	60,757	45,1	11,4	0,265
60	59,9	278,4	72,723	49,6	13,6	0,265

Wasserstoff H ₂						
nominaler Eintritts- Druck [bar]	Messwerte am Eintritt		id. Gas: Dichte ϱ_{ein} [kg/m ³]	maximale Messwerte		Eintritts- Geschw. v_{ein} [m/s]
	p_{ein} [bar]	T_{ein} [K]		Δp_{max} [bar]	$\dot{m}_{\text{max}}$ [g/s]	
10	9,93	292,5	0,818	8,00	0,39	0,666
20	19,9	292,6	1,640	17,5	0,97	0,838
30	30,0	293,4	2,465	25,1	1,59	0,915
40	40,1	293,2	3,296	34,9	2,26	0,972
50	50,3	289,4	4,185	45,3	2,94	0,993
60	60,1	283,9	5,099	49,9	3,63	1,006

Tabelle 6.17.: Verhältnisse zwischen den jeweils für Stickstoff und Wasserstoff bestimmten Werten von Massenstrom-, Dichte- und Geschwindigkeit aus Tabelle 6.16 für die beiden Versuchsreihen in der parallelen Durchflusskonfiguration

nominaler Eintritts- Druck [bar]	Massenstrom- verhältnis $\dot{m}_{N_2}/\dot{m}_{H_2}$ [-]	Dichte- verhältnis $\varrho_{N_2}/\varrho_{H_2}$ [-]	Geschwindigkeits- verhältnisse		$\varrho_{N_2}/\varrho_{H_2}$ x v_{N_2}/v_{H_2} [-]
			v_{N_2}/v_{H_2} [-]	v_{H_2}/v_{N_2} [-]	
20	4,216	14,755	0,286	3,500	4,216
30	4,088	14,884	0,275	3,641	4,088
40	3,974	14,803	0,268	3,724	3,974
50	3,880	14,518	0,267	3,742	3,880
60	3,756	14,261	0,263	3,797	3,756

Aus den in der Tabelle 6.17 angegebenen Werten für das Massenstromverhältnis $\dot{m}_{N_2}/\dot{m}_{H_2}$ bei ungefähr gleichen Werten des Druckverlusts Δp und des Drucks p_{ein} geht hervor, dass der Massenstrom $\dot{m}_{N_2}$ in der Stickstoffströmung durchschnittlich 4 mal größer als der Massenstrom $\dot{m}_{H_2}$ in der Wasserstoffströmung war. Bei von der Stoffart des Durchflussmediums unabhängigen Durchflusseigenschaften des porösen Materials hätten die Werte der Massenstromverhältnisse und der betreffenden Dichteverhältnisse identisch sein müssen, d.h. die Dichte des Stickstoffs ϱ_{N_2} hätte durchschnittlich 4 mal größer als die Dichte des Wasserstoffs ϱ_{H_2} sein müssen. In den Durchflussversuchen lagen die Werte für das Dichteverhältnis hingegen zwischen $14 < (\varrho_{N_2}/\varrho_{H_2}) < 15$. Um das ungleiche Massenstrom- und Dichteverhältnis zu kompensieren, betrugen die für die Stickstoffströmung berechneten Darcy-Geschwindigkeiten v_{ein} am Eintritt der Durchflussprobe konsequenterweise nur ca. 26 % bis 29 % der korrespondierenden Geschwindigkeiten in der Wasserstoffströmung.

Unter der Voraussetzung gleicher Strömungsbedingungen, d.h. gleicher Werte für den Eintrittsdruck, die Temperatur und den Druckverlust, sind die Strömungsgeschwindigkeiten in Kontinuumsströmungen verschiedener Fluide unabhängig von der Stoffart des jeweiligen Strömungsmediums immer identisch. Unterschiedliche Massenströme in den Strömungen könnten daher ausschließlich durch stoffartbedingte Dichteunterschiede verursacht werden. Die in den Durchflussversuchen festgestellten Unterschiede zwischen den Geschwin-

digkeiten der Strömung durch die Durchflussproben mit verschiedenen Durchflussmedien bedeutet daher, dass bei Strömungen in porösen Medien die Strömungsgeschwindigkeiten, im Gegensatz zu denen der Kontinuumsströmungen, in Abhängigkeit von der Stoffart des jeweiligen Strömungsmediums auf unterschiedliche Weise vom Wandmaterial beeinflusst werden, welches den Strömungsquerschnitt begrenzt. Als Konsequenz aus diesem Untersuchungsergebnis konnte davon ausgegangen werden, dass die Permeabilitätskoeffizienten α und β von der Stoffart des Durchflussmediums abhängig sind.

6.4.4.4. Einfluss der Kompressibilität der Durchflussmedien

In der Strömungsmechanik wird unter der Kompressibilität ein Maß für die relative Volumenänderung dV/V eines Fluids aufgrund einer Druckänderung dp in einer Strömung verstanden. Dabei darf kein Phasenübergang auftreten. Der Kompressibilitätskoeffizient χ eines Gases oder einer Flüssigkeit ist definiert als:

$$\chi = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} \quad (6.35)$$

Gemäß dem Gesetz von *Boyle-Mariotte* gilt für den Kompressibilitätskoeffizienten eines idealen Gases in einer isothermen Strömung die vereinfachte Beziehung:

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \frac{1}{p} \quad (6.36)$$

Im vorherigen Paragraphen 6.4.4.3 wurde bereits darauf hingewiesen, dass mit den zunehmenden Werten des Drucks p_{ein} im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur von 10 bar auf 60 bar ein Anstieg der Dichten der beiden kompressiblen Durchflussmedien verbunden war, welcher in der Tabelle 6.16 dokumentiert ist. Um das kompressible Verhalten der Strömung durch die Durchflussproben zu veranschaulichen, wurden die bei verschiedenen Werten des Drucks p_{ein} aber näherungsweise gleichen Werten des Druckverlusts Δp in der Strömung über der Probe gemessenen Werte des Massenstroms $\dot{m}_f$ zu einzelnen Messwertreihen zusammengefasst. Die Massenstrommesswerte aus diesen Messwertreihen wurden im Diagramm 6.10 über den zugehörigen Messwerten des Drucks p_{ein} aufgetragen. Aus dieser Auswertung der Messergebnisse resultierten verschiedene Verläufe des Massenstroms $\dot{m}_f$, die jeweils seine Variation in Abhängigkeit des Drucks p_{ein} bei konstantem Druckverlust Δp darstellen. Das Diagramm 6.10 zeigt die Messergebnisse aus den bei Umgebungstemperatur $T_u \approx 293 \text{ K}$ durchgeführten Durchflussversuchen in der parallelen Durchflusskonfiguration. Zur Aufstellung der Messwertreihen wurden sowohl die Durchflussversuche mit Stickstoff als auch mit Wasserstoff als Durchflussmedium ausgewertet.

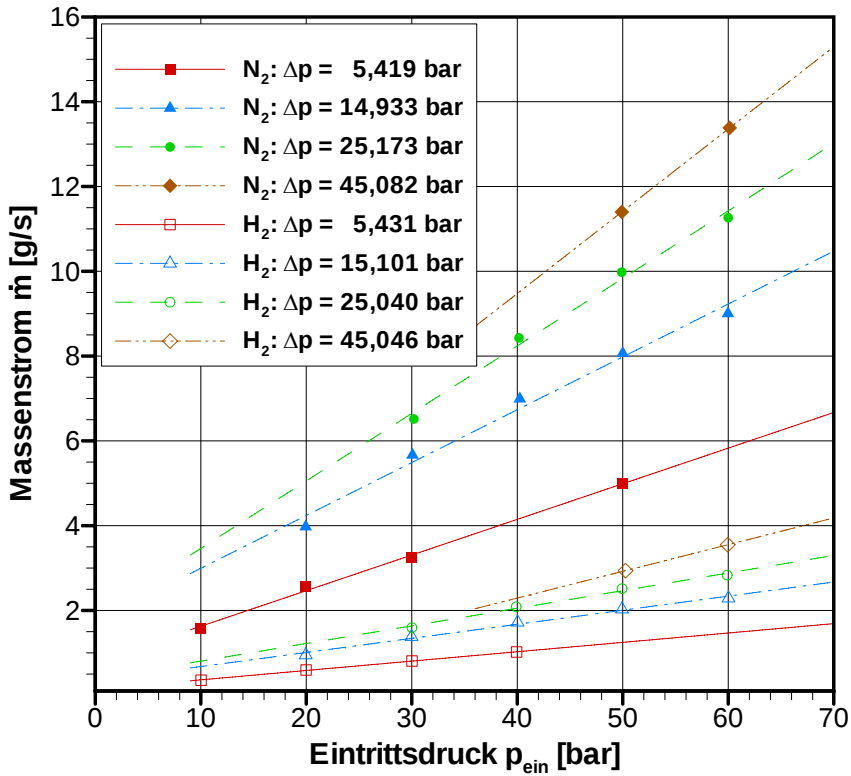


Diagramm 6.10: Parameterstudie zum Verlauf des Massenstroms $\dot{m}_f$ über dem Druck p_{ein} in der Strömung auf der Eintrittsseite der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit dem Druckverlust Δp über der Probe und der Stoffart des Durchflussmediums als veränderlichen Parametern

Das Diagramm 6.10 veranschaulicht den generellen Einfluss der Kompressibilität der beiden Durchflussmedien auf die Strömung. Aufgrund der Kompressibilität der beiden Gase nimmt jeweils die Dichte der Strömung bei steigendem Druck p_{ein} zu. Dies führt zu dem im Diagramm abgebildeten Anstieg des Massenstroms $\dot{m}_f$ über dem Druck p_{ein} , der durch die Zunahme des Druckverlusts Δp über der Probe zusätzlich verstärkt wird.

In der absoluten Darstellung des Massenstroms $\dot{m}_f$ im Diagramm 6.10 nimmt der Massenstrom $\dot{m}_{N_2}$ in der Stickstoffströmung mit steigendem Druck p_{ein} stärker zu als der Massenstrom $\dot{m}_{H_2}$ in der Wasserstoffströmung, so dass bei gleichen Werten des Druckverlusts Δp die Differenz der beiden Massenströme $\Delta \dot{m}_f = (\dot{m}_{N_2} - \dot{m}_{H_2})$ kontinuierlich größer wird.

Zur Bewertung des individuellen Einflusses der stoffabhängigen Kompressibilität der beiden Durchflussmedien auf die Strömung ist hingegen eine relative Darstellungsweise erforderlich. Dazu wurden aus dem Diagramm 6.10 die Werte der jeweils bei näherungsweise gleichen Werten des Druckverlusts Δp und des Drucks p_{ein} gemessenen Massenströme $\dot{m}_{\text{H}_2}$ und $\dot{m}_{\text{N}_2}$ übernommen und aus ihnen das Massenstromverhältnis ($\dot{m}_{\text{H}_2}/\dot{m}_{\text{N}_2}$) gebildet. Die berechneten Werte des Massenstromverhältnisses wurden im Diagramm 6.11 über den zugehörigen Messwerten des Drucks p_{ein} aufgetragen. Aus dieser Auswertung der Messergebnisse resultierten verschiedene ($\dot{m}_{\text{H}_2}/\dot{m}_{\text{N}_2}$)-Verläufe, die jeweils die Variation des Massenstromverhältnisses in Abhängigkeit des Drucks p_{ein} bei konstantem Druckverlust Δp darstellen.

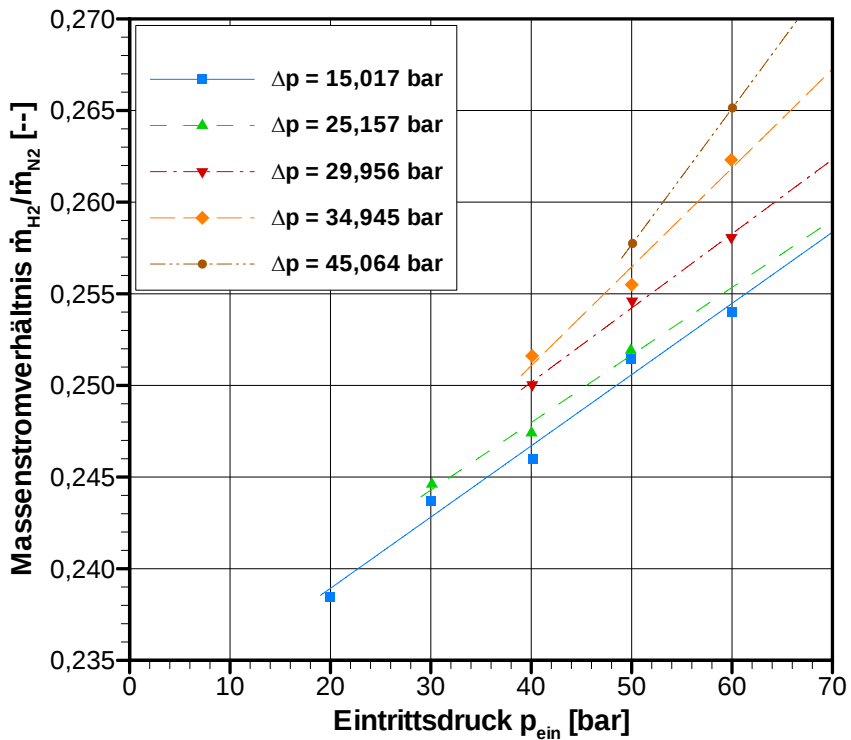


Diagramm 6.11: Parameterstudie zum Verlauf des Massenstromverhältnisses ($\dot{m}_{\text{H}_2}/\dot{m}_{\text{N}_2}$) über dem Druck p_{ein} in der Strömung auf der Eintrittsseite der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit dem Druckverlust Δp über der Probe als veränderlichem Parameter

Der im Diagramm 6.11 dargestellte Anstieg des Massenstromverhältnisses ($\dot{m}_{\text{H}_2}/\dot{m}_{\text{N}_2}$) über dem Druck p_{ein} bedeutet, dass der Massenstrom $\dot{m}_{\text{H}_2}$ in der Wasserstoffströmung relativ zum Massenstrom $\dot{m}_{\text{N}_2}$ in der Stickstoffströmung bei steigendem Druck stärker ansteigt. Dies erklärt umgekehrt die Abnahme der in der Tabelle 6.17 aufgelisteten Werte des Massenstromverhältnisses $\dot{m}_{\text{N}_2}/\dot{m}_{\text{H}_2}$ bei steigendem Druck p_{ein} . Unter Berücksichtigung der Stoffabhängigkeit der Kompressibilität lässt sich die unterschiedliche Druckabhängigkeit der Massenströme $\dot{m}_{\text{H}_2}$ und $\dot{m}_{\text{N}_2}$ der beiden Strömungen mit verschiedenen Werten der beiden Durchflussmedien für den in Gleichung (6.35) definierten, allgemeingültigen Kompressibilitätskoeffizienten χ begründen, wonach der Wasserstoff bei gleichem Druck und gleicher Temperatur eine größere Kompressibilität als der Stickstoff besitzen müsste. Gemäß Gleichung (6.36) ist hingegen der für die hier vorliegende isotherme Strömung angenommene Kompressibilitätskoeffizient χ_T keine spezifische Stoffeigenschaft sondern nur eine druckabhängige Größe, so dass bei gleichen Drücken in Strömungen idealer Gase die jeweiligen Werte von χ_T identisch sind.

Die physikalische Erklärung für die bei gleicher Temperatur unterschiedliche Kompressibilität der Wasserstoff- und der Stickstoffströmung liefert der Kompressibilitäts- bzw. Realgasfaktor Z , der die individuelle Abweichung des Verhaltens eines realen Gases vom idealen Gasverhalten beschreibt und demzufolge eine spezifische Gaseigenschaft ist. Er ist definiert als:

$$Z = \frac{p}{\varrho \cdot R \cdot T} = \frac{\varrho_{\text{ideal}}}{\varrho_{\text{real}}} \quad (6.37)$$

Im Paragraphen 6.4.4.3 wurde die beim größten Eintrittsdruck $p_{\text{ein}} = 60$ bar auftretende, maximale Abweichung der Dichte ϱ_{ideal} bei idealem Gasverhalten von der Realgasdichte ϱ_{real} für Stickstoff mit -1 % und für Wasserstoff mit $+3$ % angegeben. Die zugehörigen Werte der Realgasdichten wurden der Datenbank <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/> des National Institute of Standards and Technology (NIST) entnommen. Gemäß Gleichung (6.37) betragen die korrespondierenden Werte des Realgasfaktors $Z_{\text{N}_2} = 0,99$ und $Z_{\text{H}_2} = 1,03$.

Da der Verlauf des Massenstromverhältnisses ($\dot{m}_{\text{H}_2}/\dot{m}_{\text{N}_2}$) über dem Druck bei den größeren Δp -Werten tendenziell steiler ansteigt als bei den kleineren Werten, wird der Unterschied in der Kompressibilität zwischen Wasserstoff und Stickstoff durch die Zunahme des Druckverlusts Δp über der Probe zusätzlich verstärkt. Mit der Auswertung der Messwerte der Durchflussversuche konnte folglich gezeigt werden, dass der Einfluss der Kompressibilität der Durchflussmedien auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben sowohl druck- als auch stoffabhängig ist.

6.4.4.5. Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung innerhalb der Durchflussproben

Im Paragraph 6.4.3.3 wurden die Bezeichnungen und x -Positionen der 5 Druckmessstellen an den Durchflussproben vorgestellt (vgl. Tabelle 6.13), die zur Erfassung des Drucks p_f der Strömung im Inneren der Probenkörper zur Verfügung standen. Da die x -Positionen der 5 Druckmessstellen in axialer Richtung entlang der Längsachse der Durchflussproben verteilt waren, resultierte aus der Auftragung der an den einzelnen Druckmessstellen jeweils gemessenen Werte des Drucks p_f über den zugehörigen Werten des x -Achsenabschnitts auf der Längsachse der axiale Druckverlauf $p_f(x)$ in der Strömung innerhalb der Durchflussproben.

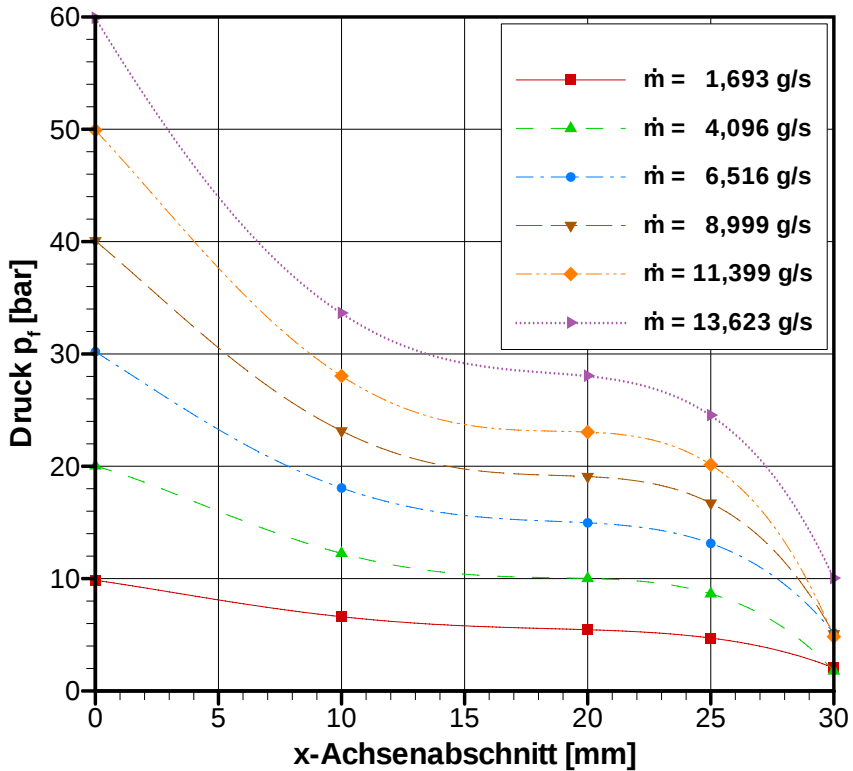


Diagramm 6.12: Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung von N_2 innerhalb der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration über der Längsachse

Die Werte der an den 5 Druckmessstellen gemessenen Drücke variierten mit dem Massenstrom $\dot{m}_f$ der Strömung, wobei die Änderung je nach x -Positionen der Druckmessstellen unterschiedlich groß war. Daher wurden mehrere Druckverläufe $p_f(x)$ aufgezeichnet, die über den gesamten Variationsbereich des Massenstroms verteilt sind.

Die Diagramme 6.12 und 6.13 zeigen die jeweiligen Druckverläufe $p_f(x)$, die sich bei verschiedenen Massenströmen $\dot{m}_f$ eingestellt hatten. In die Diagramme wurden die Messwerte aus den Durchflussversuchen in der parallelen Durchflusskonfiguration eingetragen. Die Darstellung der Messergebnisse erfolgte für Stickstoff und Wasserstoff getrennt, so dass die in den jeweiligen Durchflussversuchen mit den zwei Durchflussmedien gesammelten Messwerte auf die beiden Diagramme aufgeteilt wurden.

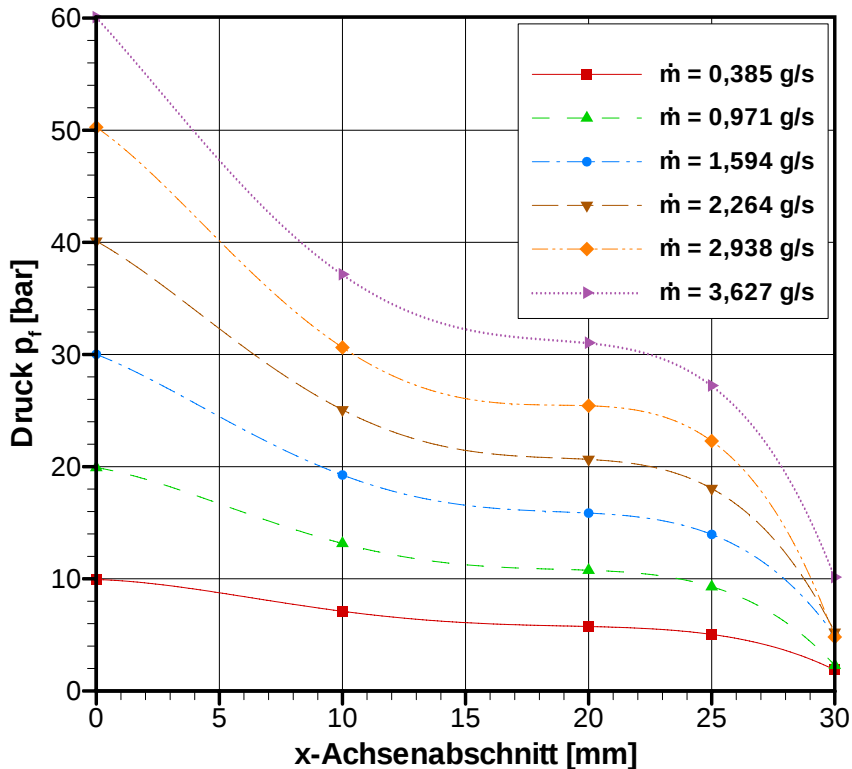


Diagramm 6.13: Axialer Druckverlauf $p_f(x)$ der Strömung von H_2 innerhalb der Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration über der Längsachse

Im Diagramm 6.12 wurden die in den Durchflussversuchen mit Stickstoff gesammelten Messergebnisse eingetragen; das Diagramm 6.13 enthält die korrespondierenden Messergebnisse aus den Durchflussversuchen mit Wasserstoff. Die Messwerte sind in beiden Diagrammen als Symbole dargestellt, während mit den Linien durch die Symbole die zugehörigen Druckverläufe $p_f(x)$ über der gesamten Länge der Durchflussprobe interpoliert wurden. Zur Interpolation der Druckverläufe wurden Ausgleichsrechnungen zu jeder Reihe von Messwerten durchgeführt, die an den 5 Druckmessstellen in Tabelle 6.13 beim gleichen Wert des Massenstroms $\dot{m}_f$ aufgenommen worden waren. Bei den dargestellten Druckverläufen $p_f(x)$ handelt es sich deshalb um Ausgleichskurven bei konstantem Massenstrom $\dot{m}_f$, die aus den Ausgleichsrechnungen zu den Druckmesswerten resultierten. Die Ausgleichskurven in beiden Diagrammen 6.12 und 6.13 sind Funktionsgraphen von Polynomen vierter Ordnung, mit denen sich in den Ausgleichsrechnungen die Messwerte mathematisch am genauesten annähern ließen.

Die experimentellen Druckverläufe in den Diagrammen 6.12 und 6.13 sind nahezu identisch. Der einzige Unterschied zwischen den Diagrammen besteht darin, dass die Werte der Drücke an den 3 Druckmessstellen OM-PK-1, OM-PK-2 und OM-PK-3 in der Wasserstoffströmung geringfügig größer als in der Stickstoffströmung waren. Dadurch sind die Druckverläufe, welche sich in den Durchflussversuchen mit Wasserstoff einstellten, zu den korrespondierenden Druckverläufen der Durchflussversuche mit Stickstoff, leicht parallel in Richtung größerer Drücke verschoben.

Zur Interpretation der Messergebnisse wurden die experimentellen mit den theoretischen Druckverläufen $p_f(x)$ verglichen, die sich nach Gleichung (6.21) bei den gemessenen Werten des Massenstroms $\dot{m}_f$ und des Drucks p_{aus} im Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur rechnerisch einstellen. Die zur Berechnung des Drucks $p_f(x)$ mit Gleichung (6.21) verwendeten Werte der Permeabilitätskoeffizienten α und β wurden der Tabelle 7.3 entnommen, in der die Werte der Permeabilitätskoeffizienten zusammengefasst worden sind, die aus der im Abschnitt 7.4 vorgestellten Optimierungsrechnung resultierten. Somit verbleibt als einzige Unbekannte in Gleichung (6.21) die dynamische Viskosität μ_f des jeweiligen Durchflussmediums.

In der Regel sind die Stoffeigenschaften gasförmiger Strömungsmedien vom Druck und der Temperatur der Strömung abhängig. Bestimmte Stoffeigenschaften, zu denen unter anderem die dynamische Viskosität μ , die Wärmeleitfähigkeit λ und die spezifische isobare Wärmekapazität c_p zählen, sind zwar ebenfalls druck- und temperaturabhängig, jedoch ist ihre Abhängigkeit vom Druck häufig vernachlässigbar klein. Für die Abhängigkeit von der Temperatur hat *Sutherland* empirisch einen Ansatz gefunden, der für den allgemeinen Stoffwert γ bei Gasen folgendes Aussehen hat (s. [4]):

$$\gamma(T) = \gamma_{ref} \cdot \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{1,5} \cdot \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (6.38)$$

Die Funktion wird durch den zum Referenzzustand *ref* gehörenden Stoffwert γ_{ref} und der Temperatur T_{ref} sowie der *Sutherland*-Konstanten S mit der Einheit [K] festgelegt. Letztere muss anhand von Messwerten für jedes Gas und jeden Stoffwert bestimmt werden. Eine ausführliche Diskussion dieser Beziehungen findet sich bei White [122].

Unter Vernachlässigung der Druckabhängigkeit wurde die dynamische Viskosität μ_f von Wasserstoff und Stickstoff mit dem *Sutherland*-Gesetz (6.38) in Abhängigkeit der Temperatur T_f rechnerisch ermittelt. Als Wert für die Temperatur T_f diente der arithmetische Mittelwert $T_m = (T_{ein} + T_{aus})/2$ aus den Temperaturen T_{ein} und T_{aus} der Strömung, die an den Messstellen im Eintritts- bzw. Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemessen wurden (vgl. Bild 6.8). Diese Methode zur Bestimmung der Viskosität stimmt mit derjenigen überein, mit der auch bei der Durchführung des numerischen Verfahrens im Kapitel 7 die Viskosität ermittelt wurde. In der Tabelle 6.18 sind die für Wasserstoff und Stickstoff zutreffenden Koeffizienten des *Sutherland*-Gesetzes (6.38) aufgelistet.

Tabelle 6.18.: Koeffizienten des *Sutherland*-Gesetzes für Wasserstoff und Stickstoff

Gasart [-]	<i>Sutherland</i> - Konstante S [K]	Referenz- Temperatur T_{ref} [K]	Referenz- Viskosität μ_{ref} [Pa s]
Wasserstoff (H ₂)	72	293,85	$8,760 \cdot 10^{-6}$
Stickstoff (N ₂)	111	300,55	$1,781 \cdot 10^{-5}$

Die Werte der *Sutherland*-Konstanten S in Tabelle 6.18 stammen von Crane [24]. Die Referenzwerte der Temperatur (T_{ref}) und der Viskosität (μ_{ref}) wurden aus dem CRC Handbuch [119] entnommen. Der Einfluss des Drucks auf die Viskosität ist so gering, dass die aus der Vernachlässigung der Druckabhängigkeit resultierende Abweichung der mit Gleichung (6.38) berechneten Werte der Viskosität von den korrespondierenden Werten der realen Gase im einstelligen Prozentbereich liegt. Der Vergleich mit den Stoffdaten realer Gase im Temperatur- und Druckbereich der Durchflussversuche erbrachte für Stickstoff eine maximale Abweichung bei $p_{ein} = 60$ bar von $-7,5$ % gegenüber der Realgasviskosität; beim selben Druck $p_{ein} = 60$ bar betrug die maxima-

le Abweichung für Wasserstoff gegenüber der Realgasviskosität $-2,5\%$. Die zugehörigen Werte der Realgasviskositäten stammen aus der NIST-Datenbank <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/>.

Zum qualitativen Vergleich der experimentellen und der theoretischen Druckverläufe ist in den beiden Diagrammen im Bild 6.12 ihre jeweilige Form für variierende Wasserstoffmassenströme $\dot{m}_f$ am Beispiel der parallelen Durchflusskonfiguration schematisch dargestellt. Beim qualitativen Vergleich kommt es auf den charakteristischen Verlauf des Drucks p_f der Strömung innerhalb der Durchflussprobe an, der sich in Abhängigkeit von der axialen Position entlang der Längsachse der Probenkörper ausbildet. Die in den beiden Diagrammen im Bild 6.12 eingezeichneten Pfeile weisen jeweils in die Richtung, in der der Wasserstoffmassenstrom $\dot{m}_f$ zunimmt.

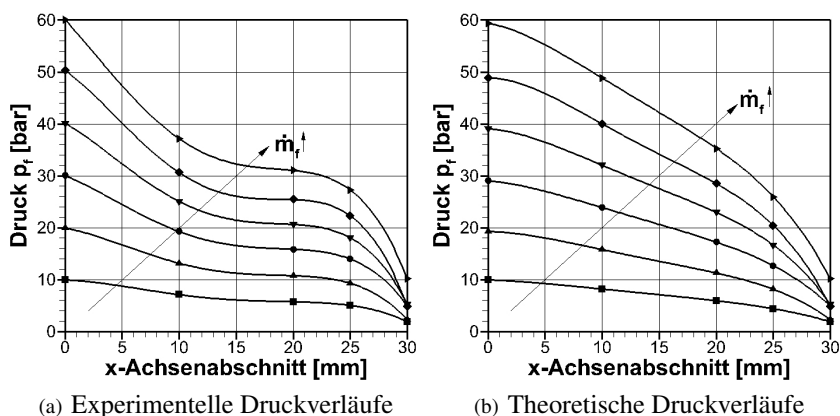


Bild 6.12.: Schematische Darstellung der charakteristischen Druckverläufe zum qualitativen Vergleich zwischen Experimenten und Theorie

Bild 6.12(a) zeigt die Schar von Ausgleichskurven durch die jeweiligen Messwerte des Drucks $p_f(x)$ aus Diagramm 6.13, die an den fünf in Tabelle 6.13 angegebenen Druckmessstellen pro Massenstrom $\dot{m}_f$ aufgenommen wurden. Die experimentellen Druckverläufe weisen alle die gleiche charakteristische Form auf, die sich aus drei diskreten Abschnitten zusammensetzt. An einen geraden Abschnitt schließt sich für zunehmende Werte des x -Achsenabschnitts in Richtung der Druckmessstelle OM-PK-1 zunächst ein Abschnitt der Ausgleichskurven mit positiver Krümmung an. Diese bleibt im weiteren Verlauf der x -Achse in Richtung der Druckmessstelle OM-PK-2 bestehen, in deren Bereich die Ausgleichskurven einen Wendepunkt durchlaufen. Dieser markiert den Übergang zum dritten Abschnitt der Ausgleichskurven mit negativer Krümmung, die im Bereich der x -Achse zwischen der Messstelle OM-PK-2 und dem Austritt der Strömung aus der Durchflussprobe vorliegt.

Bild 6.12(b) zeigt die aus der Massenstromvariation resultierende Schar von Funktionsgraphen zu den mit Gleichung (6.21) berechneten Werten des Drucks $p_f(x)$ der Strömung im Inneren der Durchflussprobe. Die vom *Forchheimer*-Modell beschriebenen, theoretischen Druckverläufe weisen alle die gleiche charakteristische Form mit einer stetigen, negativen Krümmung in Richtung zunehmender Werte des x -Achsenabschnitts auf, die jeweils von der zweiten Ableitung $d^2 p_f / dx^2$ der Funktion des Druckverlaufs $p_f(x)$ in Gleichung (6.21) nach der x -Koordinate beschrieben wird.

Der gerade Abschnitt der experimentellen Druckverläufe $p_f(x)$ resultierte aus dem näherungsweise linearen Druckabfall im Bereich nahe des Eintritts der Strömung in die Durchflussprobe zwischen den Messstellen OM-PK-EIN und OM-PK-1. Zwar ist die tatsächliche x -Position der Messstelle OM-PK-EIN nicht $x = 0$, aufgrund des Aufstaus der Strömung im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur beim Eintritt in die Durchflussprobe, konnte jedoch von einem Kesselzustand im Manifold ausgegangen werden, so dass die Änderung des Drucks in der Strömung zwischen der Messstelle OM-PK-EIN und der Eintrittsstirnfläche des Probenkörpers an der Position $x = 0$ vernachlässigbar klein war.

Der ungefähr lineare Druckabfall der Strömung, im Bereich der Durchflussprobe unmittelbar stromabwärts ihrer Eintrittsstirnfläche, deutet auf einen überwiegenden Anteil der Zähigkeitskräfte am Druckverlust hin, wie es für den laminaren Strömungsbereich charakteristisch ist. Wie in den Paragraphen 5.1.2.3 und 5.1.2.4 erläutert wurde, kann im Bereich der Laminarströmung der Druckgradient dp/dx in der eindimensionalen Strömung entweder mit der *Darcy*-Gleichung (2.8) oder aber mit der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) beschrieben werden, wenn in letzterer der Anteil des Trägheitsterms am Druckgradienten vernachlässigt wird. In beiden Fällen ist der Druckgradient dp/dx direkt proportional zur *Darcy*-Geschwindigkeit v und zur dynamischen Viskosität μ_f des Strömungsmediums. In der näherungsweise isothermen Strömung durch die Durchflussprobe war der Wert der Viskosität μ_f konstant. Da der Probenkörper die konstante geometrische Querschnittsfläche A_{tot} aus Gleichung (6.16) besaß, nahm gemäß Gleichung (6.18) die *Darcy*-Geschwindigkeit v der Strömung durch die Durchflussprobe bei einem konstanten Massenstrom $\dot{m}_f$, der sich im jeweiligen Durchflussversuch einstellte, proportional zur Abnahme der Dichte ρ_f bzw. des Drucks p_f zu.

Das Druckverhältnis ($p_{\text{ein}}/p_f(x = 10 \text{ mm})$), das im Bereich der Durchflussprobe von ihrer Eintrittsstirnfläche bis zur Messstelle OM-PK-1 auftrat, war deutlich geringer als das Druckverhältnis ($p_{\text{ein}}/p_{\text{aus}}$), das sich über der vollständigen Länge des Probenkörpers bildete. Im Verhältnis zur Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit über der gesamten Probenlänge $L = 30 \text{ mm}$, war folglich die Zunahme der *Darcy*-Geschwindigkeit der Strömung im Inneren der

Durchflussprobe über die Distanz von 10 mm zur Eintrittsstirnfläche am geringsten. Aufgrund dieser, in der Relation kleinen Zunahme der *Darcy*-Geschwindigkeit v , änderte sich gemäß der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) auch der Druckgradient dp/dx nur geringfügig bzw. blieb nahezu konstant. Aus dem laminaren Einlaufbereich der Strömung nahe der Eintrittsstirnfläche resultierte der näherungsweise lineare Druckabfall, der in den experimentellen Druckverläufen $p_f(x)$ im Bild 6.12(a) zu erkennen ist.

Erst im weiteren Verlauf der probeninternen Strömung in Richtung der Austrittsstirnfläche der Durchflussprobe, führte die ständige Zunahme des Druckverhältnisses ($p_{\text{ein}}/p_f(x)$) zwischen dem Eintrittsdruck und dem lokalen Druck $p_f(x)$ der Strömung zu einer signifikanten Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit. Diese Beschleunigung der Strömung bewirkte vermutlich im Bereich zwischen den x -Positionen der Messstellen OM-PK-1 und OM-PK-2 eine Transition der Strömungsform von der laminaren zur laminar-turbulenten Übergangsströmung, in dem das *Darcy*-Modell nicht mehr gültig ist (s. Diagramm 5.2). Entsprechend den Erläuterungen im Paragraph 5.1.2.4, eignet sich in diesem Übergangsbereich das *Forchheimer*-Modell am besten zur Beschreibung des Strömungsverhaltens, da dort der Anteil der Trägheitskräfte am Druckverlust dominiert, welcher vom Trägheitsterm in der *Forchheimer*-Gleichung (5.9) erfasst wird. Da die Größe des Trägheitsterms proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit ist, führt sein Anteil am Druckgradienten dp/dx zu der stetigen, negativen Krümmung der theoretischen Druckverläufe im Bild 6.12(b), wie ihn stromabwärts der Messstelle OM-PK-2 auch die experimentellen Druckverläufe im Bild 6.12(a) zeigen.

Die im Diagramm 6.13 eingetragenen Messwerte an den Druckmessstellen aus Tabelle 6.13, die in den Durchflussversuchen in der parallelen Durchflusskonfiguration bei den jeweiligen Wasserstoffmassenströmen $\dot{m}_f$ aufgenommen worden waren, wurden unverändert in das Diagramm 6.14 übernommen. Der Unterschied zwischen beiden Diagrammen besteht in der Verwendung unterschiedlicher Ausgleichskurven zur Interpolation der Druckverläufe $p_f(x)$. Die Ausgleichskurven im Diagramm 6.14 wurden jeweils aus zwei Abschnitten zusammengesetzt: einer Geraden und dem Funktionsgraphen eines Polynoms zweiter Ordnung. Die Gerade kennzeichnet einen linearen Druckabfall, der aus dem *Darcy*-Modell resultiert. Die Polynomkurve ist eine Näherung der vom *Forchheimer*-Modell beschriebenen Druckverläufe im Bild 6.12(b). Als Transitionsunkt zwischen der Geraden und der Polynomkurve wurde willkürlich die axiale Position der Druckmessstelle OM-PK-1 festgelegt. Korrespondierend zum linearen Druckabfall bei den experimentellen Druckverläufen im Bild 6.12(a) liegen auf der Geraden die Messwerte der Messstellen OM-PK-EIN und OM-PK-1, während mit der Polynomkurve die Messwerte an den Messstellen OM-PK-1, OM-PK-2, OM-PK-3 und OM-PK-AUS angenähert wurden.

Die beste Annäherung an die Messwerte im Diagramm 6.14 mit den zweigeteilten Ausgleichskurven wird bei kleinen Werten des Eintrittsdrucks OM-PK-EIN erzielt. Dies scheint auf eine ungefähr korrekte Position des gewählten Transitionspunkts hinzudeuten. Bei zunehmenden Werten des Eintrittsdrucks wird die Abweichung zwischen den Ausgleichskurven und den Messwerten größer. Es ist anzunehmen, dass bei großen Werten des Eintrittsdrucks bzw. des Druckgefälles gegenüber dem Austrittsdruck OM-PK-AUS die Beschleunigung der Strömung bereits über eine vergleichsweise kurze laminare Einlaufstrecke hinreichend groß werden konnte, um eine Transition von der laminaren Strömung zur laminar-turbulenten Übergangsströmung zu bewirken. Unter dieser Voraussetzung wanderte der Transitionspunkt bei zunehmenden Werten des Eintrittsdrucks in Richtung der Eintrittsstirnfläche der Durchflussprobe, d.h. er lag irgendwo zwischen der Eintrittsstirnfläche und der Messstelle OM-PK-1.

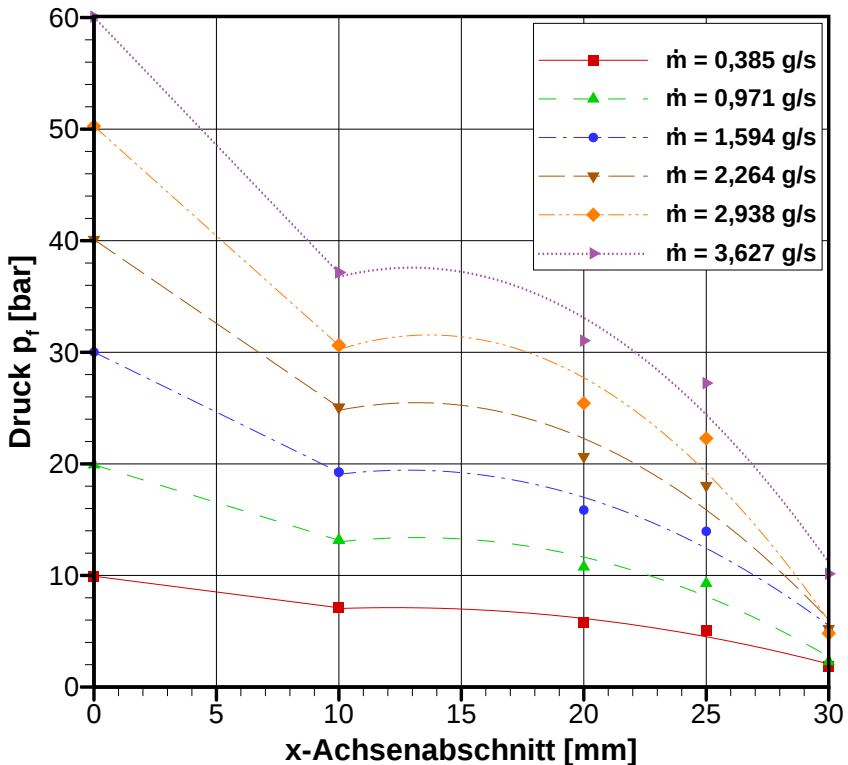


Diagramm 6.14: Zusammengesetzte Ausgleichskurven für die Messwerte aus Diagramm 6.13 zur Annäherung der Druckverläufe nach Darcy und Forchheimer

6.5. Messung des mittleren hydraulischen Durchmessers der Kapillarkanäle

Im Unterabschnitt 2.3.3 wurden die verschiedenen Methoden vorgestellt, die zur Bestimmung der Porendurchmesser in porösen Materialien zur Verfügung stehen. Im Hinblick auf die jeweilige Größenordnung ihres Durchmesserbereichs sind viele dieser Methoden für die Bestimmung der Durchmesser der Kapillarkanäle im hier betrachteten C/C-Werkstoff ungeeignet, deren Größenordnung aufgrund der Ergebnisse der Elektronenmikroskopie (vgl. Bild 2.10) auf den Durchmesserbereich von $2\ \mu\text{m} \leq d \leq 20\ \mu\text{m}$ eingengt werden konnte. Die im Unterabschnitt 2.3.3 vorgestellten Methoden zur Bestimmung von Porengrößen unterscheiden sich nicht nur hinsichtlich des Messbereichs, sondern auch in Bezug auf die Art der mit ihnen ermittelten Kanaldurchmesser. Grundsätzlich wird zwischen der Bestimmung der geometrischen Größe der Kanaldurchmesser und ihrer hydraulischen Größe unterschieden. Letztere ist das Maß für den Strömungsquerschnitt, der effektiv für die Strömung zur Verfügung steht.

Für die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Untersuchungen des Durchström- und Wärmeübertragungsverhaltens des C/C-Werkstoffs war ausschließlich die Bestimmung der hydraulischen Größe der Kanaldurchmesser relevant. Da es weder durchführbar noch sinnvoll war, für jeden Kapillarkanal einen hydraulischen Durchmesser zu bestimmen, kam eine globale Untersuchungsmethode zum Einsatz, mit der ein mittlerer hydraulischer Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle bestimmt wurde. Aus diesem Grund handelte es sich bei der eingesetzten Untersuchungsmethode um die im Paragraph 2.3.3.2 vorgestellte Strömungsanalyse, für welche die gleichen Durchflussuntersuchungen an den beiden Durchflussproben aus der C/C-Platte PH-964-P durchgeführt wurden, wie sie bereits zuvor im Abschnitt 6.4 beschrieben worden sind.

Im folgenden Unterabschnitt 6.5.1 wird die bei der Strömungsanalyse verwendete Bestimmungsgleichung (6.41) für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ hergeleitet, die mit den Messwerten aus den Durchflussuntersuchungen gelöst wurde. Die Eingabewerte für die Berechnung der Werte von $\bar{d}_h$ mit Gleichung (6.41) waren daher die Ergebnisse der Durchflussversuche, wobei die im Unterabschnitt 6.4.4 präsentierten Versuchsergebnisse aus dem Bereich der laminar-turbulenten Übergangsströmung übernommen werden konnten. Um den Strömungsbereich in den Durchflussproben bis in den Bereich der vollkommen laminaren Strömung zu erweitern, wurden zusätzlich alle Versuchsreihen der Durchflussuntersuchungen noch einmal bei kleineren Druckdifferenzen Δp wiederholt. Die zur Gewinnung der Eingabewerte für Gleichung (6.41) erforderliche Auswertung der Versuchsergebnisse wird im Unterabschnitt 6.5.2 beschrieben, in dem die Ergebnisse der Strömungsanalyse zusammengefasst wurden.

6.5.1. Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$

Die Herleitung der Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ basierte auf der Modellierung des Verhaltens von laminaren Strömungen durch die Durchflussproben. Dazu wurde auf die im Bereich der laminaren Strömung gültigen, theoretischen Modelle von *Darcy* und von *Carman-Kozeny* zurückgegriffen.

In der *Darcy*-Gleichung (2.8) wurde die *Darcy*-Geschwindigkeit v mit dem Ausdruck in Gleichung (6.18) ersetzt, so dass sich die Beziehung für den axialen Druckgradienten dp/dx in eine partielle Differentialgleichung überführen ließ, die abweichend zu Gleichung (6.19) den Druckgradienten in einer laminaren, kompressiblen Strömung beschreibt:

$$p_f(x) dp = - \frac{4 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_f}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{\mu_f}{k} dx \quad (6.39)$$

Im nächsten Schritt wurde die Differentialgleichung (6.39) in den Grenzen zwischen den x -Achsenabschnitten $x = 0$ und $x = L$ bzw. zwischen den Drücken $p_f(x = 0) = p_{\text{ein}}$ und $p_f(x = L) = p_{\text{aus}}$ integriert. Analog zu dem in Gleichung (6.20) aufgestellten Integral über dx , ließ sich das Integral auf der rechten Seite der resultierenden Integralgleichung ebenfalls analytisch lösen, da in der in diesem Abschnitt behandelten Strömungsanalyse die Voraussetzung einer isothermen Strömung mit der Temperatur $T_f = \text{konst.}$ erfüllt war. Daher konnte die weitere Entwicklung der Integralgleichung von der Herleitung der Bestimmungsgleichung (6.23) für die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β im *Forchheimer*-Modell übernommen werden. Abweichend zu Gleichung (6.23) ist die daraus resultierende Gleichung für den Permeabilitätskoeffizienten k im *Darcy*-Modell:

$$\frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2) \cdot (\pi \cdot D^2)}{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_m \cdot L} = \frac{\mu_f}{k} \quad (6.40)$$

mit dem arithmetischen Mittelwert $T_m = (T_{\text{ein}} + T_{\text{aus}})/2$ aus den Temperaturen T_{ein} und T_{aus} in der Strömung, die an den Messstellen im Eintritts- bzw. Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemessen wurden, als konstantem Wert für die Temperatur T_f .

Für den *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k in Gleichung (6.40) wurde die von *Carman-Kozeny* aufgestellte Definition gemäß Gleichung (5.62) eingefügt. Das Auflösen der resultierenden Gleichung nach $\overline{d_h}$ führte auf die Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ der Kapillarkanäle:

$$\overline{d_h} = \sqrt{\frac{128 \cdot f_{CK} \cdot L \cdot \Re}{\pi \cdot D^2 \cdot \varepsilon \cdot T \cdot M_f} \cdot \frac{\mu_f \cdot \dot{m}_f \cdot T_m}{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2)}} \quad (6.41)$$

Die spezifische Gaskonstante R_f des als ein ideales Gas betrachteten Durchflussmediums in Gleichung (6.40) wurde durch dessen Molgewicht M_f und die universelle Gaskonstante $\Re$ ausgedrückt: $R_f = \Re/M_f$. Analog zu der im Paragraph 6.4.4.5 beschriebenen Vorgehensweise wurde die dynamische Viskosität μ_f des Durchflussmediums mit dem *Sutherland-Gesetz* (6.38) in Abhängigkeit des Mittelwerts T_m der Temperaturen T_{ein} und T_{aus} in der Strömung rechnerisch ermittelt. Die für Wasserstoff und Stickstoff zutreffenden Koeffizienten des *Sutherland-Gesetzes* (6.38) wurden aus Tabelle 6.18 entnommen. Auf die Abweichungen der mit dem *Sutherland-Gesetz* (6.38) berechneten μ_f -Werte von den korrespondierenden Werten der Realgasviskosität, wurde bereits im Paragraph 6.4.4.5 eingegangen.

Da aus den in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschriebenen Messungen die Volumenporosität ε und die Tortuosität T des C/C-Materials der Platte PH-964-P bereits bekannt sind, und die Strömungsgrößen p_{ein} , p_{aus} , T_{ein} , T_{aus} und $\dot{m}_f$ in den Durchflussversuchen gemessen wurden, stellte der Form-Faktor f_{CK} der Kapillarkanäle die einzige Unbekannte in Gleichung (6.41) dar. In Anlehnung an die im Abschnitt 5.1.6 beschriebene Vorgehensweise wurde der Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny* ebenfalls in Abhängigkeit des empirisch zu ermittelnden Werts der Konstante c berechnet. Die empirische Konstante c ist die Steigung der linearen Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ aus Gleichung (5.65), mit welcher im Bereich der laminaren Strömung durch das poröse Medium die Beziehung zwischen dem Poren-Reibungsfaktor f_p und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p angenähert werden kann.

Bei der in diesem Abschnitt behandelten Analyse der Strömung eines kompressiblen Durchflussmediums durch die Durchflussproben konnte die für inkompressible Strömungen aufgestellte Definition des Poren-Reibungsfaktors f_p in Gleichung (5.63) nicht übernommen werden. Aus diesem Grund ließ sich der Form-Faktor f_{CK} nicht wie im Abschnitt 5.1.6 mit Gleichung (5.67) berechnen.

Um die für kompressible Strömungen gültige Definition des Poren-Reibungsfaktors f_p zu entwickeln, muss die Änderung der Dichte ϱ_f des Durchflussmediums und die daraus resultierende Änderung der Strömungsgeschwindigkeit u in den Kapillarkanälen berücksichtigt werden. Da sich die Dichte ϱ_f in Abhängigkeit vom lokalen Druck $p_f(x)$ der Strömung ändert, wurde in Gleichung (5.63) der Gesamtdruckgradient $\Delta p/L$ gemäß Gleichung (2.7) durch den differentiellen Druckgradienten dp/dx ersetzt. Nach dem Einfügen der Ausdrücke für die Strömungsgeschwindigkeit u und die Dichte ϱ_f in Gleichung (5.63), die jeweils aus deren zugehörigen Definitionsgleichung (5.6) und (6.17) entnommen wurden, lässt sich die Beziehung für den Poren-Reibungsfaktor f_p in eine partielle Differentialgleichung in der Art von Gleichung (6.39) überführen. Unter Verwendung der gleichen Integrationsgrenzen und -bedingungen wurde durch die Integration der aus der modifizierten Gleichung (5.63) resultierenden Dif-

ferentialgleichung, in Anlehnung an die Lösung des Integrals der Differentialgleichung (6.39), die folgende Definitionsgleichung für den Poren-Reibungsfaktor f_p bei isothermen, kompressiblen Strömungen formuliert:

$$f_p = \frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2)}{2 \cdot \dot{m}_f^2 \cdot R_f \cdot T_m} \cdot A_{\text{tot}}^2 \cdot \varepsilon_A^2 \cdot T^{3/2} \cdot \frac{\bar{d}_h}{L} \quad (6.42)$$

Nach dem Einfügen des Ausdrucks für die geometrische Querschnittsfläche der Probenkörper A_{tot} aus ihrer Definitionsgleichung (6.16) in Gleichung (6.42) ließ sich diese zu folgender Gleichung weiterentwickeln:

$$f_p = \left[\frac{(p_{\text{ein}}^2 - p_{\text{aus}}^2) \cdot (\pi \cdot D^2)}{8 \cdot \dot{m}_f \cdot R_f \cdot T_m \cdot L} \right] \cdot \frac{A_{\text{tot}} \cdot \varepsilon_A^2 \cdot T^{3/2} \cdot \bar{d}_h}{\dot{m}_f} \quad (6.43)$$

Der in den eckigen Klammern stehende Ausdruck in Gleichung (6.43) ist mit der linken Seite von Gleichung (6.40) identisch, so dass er mit dem Term auf deren rechten Seite ersetzt werden konnte. Aus der damit verbundenen Einführung des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k in Gleichung (6.43) resultierte die folgende modifizierte Form der Definitionsgleichung für den Poren-Reibungsfaktor f_p bei kompressiblen Strömungen:

$$f_p = \frac{A_{\text{tot}} \cdot \varepsilon_A^2 \cdot T^{3/2} \cdot \bar{d}_h}{\dot{m}_f} \cdot \frac{\mu_f}{k} \quad (6.44)$$

Das Ersetzen des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k in Gleichung (6.44) mit dessen von *Carman-Kozeny* aufgestellten Definition gemäß Gleichung (5.62) führte zu der in diesem Abschnitt verwendeten Form der Definitionsgleichung für den Poren-Reibungsfaktor f_p , wobei zum Zweck der Vereinheitlichung die Flächenporosität ε_A vereinfachend gleich der Volumenporosität ε gesetzt wurde ($\varepsilon_A = \varepsilon$):

$$f_p = \frac{16 \cdot f_{CK} \cdot A_{\text{tot}} \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{T}}{\bar{d}_h} \cdot \frac{\mu_f}{\dot{m}_f} \quad (6.45)$$

Durch das Einsetzen des Poren-Reibungsfaktors f_p gemäß Gleichung (6.45) und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p gemäß Gleichung (5.64) in die lineare Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ aus Gleichung (5.65) ließ sich analog zu Gleichung (5.67) eine Beziehung zwischen dem Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny* und der empirischen Konstanten c bei kompressiblen Strömungen herleiten. Zu diesem Zweck wurde die zur Formulierung der Poren-Reynolds-Zahl Re_p verwendete Strömungsgeschwindigkeit u in den Kapillarkanälen durch den Ausdruck in ihrer Definitionsgleichung (5.6) substituiert. Da Gleichung (6.45)

mit der Volumenporosität ε hergeleitet worden war, wurde diese gleichfalls anstelle der Flächenporosität ε_A zur Substitution der Strömungsgeschwindigkeit u in der Beziehung für die Poren-Reynolds-Zahl Re_p verwendet.

$$\begin{aligned}
 f_p &= \frac{c}{Re_p} \\
 \Leftrightarrow \frac{16 \cdot f_{CK} \cdot A_{tot} \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{T}}{\bar{d}_h} \cdot \frac{\mu_f}{\dot{m}_f} &= c \cdot \frac{\varepsilon \cdot \sqrt{T} \cdot A_{tot} \cdot \mu_f}{\dot{m}_f \cdot \bar{d}_h} \\
 \Rightarrow f_{CK} &= \frac{c}{16}
 \end{aligned} \tag{6.46}$$

Durch die Berechnung des Form-Faktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* mit Gleichung (6.46) als Funktion der empirischen Konstante c , war die Bestimmungsgleichung (6.41) für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle bei kompressiblen Strömungen mit den in der Strömungsanalyse gewonnenen Messwerten vollständig lösbar. Dadurch konnte mit Gleichung (6.41) zu jedem Durchflussversuch, in dem sich eine laminare Strömung durch die Durchflussproben einstellte, ein Wert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ berechnet werden. Da die Durchflussuntersuchungen an beiden Durchflussproben durchgeführt wurden, lagen jeweils zu den Durchflussversuchen in beiden Durchflusskonfigurationen Ergebnisse vor, mittels denen der mittlere hydraulische Durchmesser in der parallelen und in der senkrechten Konfiguration bestimmt werden konnte: $\bar{d}_{h\parallel}$ und $\bar{d}_{h\perp}$.

6.5.2. Strömungsanalyse zur Bestimmung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$

Die Strömungsanalyse zur Bestimmung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ knüpfte an die im Abschnitt 6.4 erläuterten Durchflussuntersuchungen an. Die Auswertung der im Unterabschnitt 6.4.4 zusammengefassten Ergebnisse dieser Durchflussuntersuchungen zeigte, dass der Massenstrom $\dot{m}_f$ bei abnehmender Druckdifferenz Δp zwischen den Drücken am Eintritt und am Austritt der Strömung durch die Durchflussproben kleiner wird. Da gemäß Gleichung (5.6) die Strömungsgeschwindigkeit u in den Kapillarkanälen proportional zur Abnahme des Massenstroms $\dot{m}_f$ ebenfalls abnimmt, wird folglich bei abnehmender Druckdifferenz Δp auch die Poren-Reynolds-Zahl Re_p kleiner, in deren Berechnung die Strömungsgeschwindigkeit u gemäß Gleichung (5.64) einfließt.

Im Rahmen der in diesem Unterabschnitt behandelten Fortsetzung der Durchflussversuche wurde in den 4 Versuchsreihen zu den beiden Durchflusskonfigurationen und Durchflussmedien die Druckdifferenz Δp über der jeweiligen

Durchflussprobe sukzessive bis zum Erreichen eines unteren Grenzwerts Δp_{min} reduziert, der sich aufgrund der gegebenen Versuchsbedingungen einstellte. Seine Größe hing von der Untergrenze des Messbereichs des Massenstroms ab. Infolge der korrespondierenden Abnahme des Massenstroms $\dot{m}_f$, wurde der Grenzwert Δp_{min} beim jeweiligen Wert der Druckdifferenz erreicht, bei dem der gemessene Massenstrom $\dot{m}_f$ die Untergrenze des Messbereichs des verwendeten Coriolis-Massendurchflussmessers CMF010 von $\dot{m} = 0,1 \text{ g/s}$ unterschritt (vgl. Paragraph 6.4.3.4). Im Fall des Wasserstoffs als Durchflussmedium, wurde in der senkrechten Durchflusskonfiguration der untere Grenzwert der Druckdifferenz bereits bei ca. $\Delta p_{min} \approx 5,0 \text{ bar}$ erreicht, in der parallelen Durchflusskonfiguration hingegen erst bei $\Delta p_{min} \approx 1,5 \text{ bar}$. Im Vergleich zum Wasserstoff waren die korrespondierenden Werte bei Stickstoff als Durchflussmedium deutlich geringer. In den betreffenden beiden Versuchsreihen betrug der untere Grenzwert der Druckdifferenz für die senkrechte Durchflusskonfiguration $\Delta p_{min} \approx 2,0 \text{ bar}$ und für die parallele $\Delta p_{min} \approx 0,3 \text{ bar}$.

Die Verringerung der Druckdifferenz Δp bzw. die daraus resultierende Verringerung der jeweiligen Bezugs-Reynolds-Zahl (Re_p oder Re_{d_h}) bewirkte gemäß der Theorie im Paragraph 5.1.2.6 eine Retransition der laminar-turbulenten Übergangsströmung in der jeweiligen Durchflussprobe (vgl. Paragraph 6.4.4.5) zu einer vollkommen laminaren Strömung durch die gesamte Probe. Dadurch deckten die in diesem Unterabschnitt 6.5.2 zusammengefassten Ergebnisse der Strömungsanalyse auch den Bereich der laminaren Strömung ab, in dem die Beziehung zwischen dem Poren-Reibungsfaktor f_p und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p mittels der linearen Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ aus Gleichung (5.65) angenähert werden kann. Zur Unterscheidung zwischen den beiden Strömungsformen wurde ihre Einteilung nach der Reynolds-Zahl verwendet, wie sie im Diagramm 5.2 schematisch dargestellt ist. Nach dieser Einteilung wird der Transitionspunkt zwischen der vollkommen laminaren und der laminar-turbulenten Übergangsströmung in porösen Medien, analog zu dem in Rohrströmungen, bei einer kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} erreicht.

Um zu jeder Strömung durch die Durchflussproben, die sich in den Durchflussversuchen einer Versuchsreihe unter den jeweils zugehörigen Versuchsbedingungen einstellte, den individuellen Wert der Konstanten c der linearen Ausgleichsfunktion und der kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} zu ermitteln, wurde in der Strömungsanalyse ein graphisches Näherungsverfahren eingesetzt. Zu dessen Durchführung war eine graphische Auswertung der Ergebnisse aller Durchflussversuche einer Versuchsreihe erforderlich, bei der analog zu den beiden Diagrammen 5.3 und 5.4 die Werte des Poren-Reibungsfaktors f_p über den jeweils zugehörigen Werten der Poren-Reynolds-Zahl Re_p aufgetragen wurden. Für jede der 4 Versuchsreihen wurde jeweils ein Diagramm erstellt, in dem die Versuchsergebnisse aller Durchflussversuche der betreffenden Versuchsrei-

he in Form der Verteilung der Wertepaare (f_p, Re_p) zusammengefasst sind, bei der jedes Paar einen Messpunkt repräsentiert. Vor der Erstellung der 4 Diagramme mussten jedoch die Werte des Poren-Reibungsfaktors f_p gemäß Gleichung (6.45) und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p gemäß Gleichung (5.64) selbst mit dem Wert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ berechnet werden. Da dieser zunächst noch unbekannt war, handelte es sich bei der Lösung gleichzeitig um einen Bestandteil der Rechnung. Die Durchführung der Strömungsanalyse zur Bestimmung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ stellte somit einen iterativen Prozess dar.

Pro Diagramm wurde für die betreffende Verteilung der Wertepaare (f_p, Re_p) eine Ausgleichsfunktion $f_p = f(Re_p)$ in Form einer Kurve berechnet, die sich jeweils aus einem geradlinigen und einen gekrümmten Abschnitt zusammensetzte. Beim geradlinigen Verlauf der Ausgleichskurve nahmen die Werte von f_p über den zunehmenden Werten von Re_p linear ab. Wie aus der schematischen Einteilung der Strömungsformen im Diagramm 5.2 hervorgeht, repräsentierte dieser Abschnitt der Kurve das Verhalten der laminaren Strömung, in deren Bereich die Wertepaare (f_p, Re_p) durch die lineare Ausgleichsfunktion $f_p = c/Re_p$ aus Gleichung (5.65) angenähert wurden. Im Vergleich dazu war der gekrümmte Verlauf der Ausgleichskurve für den Bereich der laminar-turbulenten Übergangsströmung charakteristisch. In diesem Übergangsbereich von der rein laminaren zur vollturbulenten Strömung wurde die Beziehung zwischen dem Poren-Reibungsfaktor f_p und der Poren-Reynolds-Zahl Re_p mit der von Comiti et al. [23] entwickelten Gleichung (5.76) approximiert.

Die zugehörige Poren-Reynolds-Zahl des Wertepaars (f_p, Re_p) , bei dem der geradlinige in den gekrümmten Verlauf der Ausgleichskurve überging, wurde beim graphischen Näherungsverfahren als die kritische Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$ aufgefasst. Da dieser Transitionspunkt sowohl zum geradlinigen als auch zum gekrümmten Abschnitt der Kurve gehörte, waren für $Re_p = Re_{p, krit}$ die mit den Gleichungen (5.65) und (5.76) berechneten Näherungswerte des Poren-Reibungsfaktors f_p identisch. Um den Zahlenwert von $Re_{p, krit}$ zu bestimmen, wurden folglich die beiden Gleichungen (5.65) und (5.76) gleichgesetzt und die daraus resultierende Gleichung nach Re_p aufgelöst.

Im Unterschied zu Gleichung (5.65) enthielt Gleichung (5.76) zwei empirische Konstanten K_1 und K_2 . Die Konstante K_1 gab analog zur Konstanten c in Gleichung (5.65) die Steigung der Ausgleichsfunktion über der Poren-Reynolds-Zahl Re_p an, während es sich bei der Konstanten K_2 um den unteren Grenzwert des Poren-Reibungsfaktors f_p handelte, gegen den dieser für $Re_p \rightarrow \infty$ strebte bzw. den dieser in der vollturbulenten Strömung annahm. Offensichtlich änderte sich infolge der Transition zwischen der vollkommen laminaren und der laminar-turbulenten Übergangsströmung die Steigung der Ausgleichsfunktion, so dass die Konstanten c und K_1 nicht identisch waren: $c \neq K_1$. In der folgenden Her-

leitung der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$ wurden die zum Bereich der laminaren Strömung gehörenden Größen mit dem Index L und die korrespondierenden Größen aus dem Bereich der laminar-turbulenten Übergangsströmung mit dem Index T (von Transition) gekennzeichnet. Um beim Gleichsetzen der beiden Gleichungen (5.65) und (5.76) den unterschiedlichen Wert der Steigung zu berücksichtigen, wurde sie im Bereich der laminaren Strömung mit der Konstanten $K_{1, L}$ und in dem der laminar-turbulenten Übergangsströmung mit der Konstanten $K_{1, T}$ ausgedrückt. Für $Re_p = Re_{p, krit}$ gilt die Beziehung:

$$\begin{aligned} f_{p, L} &= f_{p, T} \\ \Leftrightarrow \frac{K_{1, L}}{Re_p} &= \frac{K_{1, T}}{Re_p} + K_2 \\ \Rightarrow Re_{p, krit} &= \frac{K_{1, L} - K_{1, T}}{K_2} \end{aligned} \quad (6.47)$$

Um Gleichung (6.47) lösen zu können, mussten die Werte der Konstanten $K_{1, L}$, $K_{1, T}$ und K_2 bekannt sein. Da diese aber erst im Zuge der Strömungsanalyse ermittelt wurden, musste zunächst eine vorläufige Aufteilung der Wertepaare (f_p, Re_p) vorgenommen werden, bei der sie jeweils einem der beiden Bereiche der Strömung zugeordnet wurden. Basierend auf dieser angenommenen Aufteilung konnten Startwerte für die 3 Konstanten bestimmt werden, mit denen ein erster Wert der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$ gemäß Gleichung (6.47) berechnet wurde. Mit dem gegebenen Wert von $Re_{p, krit}$ konnte erstmalig die Grenze zwischen dem Bereich der laminaren und der laminar-turbulenten Übergangsströmung festgelegt werden:

$$\text{Laminarer Bereich: } Re_p \leq Re_{p, krit} \quad (6.48)$$

$$\text{Laminar-Turbulenter Übergangsbereich: } Re_p \geq Re_{p, krit} \quad (6.49)$$

Im Anschluss an die mittels den beiden Ungleichungen (6.48) und (6.49) vorgenommene Einteilung der beiden Strömungsformen, musste anhand der zugehörigen Poren-Reynolds-Zahlen Re_p der Wertepaare (f_p, Re_p) überprüft werden, welche von ihnen bei ihrer ursprünglich angenommenen Aufteilung dem falschen Bereich der Strömung zugeordnet worden waren. In Folge der Neuverteilung der falsch zugeordneten Wertepaare verloren die Startwerte für die Konstanten $K_{1, L}$, $K_{1, T}$ und K_2 ihre Gültigkeit, so dass mit der veränderten Aufteilung der Wertepaare (f_p, Re_p) auf die beiden Bereiche der Strömung neue Werte für die 3 Konstanten bestimmt werden mussten. Dadurch änderte sich gemäß Gleichung (6.47) wiederum der Wert der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$. Dieser iterative Prozess wurde so oft wiederholt, bis sich der Wert von $Re_{p, krit}$ nicht mehr änderte.

Das Diagramm 6.15 zeigt die Auftragung der Werte des Poren-Reibungsfaktors f_p über den zugehörigen Werten der Poren-Reynolds-Zahl Re_p der Strömung durch die Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration, die sich in den Durchflussversuchen der Versuchsreihe mit Stickstoff als Durchflussmedium einstellte. Die in das Diagramm 6.15 aufgenommenen Wertepaare (f_p, Re_p) sind in zwei Gruppen unterteilt. Die in der ersten Gruppe zusammengefassten Werte von f_p und Re_p wurden mit den Ergebnissen der Durchflussversuche aus Unterabschnitt 6.4.4 berechnet, die zur Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β durchgeführt worden waren. Die in der zweiten Gruppe zusammengefassten Werte von f_p und Re_p wurden mit den Ergebnissen der Durchflussversuche berechnet, die zur Bestimmung des mittleren hydraulischen Kanaldurchmessers $\bar{d}_h$ mit reduzierter Druckdifferenz $\Delta p \rightarrow \Delta p_{min}$ über der Durchflussprobe stattfanden. Die Wertepaare aus der ersten Gruppe deckten den laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ ab. Die Wertepaare aus der zweiten Gruppe erstreckten sich vom laminaren Bereich $Re_p \leq Re_{p, krit}$ bis in den laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ hinein.

Anhand des Diagramms 6.15 soll exemplarisch die Zuordnung der Wertepaare (f_p, Re_p) aus den zwei Gruppen zu jeweils einem der beiden Reynolds-Zahlbereiche der Strömung illustriert werden, die mittels der in den beiden Ungleichungen (6.48) und (6.49) vorgenommenen Einteilung der Strömungsformen voneinander unterschieden wurden. Darüber hinaus wurden in dem Diagramm die Kurven der beiden Ausgleichsfunktionen eingetragen, mit denen jeweils getrennt nach dem Reynolds-Zahlbereich, die Beziehung zwischen Poren-Reibungsfaktor f_p und Poren-Reynolds-Zahl Re_p der Strömung in der Durchflussprobe angenähert wurde. Mit den ihnen jeweils zugeordneten Wertepaaren (f_p, Re_p) wurde für beide Reynolds-Zahlbereiche eine individuelle Ausgleichsrechnung absolviert, um die Werte der Konstanten $K_{1,L}$, $K_{1,T}$ und K_2 zu bestimmen. Diese Vorgehensweise wurde von dem im Paragraph 6.4.2.2 vorgestellten, numerischen Verfahren zur Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β übernommen.

Bei der ersten Ausgleichsrechnung mit den Wertepaaren (f_p, Re_p) im laminaren Bereich $Re_p \leq Re_{p, krit}$ wurde die in Gleichung (5.65) definierte Ausgleichsfunktion vorgegeben, um den Wert der Konstanten c bzw. $K_{1,L}$ zu berechnen. Mit dem Wert $K_{1,L} = 32,72$ wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den im Diagramm 6.15 eingetragenen Wertepaaren (f_p, Re_p) und der linearen Ausgleichsfunktion erzielt. Bei der zweiten Ausgleichsrechnung mit den restlichen Wertepaaren (f_p, Re_p) der zwei Gruppen, welche dem laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ zugeordnet worden waren, wurde die in Gleichung (5.76) definierte Ausgleichsfunktion vorgegeben, um die Werte der Konstanten $K_{1,T}$ und K_2 zu berechnen. Mit den Werten

$K_{1,T} = 28,49$ und $K_2 = 1,30$ wurde ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den in diesem Reynolds-Zahlbereich in das Diagramm 6.15 eingetragenen Wertepaaren (f_p, Re_p) und der Ausgleichsfunktion erzielt.

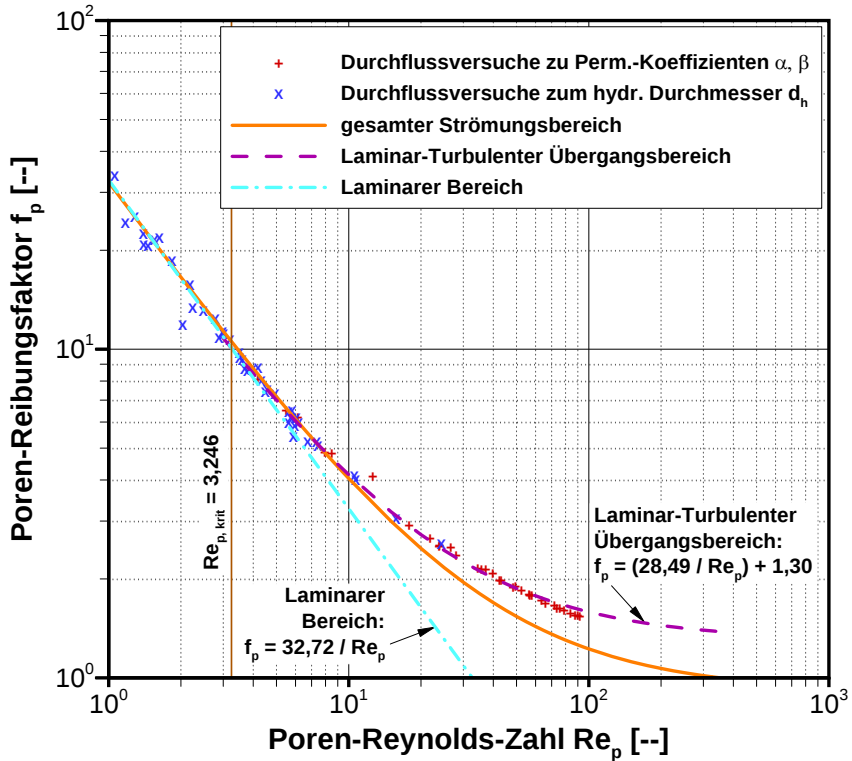


Diagramm 6.15: Beziehung zwischen Poren-Reibungsfaktor f_p und Poren-Reynolds-Zahl Re_p der Strömung durch die Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration und mit N_2 als Durchflussmedium

Die angegebenen Werte der Konstanten $K_{1,L}$, $K_{1,T}$ und K_2 der beiden Ausgleichsfunktionen im Diagramm 6.15 bilden zusammen das Endergebnis des iterativen Prozesses zur Bestimmung der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p,krit}$ mittels des graphischen Näherungsverfahrens, bei dem sich dessen Wert nicht mehr änderte. Anhand der Eintragung dieses Werts in das Diagramm 6.15 wurde die endgültige Zuordnung der Wertepaare (f_p, Re_p) zum laminaren und zum laminar-turbulenten Übergangsbereich der Strömung gemäß der Einteilung in den beiden Ungleichungen (6.48) und (6.49) veranschaulicht. Aus dem Einsetzen der Werte von $K_{1,L}$, $K_{1,T}$ und K_2 in Gleichung (6.47) folgt für die kritische Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p,krit}$ der Strömung durch die Durchflussprobe in der

senkrechten Durchflusskonfiguration und mit Stickstoff als Durchflussmedium der rechnerische Wert $Re_{p, krit} = 3,246$.

Aus Vergleichsgründen fand eine dritte Ausgleichsrechnung mit allen Wertepaaren (f_p, Re_p) im gesamten Reynolds-Zahlbereich der Strömung statt, in der erneut die Ausgleichsfunktion gemäß Gleichung (5.76) vorgegeben wurde, die bereits in der zweiten Ausgleichsrechnung zum Einsatz kam. Die mit dieser Ausgleichsrechnung berechneten Werte der Konstanten $K_{1, T}$ und K_2 wichen signifikant von denen der Ausgleichsfunktion ab, mit der die Wertepaare (f_p, Re_p) im laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ angenähert wurden. Die aus der dritten Ausgleichsrechnung resultierende Ausgleichsfunktion für den gesamten Reynolds-Zahlbereich wurde ebenfalls in das Diagramm 6.15 aufgenommen. Sie weist zwar im Bereich $Re_p \leq Re_{p, krit}$ eine relativ gute Übereinstimmung mit der linearen Ausgleichsfunktion auf, im Bereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ ist sie jedoch im Vergleich zum Verlauf der ausschließlich im laminar-turbulenten Übergangsbereich der Strömung definierten Ausgleichsfunktion deutlich zu kleineren Werten des Poren-Reibungsfaktors f_p hin verschoben.

Der abweichende Verlauf der Ausgleichsfunktion, in deren Berechnung sämtliche Wertepaare (f_p, Re_p) aus dem gesamten Reynolds-Zahlbereich der Strömung einfließen, vom Verlauf der auf den Bereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ beschränkten Ausgleichsfunktion zeigt, dass die Beziehung zwischen Poren-Reibungsfaktor f_p und Poren-Reynolds-Zahl Re_p nicht für sämtliche Werte der letzteren durch eine einzige Ausgleichsfunktion des in Gleichung (5.76) definierten Typs mit hinreichender Genauigkeit angenähert werden kann. Um das Verhalten der Strömung durch die Durchflussproben im laminaren und im laminar-turbulenten Übergangsbereich wiedergeben zu können, ist demzufolge eine zusammengesetzte Funktion obligatorisch:

$$f_p = \begin{cases} \frac{K_{1, L}}{Re_p} & \text{für } Re_p \leq Re_{p, krit} \\ \frac{K_{1, T}}{Re_p} + K_2 & \text{für } Re_p \geq Re_{p, krit} \end{cases} \quad (6.50)$$

Bleibt die Beschreibung des Verhaltens der Strömung durch die Durchflussproben hingegen auf den laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ beschränkt, für den Gleichung (5.76) von Comiti et al. [23] entwickelt wurde, so lässt sich mit einer Ausgleichsfunktion diesen Typs eine sehr gute Annäherung an die experimentellen Ergebnisse erzielen, wie im Diagramm 6.16 illustriert wird. In dem Diagramm wurden die Werte des Poren-Reibungsfaktor f_p über den zugehörigen Werten der inversen Poren-Reynolds-Zahl $1/Re_p$ aufgetragen. Die im Diagramm 6.16 eingetragenen Werte von f_p und Re_p bzw. $1/Re_p$ wurden aus dem Diagramm 6.15 übernommen. Um zu gewährleisten, dass sämtliche der in das Diagramm 6.16 aufgenommenen Wertepaare $(f_p, 1/Re_p)$ zum

laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$ gehörten, wurden ausschließlich die Werte aus der ersten Gruppe von Wertepaaren im Diagramm 6.15 übernommen. Dabei handelte es sich um diejenigen Werte von f_p und Re_p , die mit den Ergebnissen der Durchflussversuche berechnet worden waren, welche zur Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β stattgefunden hatten.

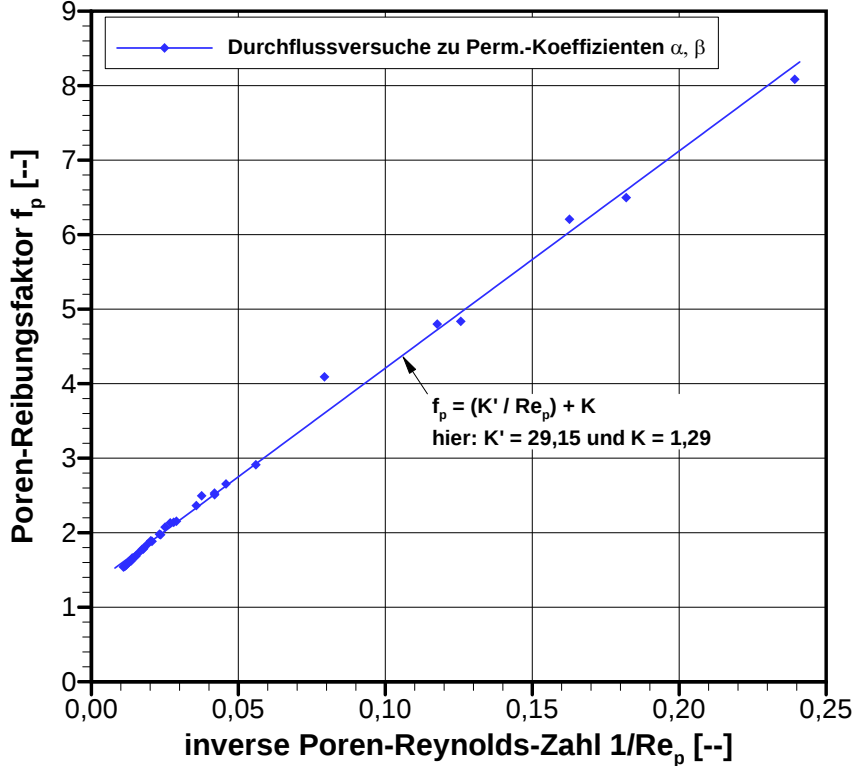


Diagramm 6.16: Beziehung zwischen Poren-Reibungsfaktor f_p und inverser Poren-Reynolds-Zahl $1/Re_p$ der Strömung durch die Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration und mit N_2 als Durchflussmedium im laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p, krit}$

Für die Ausgleichsrechnung mit den im Diagramm 6.16 eingetragenen Wertepaaren $(f_p, 1/Re_p)$ wurde ebenfalls Gleichung (5.76 als Ausgleichsfunktion vorgegeben. Da die Wertepaare $(f_p, 1/Re_p)$ im Diagramm 6.16 nur eine Teilmenge der Werte aus dem laminar-turbulenten Übergangsbereich im Diagramm 6.15 waren, wurden die in der Ausgleichsfunktion im Diagramm 6.16 verwendeten beiden Konstanten nicht als $K_{1,T}$ und K_2 sondern als K' und K

bezeichnet. Die in der Ausgleichsrechnung berechneten Werte der Konstanten betrugen $K' = 29,15$ und $K = 1,29$ und wichen damit minimal von den Werten der beiden Konstanten $K_{1,T}$ und K_2 aus Diagramm 6.15 ab. Die mit diesen Werten von K' und K formulierte Ausgleichsfunktion im Diagramm 6.16 war perfekt an die Verteilung der Wertepaare $(f_p, 1/Re_p)$ aus dem laminar-turbulenten Übergangsbereich $Re_p \geq Re_{p,krit}$ angepasst. Aus diesem Grund wurde zwischen dieser Ausgleichsfunktion und den Wertepaaren $(f_p, 1/Re_p)$ im Diagramm eine wesentlich bessere Übereinstimmung erzielt, als dies bei der Annäherung an Wertepaare aus dem gesamten Bereich der Strömung durch die Durchflussproben realisierbar wäre.

Die Konstante $K_{1,L}$ wurde bei der Herleitung der kritischen Poren-Reynoldszahl $Re_{p,krit}$ eingeführt, um die Steigung c der linearen Ausgleichsfunktion aus Gleichung (5.65) über der Poren-Reynoldszahl Re_p im Bereich der laminaren Strömung auszudrücken. In Folge dessen konnte die empirische Konstante c in Gleichung (6.46) durch die Konstante $K_{1,L}$ ersetzt werden, deren Wert in der Ausgleichsrechnung mit den Wertepaaren (f_p, Re_p) aus dem laminaren Bereich $Re_p \leq Re_{p,krit}$ im Diagramm 6.15 ermittelt wurde. Durch die Verwendung des bekannten Werts $K_{1,L} = 32,72$ für die Konstante in Gleichung (6.46), wurde mit dieser der folgende Wert des Form-Faktors f_{CK} von Carman-Kozeny berechnet: $f_{CK} = 32,72/16 = 2,045$. Im Anschluss an die Berechnung des Form-Faktors f_{CK} , wurde mit Gleichung (6.41) für jeden Durchflussversuch der Versuchsreihe, unter Verwendung seiner in der Strömungsanalyse gewonnenen Messwerte, jeweils ein individueller Wert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle der Durchflussprobe berechnet.

Aus der Gesamtmenge an Werten von $\bar{d}_h$ wurden diejenigen aussortiert, für die der zugehörige Wert der Poren-Reynoldszahl Re_p der Strömung durch die Durchflussprobe im betreffenden Durchflussversuch die Ungleichung (6.48) erfüllte. Über den aussortierten Werten von $\bar{d}_h$ wurde das arithmetische Mittel gebildet. Der aus dieser Mittelung resultierende Mittelwert wurde als der „Effektivwert“ des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ betrachtet. Ebenso wie der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ selbst, ist auch sein Effektivwert lediglich eine theoretische Größe. Sie wurde eingeführt, um den strömungsmechanischen Einfluss der Durchmesser aller Kapillarkanäle auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben unter allen Strömungsbedingungen, die in den Durchflussversuchen einer Versuchsreihe herrschten, jeweils mit einem einzigen, konstanten Zahlenwert berücksichtigen zu können. Bei dem in diesem Unterabschnitt bestimmten Wert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ handelte es sich demzufolge um seinen Effektivwert.

Das Diagramm 6.17 zeigt die Auftragung der Werte des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ über den zugehörigen Werten der Poren-Reynoldszahl $Re_p \leq Re_{p,krit}$ im laminaren Bereich der Strömung durch die Durchflussprobe

in der senkrechten Durchflusskonfiguration, die sich in den Durchflussversuchen der Versuchsreihe mit Stickstoff als Durchflussmedium einstellte. Darüber hinaus wurde im Diagramm das Ergebnis aus der arithmetischen Mittelung über alle eingetragenen Werte von $\bar{d}_h$ als Mittelwertlinie illustriert. Demnach betrug der Effektivwert des mittleren hydraulischen Durchmessers der Kapillarkanäle der mit Stickstoff durchströmten Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration: $\bar{d}_{h\perp} = 9,892 \mu\text{m}$.

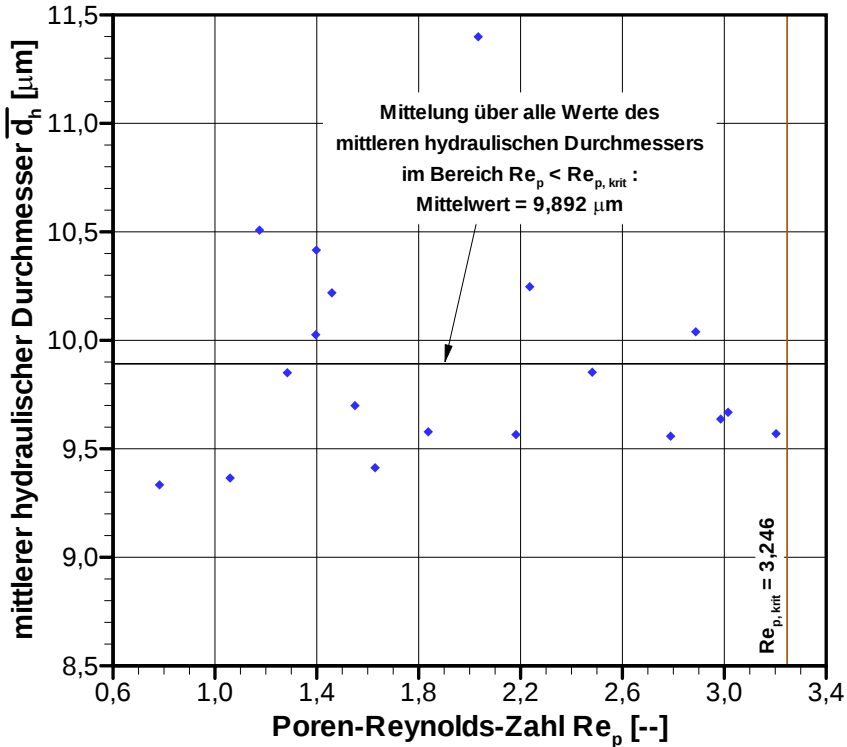


Diagramm 6.17: Beziehung zwischen mittlerem hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ und Poren-Reynolds-Zahl $Re_p \leq Re_{p, \text{krit}}$ im laminaren Bereich der Strömung durch die Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit N_2 als Durchflussmedium

Aufgrund der Kenntnis der Werte für den Form-Faktor $f_{CK} = 2,045$ von Carman-Kozeny und des Effektivwerts des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_{h\perp} = 9,892 \mu\text{m}$ war die Definitionsgleichung (5.62) von Carman-Kozeny für den Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k vollständig lösbar. Die Werte der beiden übrigen Impuls- und Stofftransporteigenschaften in Gleichung (5.62), der

Volumenporosität ε und des Tortuositätskoeffizienten $T_{\perp}$, wurden den Gleichungen (6.8) bzw. (6.10) entnommen: $\varepsilon = 12,24 \%$ und $T_{\perp} = 0,351$. Der durch das Einsetzen dieser Werte in Gleichung (5.62) berechnete Wert des Darcy-Permeabilitätskoeffizienten $k_{\perp}$ der Durchflussprobe in der senkrechten Durchflusskonfiguration und für Stickstoff als Durchflussmedium betrug:

$$\begin{aligned} k_{\perp} &= \frac{\varepsilon \cdot T_{\perp} \cdot \overline{d_{h\perp}}^2}{16 \cdot f_{CK}} = \frac{0,1224 \cdot 0,351 \cdot (9,892 \cdot 10^{-6} \text{ m})^2}{16 \cdot 2,045} \\ &= 1,284 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2 \end{aligned} \quad (6.51)$$

Bei der Ermittlung des im Diagramm 6.17 eingetragenen Effektivwertes des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ wurde vorausgesetzt, dass sowohl der Wert des Form-Faktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* als auch der Wert der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, \text{krit}}$ gegeben sind, da beide aus der vorausgegangen Durchführung des graphischen Näherungsverfahrens resultierten. Um dieses Verfahren absolvieren zu können, mussten jedoch zuvor bereits Werte von f_p und Re_p mit den Gleichungen (6.45) bzw. (5.64) berechnet werden. Da zur Lösung beider Gleichungen der zunächst noch unbekannte Effektivwert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ benötigt wurde, musste für diese Rechnung ein Startwert von $\overline{d_h}$ verwendet werden. Zu dessen Ermittlung wurden Schätzwerte für den Form-Faktor f_{CK} von *Carman-Kozeny* und für die kritische Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, \text{krit}}$ angenommen. Unter Verwendung des Schätzwerts für f_{CK} konnte zuerst mit Gleichung (6.41) zu allen Durchflussversuchen der Versuchsreihe der jeweilige individuelle Wert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ berechnet werden. Mit dem Schätzwert für $Re_{p, \text{krit}}$ konnten anschließend von diesen Werten von $\overline{d_h}$ diejenigen aussortiert werden, die in die Mittelwertberechnung einfließen. Die Schätzwerte für den Form-Faktor von *Carman-Kozeny* und für die kritische Poren-Reynolds-Zahl betrugen: $f_{CK} = 2,0$ und $Re_{p, \text{krit}} = 5,0$.

Da die mittels des graphischen Näherungsverfahrens ermittelten Werte f_{CK} und $Re_{p, \text{krit}}$ nie vollkommen exakt mit ihren Schätzwerten übereinstimmten konnten, wich in Folge dessen auch der mit ihnen bestimmte Effektivwert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ von seinem Startwert ab. Aufgrund der Abweichung zwischen dem zur Berechnung der Werte von f_p und Re_p verwendeten Werts von $\overline{d_h}$ und dem resultierenden Wert, der mit den Ergebnissen des anschließenden Durchlaufs durch das graphische Näherungsverfahren für f_{CK} und $Re_{p, \text{krit}}$ bestimmte wurde, musste dieser iterative Prozess so oft wiederholt werden, bis sich der Effektivwert des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ nicht mehr änderte.

6.5.2.1. Ergebnisse der Strömungsanalyse

In der Tabelle 6.19 wurden die jeweils mit dem graphischen Näherungsverfahren ermittelten Werte der 3 Konstanten $K_{1,L}$, $K_{1,T}$ und K_2 , sowie die aus ihnen resultierenden Werte des Form-Faktors f_{CK} von *Carman-Kozeny* gemäß Gleichung (6.46) und der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p,krit}$ gemäß Gleichung (6.47) für beide Durchflusskonfigurationen und Durchflussmedien zusammengefasst. Der in der Tabelle 6.19 zu den 4 Versuchsreihen jeweils angegebene Effektivwert aller mit Gleichung (6.41) berechneten Werte des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d}_h$ der betreffenden Versuchsreihe, ist das Ergebnis der individuellen Mittelwertberechnung über den aussortierten $\overline{d}_h$ -Werten, für die der zugehörige Wert der Poren-Reynolds-Zahl Re_p im jeweiligen Durchflussversuch zum laminaren Bereich $Re_p \leq Re_{p,krit}$ der Strömung durch die Durchflussprobe gehörte (vgl. Diagramm 6.17). Darüber hinaus wurde in die Tabelle 6.19 der korrespondierende Wert des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k pro Versuchsreihe eingetragen, der gemäß Gleichung (5.62) mit den aufgelisteten Werten des Form-Faktors f_{CK} und des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d}_h$ berechnet werden konnte.

Aus den in der Tabelle 6.19 aufgelisteten Ergebnissen für den *Carman-Kozeny* Form-Faktor f_{CK} und den *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k lassen sich folgende Rückschlüsse über die geometrische Form der Querschnitte der Kapillarkanäle und über deren strömungsmechanischen Einfluss auf die Permeabilität der Durchflussproben ziehen:

1. Der Wert des Form-Faktors von *Carman-Kozeny* betrug in allen 4 Versuchsreihen näherungsweise $f_{CK} \cong 2,0$. Gemäß Gleichung (5.58) ist der Wert $f_{CK} = 2,0$ einem kreisförmigen Querschnitt der Kapillarkanäle zugeordnet. Da demzufolge die Kapillarkanäle in den beiden Durchflussproben in guter Näherung als zylindrisch betrachtet werden konnten, waren ihr mittlerer hydraulischer Durchmesser $\overline{d}_h$ und ihr mittlerer Durchmesser $\overline{d}$ identisch. Unter dieser Voraussetzung konnte die Gültigkeit der Kapillarröhrchen-Modelle zur Beschreibung des makroskopischen Verhaltens der Strömung durch C/C-Material mit kompressiblen Durchflussmedien erfolgreich verifiziert werden.
2. Um den strömungsmechanischen Einfluss der Durchmesser der Kapillarkanäle auf die Permeabilität der Durchflussproben einzubeziehen, wurde die Definition des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k nach *Carman-Kozeny* verwendet. Der Vergleich der Tabellen 6.19 und 7.3 zeigt, dass die Ergebnisse für k eine hohe Übereinstimmung mit den korrespondierenden Werten des *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α aufweisen. In der senkrechten Durchflusskonfiguration sind die Werte von $k_{\perp}$ und $\alpha_{\perp}$ bei beiden Durchflussmedien sogar bis zur zweiten Stelle hinter dem Komma

identisch. Aufgrund dieser Übereinstimmung konnte gleichfalls die Gültigkeit der modifizierten *Carman-Kozeny*-Gleichung (5.62) zur Berechnung des Permeabilitätskoeffizienten im Bereich der laminaren Strömung durch C/C-Material mit kompressiblen Durchflussmedien erfolgreich verifiziert werden.

Tabelle 6.19.: Zusammenfassung der mittels der Strömungsanalyse ermittelten Werte des Form-Faktors f_{CK} von Carman-Kozeny, der kritischen Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$, des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d}_h$ und des Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k für beide Durchflusskonfigurationen und Durchflussmedien

Durchflusskonfiguration	Parallel		Senkrecht	
Durchflussmedium	H ₂	N ₂	H ₂	N ₂
Konstante $K_{1, L}$ [-]	31,978	32,162	32,239	32,717
Konstante $K_{1, T}$ [-]	27,472	29,037	26,813	28,491
Konstante K_2 [-]	1,997	2,371	2,018	1,302
<i>Carman-Kozeny</i> Form-Faktor f_{CK} [-]	1,999	2,010	2,015	2,045
kritische Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p, krit}$ [-]	2,257	1,318	2,689	3,246
mittlerer hydraulischer Durchmesser $\overline{d}_h$ [μm]	13,570	14,280	11,111	9,892
<i>Darcy</i> -Permeabilitätskoeffizient k [E-13 m^2]	4,921	5,418	1,644	1,284

Aus ihren in der Tabelle 6.19 aufgelisteten Werten in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration, wurden für beide Durchflussmedien der Anisotropiefaktor $\overline{d}_{h\parallel}/\overline{d}_{h\perp}$ des mittleren hydraulischen Durchmessers der Kapillarkanäle der Durchflussproben gebildet, welcher dessen Abhängigkeit von der Richtung des Strömungsvektors relativ zur Faserorientierung im C/C-Material beschreibt. Die berechneten Werte des Anisotropiefaktors wurden in der Tabelle 6.20 zusammengefasst. Die Werte des Anisotropiefaktors $\overline{d}_{h\parallel}/\overline{d}_{h\perp}$ für Stickstoff (N₂) und Wasserstoff (H₂) lassen sich nicht direkt mit den korrespondierenden Werten der Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ der beiden

Permeabilitätskoeffizienten des *Forchheimer*-Modells aus Tabelle 7.4 korrelieren. Mit Hilfe von Gleichung (5.74) lässt sich jedoch eine theoretische Beziehung zwischen den Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$, $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ und $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$ des *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten, des Tortuositätskoeffizienten und des mittleren hydraulischen Durchmessers herleiten:

$$\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} = \frac{\mathcal{T}_{\parallel}}{\mathcal{T}_{\perp}} \cdot \left(\frac{\overline{d_{h\parallel}}}{\overline{d_{h\perp}}} \right)^2 \quad (6.52)$$

Unter Verwendung des Werts des Anisotropiefaktors des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ aus Gleichung (6.11) sowie der in Tabelle 6.20 angegebenen Werte des Anisotropiefaktors des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$, lauten die mit Gleichung (6.52) berechneten Werte des Anisotropiefaktors des *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten:

$$\text{Für Wasserstoff:} \quad \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} = 2,982 \quad (6.53)$$

$$\text{Für Stickstoff:} \quad \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} = 4,170 \quad (6.54)$$

Der Vergleich der berechneten Werte der Gleichungen (6.53) und (6.54) des Anisotropiefaktors $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ mit den korrespondierenden, experimentell ermittelten Werten aus Tabelle 7.4, zeigt zumindest eine ungefähre, quantitative Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen. Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Werte des Anisotropiefaktors $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$ in Tabelle 6.20 zumindest indirekt mit den korrespondierenden Werten des Anisotropiefaktors $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ in Tabelle 7.4 korrelieren.

Tabelle 6.20.: Vergleich der Werte des Anisotropiefaktors $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$ des mittleren hydraulischen Durchmessers für beide Durchflussmedien

Durchfluss- medium	Durchflusskonfiguration		Anisotropie- faktor $\overline{d_{h\parallel}}/\overline{d_{h\perp}}$ [-]
	parallel $(\overline{d_{h\parallel}})$ [μm]	senkrecht $(\overline{d_{h\perp}})$ [μm]	
Stickstoff (N_2)	14,280	9,892	1,444
Wasserstoff (H_2)	13,570	11,111	1,221

Aus Vergleichsgründen sind die selben Werte zusätzlich in die Tabelle 6.21 eingetragen worden, wobei die Tabelleneinträge diesmal so angeordnet wurden, dass sich aus ihnen die Verhältnisse der Werte des mittleren hydraulischen

Durchmessers bilden ließen, die in der selben Durchflusskonfiguration bei der jeweiligen Verwendung der zwei unterschiedlichen Fluide Stickstoff (N_2) und Wasserstoff (H_2) als Durchflussmedium ermittelt worden waren.

Tabelle 6.21.: Einfluss des Durchflussmediums auf den mittleren hydraulischen Durchmesser in der selben Durchflusskonfiguration

Durchfluss- konfiguration	Durchflussmedium		Verhältnis: $N_2 / H_2 [-]$
	Stickstoff (N_2)	Wasserstoff (H_2)	
parallel ($\overline{d_{h\parallel}}$) [μm]	14,280	13,570	1,052
senkrecht ($\overline{d_{h\perp}}$) [μm]	9,892	11,111	0,890

Die beiden Verhältnisse $(\overline{d_{h\parallel}})_{N_2}/(\overline{d_{h\parallel}})_{H_2}$ und $(\overline{d_{h\perp}})_{N_2}/(\overline{d_{h\perp}})_{H_2}$ in Tabelle 6.21, welche aus den für das jeweilige Durchflussmedium in der selben Durchflusskonfiguration ermittelten Werten des mittleren hydraulischen Durchmessers gebildet wurden, weichen um etwa +5 bzw. -11 % vom Wert 1 ab. Dieses Ergebnis der Strömungsanalyse ist ein Beleg dafür, dass der mittlere hydraulische Durchmesser $\overline{d_h}$ vom Durchflussmedium abhängt und demzufolge ein Verhalten ähnlich dem der Permeabilitätskoeffizienten aufweist, d.h. er ist keine nur von der porösen Mikrostruktur abhängige Impuls- und Stofftransporteigenschaft des C/C-Materials wie die Porosität und die Tortuosität.

Dass die Permeabilitätskoeffizienten α und β von der Stoffart des Durchflussmediums abhängig sind, wurde anhand der in der Tabelle 7.5 aufgelisteten Werte der Verhältnisse $\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ und β_{N_2}/β_{H_2} bestätigt, welche in der selben Durchflusskonfiguration ebenfalls aus der wechselweisen Verwendung der beiden unterschiedlichen Fluide als Durchflussmedium resultierten. Die für die mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_{h\parallel}}$ und $\overline{d_{h\perp}}$ berechneten Werte der Verhältnisse zwischen den Versuchsreihen mit Stickstoff und Wasserstoff als Durchflussmedium aus Tabelle 6.21, weisen allerdings nur eine bedingte Ähnlichkeit mit den Werten der Verhältnisse $\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ und β_{N_2}/β_{H_2} der Permeabilitätskoeffizienten α und β in Tabelle 7.5 auf. Auch bei einer indirekten Korrelation analog zu Gleichung (6.52) unter Verwendung der theoretischen Gleichungen (5.74) und (5.75) wurde keine bessere Übereinstimmung erzielt. Da allerdings bisher weder bei der Volumenporosität ε noch bei der Tortuosität $\mathcal{T}$ eine derartige Abhängigkeit festgestellt worden ist, kann diese nur über den mittleren hydraulischen Durchmesser auf die Permeabilitätskoeffizienten übertragen werden. Daher muss zwischen dem Einfluss der Stoffart des Durchflussmediums auf die Permeabilitätskoeffizienten und auf den mittleren hydraulischen Durchmesser eine Beziehung bestehen, die in den theoretischen Gleichungen (5.74) und (5.75) nicht berücksichtigt wird.

6.6. Messung der wärmeübertragenden Fläche pro Volumeneinheit

Bei der Beschreibung der Energieerhaltung in der effusiv gekühlten Brennkammerwand, wurde im Unterabschnitt 3.1.2 die Wärmeübergangsfläche A_{sf} , über die zwischen dem Strukturmaterial und der Kühlmittelströmung konvektiv Wärme ausgetauscht wird, gleich der Summe der benetzten Oberflächen aller Kapillarkanäle gesetzt. Unter der „benetzten“ Oberfläche, wird generell der Anteil der Wandoberfläche verstanden, der mit der Strömung in direktem Kontakt steht, d.h. der um- bzw. überströmt wird. Im Fall der porösen, vom Kühlmittel durchströmten C/C-Brennkammerinnenwand, ist deshalb die theoretisch verfügbare Wärmeübergangsfläche A_{sf} der Anteil an der inneren Oberfläche S_{tot} des C/C-Wandmaterials, auf den die Definition der benetzten Oberfläche zutrifft. Um diesen Anteil allerdings tatsächlich als Wärmeübergangsfläche A_{sf} nutzen zu können, muss zusätzlich die Nebenbedingung erfüllt sein, dass die Feststofftemperatur T_s auf der benetzten Oberfläche ungleich der lokalen Fluidtemperatur T_f ist. Auf diese Unterscheidung hinsichtlich der theoretisch verfügbaren und der tatsächlich für den konvektiven Wärmeaustausch zwischen dem Strukturmaterial und der Kühlmittelströmung nutzbaren Wärmeübergangsfläche A_{sf} , wurde bereits im Unterabschnitt 3.1.2 im Zusammenhang mit der Definition der Eindringtiefe $t_{\dot{Q}_s}$ hingewiesen. Unter der Voraussetzung, dass die Eindringtiefe $t_{\dot{Q}_s}$, bis zu der der Wärmestrom $\dot{Q}_s(x, r)$ in das Strukturmaterial der Brennkammerwand eindringt, gleich deren Wanddicke d ist, wurde in diesem Abschnitt die gesamte benetzte innere Oberfläche des C/C-Materials als Wärmeübergangsfläche A_{sf} betrachtet.

Im Unterschied zur benetzten inneren Oberfläche A_{sf} , umfasst die innere Oberfläche S_{tot} von porösen Medien die Gesamtheit der Oberflächen aller in ihnen enthaltenen Poren. Gemäß dieser Definition werden die Poren nicht hinsichtlich ihrer Zugehörigkeit zu einer der im Unterabschnitt 2.3.4 beschriebenen Arten der Porosität unterschieden. Da der Strömung durch ein poröses Material jedoch nur der mit der effektiven Porosität ε_{eff} bezifferte Anteil an dessen Gesamtvolumen als durchströmbares Volumen zur Verfügung steht, ist die benetzte innere Oberfläche A_{sf} wesentlich kleiner als die gesamte innere Oberfläche S_{tot} . Die Messgröße der inneren Oberfläche ist die spezifische Oberfläche, bei es sich um eine bezogene Größe handelt. Grundsätzlich wird zwischen zwei Arten der spezifischen Oberfläche unterschieden:

1. Volumenbezogene spez. Oberfläche A_V :
Sie gibt an, welche Oberfläche ein Kubikmeter eines porösen Materials besitzt. Ihre SI-Einheit ist m^2/m^3 .
2. Massenbezogene spez. Oberfläche A_m :

Sie gibt an, welche Oberfläche ein Kilogramm eines porösen Materials besitzt. Ihre SI-Einheit ist m^2/kg .

Aufgrund dieser Unterscheidung lautet die korrespondierende Definition für die jeweilige Art der spez. Oberfläche:

$$A_V = \frac{S_{tot}}{V_{tot}} \quad (6.55)$$

$$A_m = \frac{S_{tot}}{m_{tot}} \quad (6.56)$$

Zur Bestimmung der spez. Oberfläche A_V gemäß ihrer Definition in Gleichung (6.55), wird die innere Oberfläche S_{tot} auf das Gesamtvolumen V_{tot} des porösen Materials bezogen, das gemäß Gleichung (2.11) gleich der Summe aus dem im Material eingeschlossenen Hohlraumvolumen V_f und seinem Feststoffvolumen V_s ist. Hingegen wird zur Bestimmung der spez. Oberfläche A_m gemäß ihrer Definition in Gleichung (6.56), die innere Oberfläche S_{tot} auf die Gesamtmasse m_{tot} des porösen Materials bezogen, die gemäß Gleichung (6.2) gleich dem Produkt aus der Gesamtdichte ϱ_{tot} und dem Gesamtvolumen V_{tot} des Materials ist. Demzufolge sind die beiden Messgrößen der inneren Oberfläche über die Gesamtdichte des porösen Materials miteinander verbunden bzw. können wie folgt ineinander umgerechnet werden:

$$A_m = \frac{S_{tot}}{m_{tot}} = \frac{S_{tot}}{\varrho_{tot} \cdot V_{tot}} = \frac{A_V}{\varrho_{tot}} \quad \text{bzw.} \quad A_V = \varrho_{tot} \cdot A_m \quad (6.57)$$

Abweichend von Gleichung (6.55) findet sich in der Literatur gelegentlich eine alternative Definition der volumenbezogenen spez. Oberfläche A_V , bei der die innere Oberfläche S_{tot} auf das Feststoffvolumen V_s des porösen Materials bezogen wird, d.h. in diesem Fall ist $A_V = S_{tot}/V_s$. Bei Verwendung des Feststoffvolumens V_s anstelle des Gesamtvolumens V_{tot} , muss in Gleichung (6.57) die Feststoffdichte ϱ_s anstelle der Gesamtdichte ϱ_{tot} als Umrechnungsfaktor zwischen den beiden spez. Oberflächen A_V und A_m eingesetzt werden. Diese alternative Methode zur Bestimmung von A_V und A_m wird durch die Definition der Feststoffdichte ϱ_s ermöglicht:

$$\varrho_s = \frac{m_{tot}}{V_s} \quad (6.58)$$

welche die Massenerhaltung für die Gesamtmasse m_{tot} des porösen Materials erfüllt:

$$m_{tot} = \varrho_s \cdot V_s = \varrho_{tot} \cdot V_{tot} \quad (6.59)$$

Analog zur Beziehung zwischen Feststoffvolumen V_s und Gesamtvolumen V_{tot} sind auch die Feststoffdichte ϱ_s und die Gesamtdichte ϱ_{tot} über die

Volumenporosität ε miteinander verknüpft. Diese Verknüpfung lässt sich aus der Definition der Volumenporosität ε in Gleichung (2.12) herleiten, wenn diese mit der Gesamtmasse m_{tot} aus Gleichung (6.59) erweitert wird:

$$\varepsilon = 1 - \frac{V_s}{V_{tot}} = 1 - \frac{V_s}{m_{tot}} \cdot \frac{m_{tot}}{V_{tot}} = 1 - \frac{\varrho_{tot}}{\varrho_s} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\varrho_{tot}}{\varrho_s} = 1 - \varepsilon \quad (6.60)$$

Gemäß ihrer Definition in Gleichung (6.55), ist die volumenbezogene spez. Oberfläche A_V ein rein geometrisches Maß für die innere Oberfläche eines porösen Körpers, d.h. sie ist mengen- als auch stoffunabhängig. Da hingegen in die Definition der massenbezogenen spez. Oberfläche A_m gemäß Gleichung (6.56) die Gesamtmasse m_{tot} des porösen Körpers eingeht, die nach Gleichung (6.59) selber von der Gesamtdichte ϱ_{tot} bzw. der Feststoffdichte ϱ_s des porösen Materials abhängt, ist sie entweder mengen- oder aber stoffabhängig.

6.6.1. Oberflächenmessverfahren

Die Oberflächenmessung zur Bestimmung der spezifischen Oberfläche poröser Festwerkstoffe wird im Wesentlichen in zwei Arten von Messverfahren eingeteilt:

1. Bestimmung der spezifischen Oberfläche von Feststoffen durch Gasadsorption nach Brunauer, Emmett und Teller (DIN 66131)
2. Bestimmung der spezifischen Oberfläche disperser Feststoffe mit Durchströmungsverfahren (DIN 66126)

6.6.1.1. Gasadsorption

Von Brunauer, Emmett und Teller stammt ein Messverfahren zur Größenbestimmung von Oberflächen poröser Festkörper mittels Gasadsorption, das nach seinen Entwicklern als die BET-Methode bezeichnet wird. Das Messprinzip der Gasadsorption besagt, dass unter bestimmten Druck- und Temperaturbedingungen Moleküle eines inerten Messgases an der Oberfläche eines porösen Feststoffes adsorbiert werden können. In diesem Fall resultiert die massenbezogene spezifische Oberfläche A_m einer eingewogenen Feststoffprobe aus der Gasmenge, die für die Bedeckung einer Molekülschicht erforderlich ist. Diese Gasmenge wird als die Monoschichtkapazität n_m in der Einheit Mol bezeichnet. Zur Durchführung des Messverfahrens müssen weiterhin bekannt sein:

- der Platzbedarf a_m eines Moleküls:
z.B. für Stickstoff bei 77 K gilt $a_m = 0,162 \text{ nm}^2$
- die Anzahl der Moleküle/mol bzw. die Avogadro-Konstante $\mathcal{A}$

Sind die Werte der Gasadsorption für n_m und a_m gegeben, so lässt sich die Größe der spezifische Oberfläche A_m nach der Norm DIN 66131 mit folgender Gleichung berechnen:

$$A_m = n_m \cdot a_m \cdot \mathcal{A} \quad (6.61)$$

Die Ermittlung des Wert für n_m erfolgt nach der BET-Methode aus der experimentell ermittelten Adsorptionsisotherme. Zu deren Auswertung dient die in der Norm DIN 66131 aufgeführte BET-Gleichung (6.62). Nach dem BET-Modell kann die Adsorptionsisotherme im Bereich der Relativdrücke zwischen $0,05 \leq p/p_0 \leq 0,3$ durch eine Gerade angenähert werden, die der linearisierten BET-Gleichung (6.63) mit dem Ordinatenabschnitt a und der Steigung $b = \Delta y / \Delta x$ gehorcht.

$$\frac{\frac{p}{p_0}}{n_a \cdot \left(1 - \frac{p}{p_0}\right)} = \frac{1}{n_m \cdot C} + \frac{C-1}{n_m \cdot C} \cdot \frac{p}{p_0} \quad (6.62)$$

$$\Rightarrow y = a + b \cdot x \quad (6.63)$$

$$\text{für: } a = \frac{1}{n_m \cdot C} \quad (6.64)$$

$$b = \frac{C-1}{n_m \cdot C} \quad (6.65)$$

$$x = \frac{p}{p_0} \quad (6.66)$$

- mit:
- n_a : spezifische, adsorbiert Gasmenge in mol/g
 - n_m : spezifische Gasmenge zur monomolekularen Bedeckung in mol/g
 - C : dimensionslose BET-Konstante (enthält Adsorptionsenergien)
 - p : Druck im noch nicht adsorbierten Messgas (Sorptiv)
 - p_0 : Sättigungsdampfdruck des Sorptivs

Mittels den in den Gleichungen (6.64) und (6.65) definierten Geradenparametern a bzw. b , lassen sich sowohl die BET-Konstante:

$$C = (b/a) + 1 \quad (6.67)$$

als auch die spez. Gasmenge zur monomolekularen Bedeckung berechnen:

$$n_m = (a + b)^{-1} \quad (6.68)$$

6.6.1.2. Durchströmungsverfahren

Die Norm DIN 66126 erläutert die Messung der spezifischen Oberfläche körni- oder pulverförmiger Schüttgüter (disperse Feststoffe) mit Durchströmungsverfahren, die den proportionalen Zusammenhang zwischen dem Strömungswiderstand einer von einem Fluid durchströmten Schüttung und seiner inneren Oberfläche ausnutzen. Mit dem Durchströmungsgesetz wird aus dem gemessenen Druckabfall in der laminaren Strömung eines Fluids durch eine Probe der Schüttung die volumenbezogene spezifische Oberfläche A_V berechnet, d.h. der Druckabfall ist das Maß für die Größe der inneren Oberfläche. Das Durchströmungsgesetz leitet sich von der *Blake-Kozeny*-Gleichung ab. Diese wurde im Paragraph 5.1.4.2 als der erste Term auf der rechten Seite der *Ergun*-Gleichung (5.54) identifiziert. Da in laminaren Strömungen durch Schüttungen der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung (5.54) vernachlässigt wird, reduziert sich diese zur *Blake-Kozeny*-Gleichung. Das Durchströmungsgesetz resultiert aus der Auflösung der *Blake-Kozeny*-Gleichung nach dem Kehrwert des Quadrats der Bezugslänge D_p^{-2} , der zumindest für Kugelpackungen proportional zum Quadrat der volumenbezogenen spezifischen Oberfläche A_V^2 ist:

$$A_V^2 = K \cdot \frac{\Delta p}{L} \cdot \frac{\varepsilon^3}{(1 - \varepsilon)^2} \cdot \frac{1}{\mu_f \cdot v} \quad (6.69)$$

Der Koeffizient K in Gleichung (6.69) ist eine empirische Konstante, die durch Vergleichsmessungen an Schüttgütern mit bekannter Dichte und Oberfläche bestimmt werden muss. In der Konstante wird unter anderem der Formfaktor κ aus Gleichung (5.17) berücksichtigt, dessen Größe vom jeweiligen Modell der Mikro- bzw. Porenstruktur abhängt. Bei einem Kugelpackungs-Modell beispielsweise gilt für κ Gleichung (5.18).

Bei der Bestimmung der volumenbezogenen spez. Oberfläche A_V mittels den in der DIN 66126 genormten Durchströmungsverfahren wird nur der für die Luftströmung zugängliche Teil der inneren Oberfläche berücksichtigt, deren Größe vom Verdichtungszustand der Luftströmung abhängt. Da es sich bei Luft als Strömungsmedium um ein kompressibles Fluid handelt, strömt die Luft mit zunehmender Verdichtung auch durch kleinere Poren, so dass die gemessene Oberfläche steigt. Die in der DIN 66126 angegebene obere Messbereichsgrenze für die Durchströmungsverfahren beträgt $A_{V,max} = 1,2 \text{ m}^2/\text{cm}^3$. Bei Überschreitung der Messbereichsgrenze, d.h. für $A_V > A_{V,max}$, wird das Ergebnis durch den zunehmenden Einfluss der im Paragraph 5.2.2.2 erläuterten *Knudsen*-Diffusion verfälscht. Da die Durchströmungsverfahren nur den für die Kontinuumsströmung zugänglichen Teil der inneren Oberfläche S_{tot} berücksichtigen, stellt der unter Verwendung der volumenbezogenen spez. Oberfläche A_V mit Gleichung (6.55) berechnete Wert $S_{tot} = V_{tot} \cdot A_V$ der inneren Oberfläche

ein realistisches Maß für die benetzte innere Oberfläche des C/C-Brennkammerwandmaterials dar, so dass die Flächen S_{tot} und A_{sf} gleich gesetzt werden können: $A_{sf} = S_{tot}$.

Im Fall der Bestimmung der massenbezogenen spez. Oberfläche A_m des C/C-Materials mittels Gasadsorption, sind hingegen auch kleinere Poren bis zu einer Größe von 0,2 nm der Messung zugänglich (vgl. Bild 2.9), in denen die Strömung den Bereich der Kontinuumsströmung verlässt (vgl. Tabelle 5.1). Außerdem beinhaltet der mittels Gasadsorption bestimmte A_m -Wert auch die spezifische Oberfläche der Poren, die überhaupt nicht durchströmt werden. Dabei handelt es sich um die Poren, die zu der im Unterabschnitt 2.3.4 beschriebenen „multi-connected“ Porosität ε_{mc} und „dead-end“ Porosität ε_{de} gehören. Aus diesen Gründen muss bei der Verwendung des mit Gleichung (6.56) berechneten Werts $S_{tot} = m_{tot} \cdot A_m$ der inneren Oberfläche als Maß für die benetzte innere Oberfläche davon ausgegangen werden, dass diese stark überschätzt wird.

Von den beiden genannten Arten von Messverfahren zur Bestimmung der spez. Oberfläche poröser Festwerkstoffe erscheinen folglich nur die Durchströmungsverfahren geeignet, um den benetzten Anteil an der gesamten inneren Oberfläche zu ermitteln. Allerdings wurde das Durchströmungsgesetz (6.69) für Strömungen durch Schüttungen entwickelt. In Folge dessen ist es nur begrenzt auf Strömungen durch poröse Faserverbundmaterialien anwendbar. Konsequenterweise wurde in der vorliegenden Arbeit die wärmeübertragende Fläche pro Volumeneinheit $A_V = A_{sf}/V_{tot}$ mit einer speziell für laminare Strömungen durch C/C-Materialien hergeleiteten Gleichung berechnet, die im folgenden Unterabschnitt 6.6.2 vorgestellt wird.

6.6.2. Gleichung zur Bestimmung der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V

Von den im Unterabschnitt 5.1.3 vorgestellten Modellen für laminare Strömungen in porösen Medien, waren die Kapillarröhrchen-Modelle am geeignetsten, um das Verhalten von Strömungen durch poröse Faserverbundmaterialien mit begrenzter Porosität $\varepsilon \leq 0,8$ zu beschreiben. Da bei den porösen Faserverbundmaterialien mit hohen Porositäten $\varepsilon > 0,8$ ihre Faserstränge wie isolierte und verteilte Hindernisse in der Strömung stehen, kann nach Papathanasioua et al. [96] die Strömung in den Spalten bzw. Mikrorissen in der Matrix zwischen benachbarten Fasersträngen, hingegen nicht mehr länger als eine Strömung durch Kapillarröhrchen angenommen werden. Das untersuchte C/C-Material der Platte PH-964-P wies gemäß Gleichung (6.8) eine Volumenporosität von $\varepsilon = 12,24\%$ auf, so dass es zu den porösen Faserverbundmaterialien aus der ersten Kategorie zählte. Aus diesem Grund wurde die in diesem Unterabschnitt

aufgestellte Bestimmungsgleichung der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V von den Kapillarröhrchen-Modellen übernommen.

Wie im Paragraph 5.1.3.1 erläutert wurde, ist die Gültigkeit dieser Modelle jedoch auf zylindrische Kapillarröhrchen beschränkt. Ihre Verwendung zur Beschreibung des Verhaltens der laminaren Strömungen in den Kapillarkanälen, die das C/C-Material durchziehen, ist daher nur unter der Voraussetzung zulässig, dass diese Kanäle einen kreisförmigen Querschnitt besitzen, der über der gesamten effektiven Kanallänge L_{eff} konstant bleibt. Da im Paragraph 6.5.2.1 nachgewiesen wurde, dass die Kapillarkanäle in den beiden Durchflussproben in guter Näherung als zylindrisch betrachtet werden konnten, war diese Bedingung bei den Kanälen im C/C-Material zumindest näherungsweise erfüllt. Aufgrund dieser Feststellung, wurde bei der im Folgenden beschriebenen Herleitung der Bestimmungsgleichung von A_V von kreisförmigen Querschnitten der Kapillarkanäle ausgegangen, so dass zum einen die Verwendung der Kapillarröhrchen-Modelle zulässig war und zum anderen der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kanäle mit ihrem mittleren Durchmesser $\bar{d}$ übereinstimmte.

Durch die Gleichsetzung des mittleren Kanaldurchmessers $\bar{d}$ mit dem mittleren hydraulischen Kanaldurchmesser $\bar{d}_h$, $\bar{d} = \bar{d}_h$, und unter Verwendung der in Tabelle 6.19 zusammengefassten Effektivwerte von $\bar{d}_h$ der beiden Durchflussproben, konnte mit der von den Kapillarröhrchen-Modellen abgeleiteten Gleichung (5.37) die Anzahl n der gewundenen, zylindrischen Kapillarkanäle im C/C-Material berechnet werden. Nach dem Einsetzen der Anzahl n der Kapillarkanäle in Gleichung (5.33), ließ sich mit dieser die gesamte innere Oberfläche S_n der Durchflussproben berechnen, wobei anstelle der geometrischen Länge L der Probenkörper die effektive Länge L_{eff} der Kapillarkanäle verwendet wurde. Letztere wurde mit Gleichung (6.12) unter Verwendung des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ berechnet. Diese Umformulierung von Gleichung (5.33) führte auf die folgende Bestimmungsgleichung für die gesamte innere Oberfläche S_n :

$$\begin{aligned} S_n &= n \cdot \pi \cdot \bar{d}_h \cdot L_{eff} \\ \Leftrightarrow S_n &= \frac{\varepsilon \cdot \sqrt{\mathcal{T}} \cdot D^2}{\bar{d}_h^2} \cdot \pi \cdot \bar{d}_h \cdot \frac{L}{\sqrt{\mathcal{T}}} \\ \Rightarrow S_n &= \frac{\pi \cdot \varepsilon \cdot D^2 \cdot L}{\bar{d}_h} \end{aligned} \quad (6.70)$$

Per Definition floß in die Bestimmung der Werte des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ mittels der im Paragraph 6.5.2.1 beschriebenen Strömungsanalyse die von der Strömung benetzte innere Oberfläche S der Kapillarkanäle ein. Die Verwendung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ als mittlerer Kanaldurchmesser $\bar{d}$ in Gleichung (6.70) implizierte demzufolge, dass auf die

gesamte innere Oberfläche S_n des porösen Körpers die Definition der benetzten Oberfläche zutraf. Somit stand die gesamte mit Gleichung (6.70) berechnete innere Oberfläche S_n als Wärmeübergangsfläche A_{sf} zur Verfügung, d.h. es galt $A_{sf} = S_n$. Aus der Division der Wärmeübergangsfläche A_{sf} gemäß Gleichung (6.70) mit dem geometrischen Gesamtvolumen V_{tot} des porösen Körpers gemäß Gleichung (5.31) folgt abschließend die Bestimmungsgleichung für die volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V :

$$\begin{aligned} A_V &= \frac{A_{sf}}{V_{tot}} \\ \Leftrightarrow A_V &= \frac{\pi \cdot \varepsilon \cdot D^2 \cdot L}{\overline{d_h}} \cdot \frac{4}{\pi \cdot D^2 \cdot L} \\ \Rightarrow A_V &= \frac{4 \cdot \varepsilon}{\overline{d_h}} \end{aligned} \quad (6.71)$$

Die bei der Herleitung von Gleichung (6.71) getroffenen Voraussetzungen sind mit denen identisch, unter denen im Unterabschnitt 2.3.5 Gleichung (2.18) zur Berechnung der Flächenporosität ε_A des C/C-Materials aufgestellt wurde. Anhand der bekannten Werte für die Volumenporosität ε sowie für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ und den Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ des C/C-Materials konnte daher sowohl der Wert der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V als auch der Flächenporosität ε_A rechnerisch bestimmt werden.

6.6.2.1. Ergebnisse des Durchströmungsverfahrens

In Tabelle 6.22 sind die Werte der Anzahl n der Kanäle gemäß Gleichung (5.37), der Wärmeübergangsfläche A_{sf} gemäß Gleichung (6.70), der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V gemäß Gleichung (6.71) und der Flächenporosität ε_A gemäß Gleichung (2.18) der beiden C/C-Proben aus der Platte PH-964-P zusammengefasst, die unter Verwendung der in den vorherigen Abschnitten bestimmten Werte der Volumenporosität ε , des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ für beide Durchflusskonfigurationen und Durchflussmedien berechnet wurden.

Da die drei Materialeigenschaften n , A_{sf} und A_V Funktionen der drei Durchflusseigenschaften ε , $\mathcal{T}$ und $\overline{d_h}$ sind, wiesen sie konsequenterweise die gleichen Abhängigkeiten von der Durchflusskonfiguration und dem Durchflussmedium auf wie die letzteren. Auf die Gründe dieser Abhängigkeiten wurde bereits bei der Diskussion der Ergebnisse der Durchflusseigenschaften in den jeweiligen Abschnitten eingegangen, so dass an dieser Stelle auf eine korrespondierende Diskussion der Ergebnisse der drei Materialeigenschaften verzichtet werden konnte.

Tabelle 6.22.: Zusammenfassung der Messwerte der Impuls-, Wärme- und Stofftransporteigenschaften (Volumenporosität ε , Flächenporosität ε_A , Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$, mittlerer hydraulischer Durchmesser $\overline{d}_h$ und Anzahl n der Kapillarkanäle, Wärmeübergangsfläche A_{sf} , volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V) der beiden C/C-Proben aus der Platte PH-964-P für beide Durchflusskonfigurationen und Durchflussmedien

Durchflusskonfiguration	Parallel		Senkrecht	
Durchflussmedium	H ₂	N ₂	H ₂	N ₂
Probendurchmesser D [E-03 m]	30,000	30,000	30,000	30,000
Probenlänge L [E-03 m]	30,000	30,000	30,000	30,000
geometrische Querschnittsfläche A_{tot} [E-04 m ²]	7,0686	7,0686	7,0686	7,0686
geometrisches Gesamtvolumen V_{tot} [E-05 m ³]	2,1206	2,1206	2,1206	2,1206
Volumenporosität ε [%]	12,240	12,240	12,240	12,240
Tortuositätskoeffizient $\mathcal{T}$ [-]	0,6982	0,6982	0,3508	0,3508
effektive Kanallänge L_{eff} [E-03 m]	35,903	35,903	50,651	50,651
mittlerer hydraulischer Durchmesser $\overline{d}_h$ [E-06 m]	13,570	14,280	11,111	9,892
Kanalanzahl n [-]	499906	451418	528511	666821
Wärmeübergangsfläche A_{sf} [m ²]	0,7651	0,7271	0,9344	1,0496
volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V [E-02 m ² /cm ³]	3,6081	3,4286	4,4065	4,9496
Flächenporosität ε_A [%]	10,228	10,228	7,250	7,250

Bezüglich der Werte der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V ist darauf hinzuweisen, dass sie weit unter der oberen Messbereichsgrenze von $A_{V,max} = 1,2 \text{ m}^2/\text{cm}^3$ lagen, die in der DIN 66126 für die Durchströmungsverfahren angegeben wird. Deshalb konnte davon ausgegangen werden, dass eine Verfälschung der Ergebnisse für A_V durch den Einfluss der *Knudsen*-Diffusion ausgeschlossen war. Unter dieser Voraussetzung wurden bei der Bestimmung von A_V nur die Oberflächen der Kapillarkanäle berücksichtigt, welche für die Kontinuumsströmung zugänglich waren.

Gemäß der auf analytischem Weg hergeleiteten Gleichung (2.18) herrscht zwischen Flächen- und Volumenporosität das Verhältnis $\varepsilon_A/\varepsilon = \sqrt{\mathcal{T}} < 1$, so dass sich die Flächenporosität ε_A analog zum Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ in Abhängigkeit von der Durchflusskonfiguration änderte. Aufgrund der korrespondierenden Variation von $\mathcal{T}$ war die Differenz zwischen der Volumen- und der Flächenporosität in der senkrechten Durchflusskonfiguration am größten.

7. Numerische Bestimmung der Permeabilitätskoeffizienten

In diesem Kapitel wird die CFD-Analyse der Probendurchströmung mit anschließender Optimierungsrechnung beschrieben, welche die beiden Bestandteile des Verfahrens zur numerischen Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β mittels einer Quadratmittelapproximation von Gleichung (6.23) bilden, das im Paragraph 6.4.2.2 vorgestellt wurde. Zur Durchführung der CFD-Analyse wurde der in das kommerzielle Programmpaket ANSYS® integrierte, numerische Strömungslöser FLOTTRAN verwendet, der mit der Finite-Elemente-Methode (FEM) arbeitet. Die Verwendung des Strömungslösers FLOTTRAN in ANSYS® ermöglichte die als „Fluid-Struktur-Kopplung“ bezeichnete Analyse der Wechselwirkung von Strömung und Struktur, bei der es sich im hier betrachteten Fall um die poröse Mikrostruktur der C/C-Durchflussproben handelte.

Das Ziel der CFD-Analyse mit dem Strömungslöser ANSYS®/FLOTTRAN war die numerische Simulation des Impulstransports in der Strömung durch die Durchflussproben. Der Lösungsalgorithmus von FLOTTRAN löst die Navier-Stokes-Gleichungen für kompressible Fluide [50], welche aus den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie sowie der thermischen Zustandsgleichung bestehen. Mit der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten CFD-Analyse sollte ausschließlich die stationäre Strömung durch die Durchflussproben simuliert werden, wobei ein kompressibles Strömungsmedium vorausgesetzt wurde. Zur Modellierung der Probendurchströmung wurde das im Unterabschnitt 7.1.2 beschriebene CFD-Modell programmiert und in FLOTTRAN eingegeben, das ein zweidimensionales, achsensymmetrisches Strömungsfeld generierte.

Mittels einer im Rahmen der vorliegenden Arbeit programmierten, übergeordneten Kopplungsroutine [77] wurden die Ergebnisse des Strömungslösers an die Optimierungsalgorithmen des Strukturanalyseprogramms in ANSYS® [50] übergeben, so dass im Anschluss an die CFD-Analyse eine automatisierte Optimierung der Durchflusseigenschaften der porösen Mikrostruktur durchgeführt werden konnte. Durch diese Kopplung der CFD-Analyse mit den Optimierungsalgorithmen von ANSYS® wurde das im Paragraph 6.4.2.2 beschriebene numerische Verfahren zur Bestimmung der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β der Durchflussproben realisiert.

7.1. CFD-Analyse der Probendurchströmung

Die CFD-Analyse sollte den Einfluss des C/C-Materials auf den Impulstransport in der Strömung durch die Durchflussproben ohne eine räumliche Diskretisierung der porösen Mikrostruktur simulieren. Aus diesem Grund beschränkte sich die Modellierung der Strömungs-Struktur-Wechselwirkung auf eine makroskopische Betrachtung des Widerstands, den das C/C-Material der Strömung entgegensetzte. Unter dieser Voraussetzung konnte in der CFD-Analyse die Probendurchströmung als Kontinuumsströmung approximiert werden, für die die Anwendung der Navier-Stokes-Gleichungen zulässig war.

7.1.1. Programmierung der CFD-Analyse

Analysen in ANSYS® können generell über eine graphische Benutzerschnittstelle (engl.: Graphical User Interface, GUI) oder mittels einer Eingabedatei programmiert werden. Für die hier durchgeführte CFD-Analyse mit anschließender Optimierungsrechnung wurde die Eingabe der Programmanweisungen über eine Eingabedatei realisiert, die von ANSYS® im automatischen Betriebsmodus ausgeführt wird. ANSYS® besitzt eine eigene Programmiersprache mit der Bezeichnung „APDL“ [4], in der die zur Ausführung der CFD-Analyse und der Optimierungsrechnung erforderlichen Programmanweisungen in eine Eingabedatei namens „Cylop.ans“ geschrieben wurden. Aus dem APDL-Programmcode in der Eingabedatei wurde somit ein unter ANSYS® ausführbares Programm dessen Bezeichnung „Cylop“ für den englischen Begriff **Cylinder Optimisation** stand. Die Dateiendung „.ans“ bezeichnet den Dateityp einer Eingabedatei in ANSYS®.

Das Programm Cylop bestand aus mehreren Abschnitten, die jeweils mit einem der Verarbeitungsprozesse von ANSYS® ausgeführt wurden, die in APDL als „Processor“ bezeichnet werden [91]. Im ersten Programmabschnitt erfolgte die Eingabe der Messwerte aus den Durchflussversuchen in die CFD-Analyse. Zu diesem Zweck wurden die Messwerte in eine Textdatei geschrieben, aus der sie vom Preprocessor in eine Speichermatrix namens „INPUT“ eingelesen wurden. Pro Versuchsreihe wurde eine Messwertedatei aus den zeitlich gemittelten Werten der Messwerte zusammengestellt, die im stationären Versuchsbetrieb aufgenommen worden waren. Die Identifizierung der Zeitabschnitte, in denen eine stationäre Strömung durch die Durchflussproben herrschte, sowie die zeitliche Mittelung der zu diesen Zeitabschnitten zugehörigen Messwerten, waren Bestandteil der im Paragraph 6.4.4.1 beschriebenen Auswertung der Messergebnisse der Durchflussversuche. Die stationären Perioden, die sich während des Versuchsbetriebs eingestellt hatten, waren die jeweils pro Versuchsreihe erreichten Messpunkte. Bei der Erstellung der Messwertedateien konnten daher die im

Rahmen der Versuchsauswertung pro Messpunkt und Messgröße bestimmten Mittelwerte übernommen werden.

Die in die Speichermatrix INPUT eingelesenen Messwerte waren die für jeden Messpunkt i einer Versuchsreihe berechneten Mittelwerte der Druckmesswerte an den Messstellen OM-PK-EIN und OM-PK-AUS sowie der Temperaturmesswerte an der Messstelle OM-TK-EIN (s. Messstellenplan der Durchflussmessapparatur im Bild 6.8) und der Massenstrommesswerte an der Messstelle OM_COR (s. Fließplan des Durchflussprüfstands im Bild A.3):

1. INPUT(1,i) = OM-PK-EIN(i)
2. INPUT(2,i) = OM-PK-AUS(i)
3. INPUT(3,i) = OM_COR(i)
4. INPUT(4,i) = OM-TK-EIN(i)

Die Hauptfunktion des Preprocessors war der Aufbau des CFD-Modells, das im Wesentlichen die folgenden Definitionen umfasste:

- FLOTTRAN CFD-Element
- Materialeigenschaften der porösen Struktur:
Permeabilitätskoeffizienten α und β
- Stoffeigenschaften des Strömungsmediums:
Dichte, dynamische Viskosität
- Geometrie des Berechnungsgebiets
- Diskretisierung des Berechnungsgebiets
- Randbedingungen des Berechnungsgebiets

Die Dichte des Strömungsmediums wurde in FLOTTRAN gemäß des idealen Gasgesetzes mit Gleichung (6.17) und die dynamische Viskosität gemäß des *Sutherland*-Gesetzes mit Gleichung (6.38) berechnet. Die Randbedingungen waren die in den Matrixelementen INPUT(1,i), INPUT(2,i) und INPUT(4,i) abgespeicherten Drücke und Temperaturen, die auf die betreffenden Eintritts- und Austrittsränder des Berechnungsgebiets aufgebracht wurden.

Im Solution Processor wurden die Bedingungen der Strömungslösung (stationär, kompressibel, subsonisch, etc.) festgelegt, die beim anschließenden Aufruf des Lösungsalgorithmus von FLOTTRAN an diesen übergeben worden sind. Die vom Solution Processor auf den Knoten des Rechengitters berechneten Strömungswerte wurden vom Postprocessor ausgewertet. Mit den vom Solution Processor auf den Knoten des Austrittsrandes bestimmten Werten der Dichte und der Geschwindigkeit, berechnete der Postprocessor den jeweiligen Wert des Massenstroms $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ der Strömung an der Austrittsstirnfläche der Durchflussprobe. Aus den berechneten Werten $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ und den in den Matrixelementen INPUT(3,i) abgespeicherten Messwerten des Massenstroms $\dot{m}_{\text{mess}_i}$, wurden

im Postprocessor pro Messpunkt i die Fehlerquadrate $(\dot{m}_{\text{rechen}_i} - \dot{m}_{\text{mess}_i})^2$ berechnet und in der Matrix MASFLRTSQ abgespeichert.

Aus der Summe der Zahlenwerte der Matrixelemente MASFLRTSQ(i) resultierte der Wert der Zielfunktion ZFKT, die an den Optimization Processor übergeben wurde, der den Optimierungsalgorithmus von ANSYS® ausführte. Da die berechneten Werte $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ des Massenstroms bzw. der mit ihnen gebildete Wert ZFKT der Zielfunktion von den Werten der Permeabilitätskoeffizienten α und β abhängig waren, wurden die beiden Koeffizienten in der Optimierungsrechnung als Designvariablen verwendet.

Auf eine detaillierte Beschreibung des APDL-Programmcodes der Eingabedatei Cylop.ans wird an dieser Stelle verzichtet, da diese in ausführlicher Form in [73] vorgenommen wurde. Zum Verständnis des CFD-Modells wird im folgenden Unterabschnitt das FLOTRAN CFD-Element und die Geometrie des Berechnungsgebiets sowie dessen Diskretisierung und die Definition der Randbedingungen auf dessen Rändern dokumentiert.

7.1.2. Aufbau des CFD-Modells

In der CFD-Analyse wurde davon ausgegangen, dass das poröse Material der Strömung einen gleichmäßig verteilten Widerstand entgegensetzte. Außerdem wurde erwartet, dass die Strömung hauptsächlich parallel zur Längsachse der zylindrischen Probenkörper verlief, so dass ein Strömungsfeld angesetzt werden konnte, das achsensymmetrisch zur Längsachse bzw. x -Achse angeordnet war. Zur Generierung des Strömungsfelds musste ein geometrisches Modell der Durchflussproben angelegt und vernetzt werden. Aus der Diskretisierung der Modellgeometrie zwischen ihren Begrenzungslinien resultierte ein Rechengitter, auf dessen Rändern anschließend die Randbedingungen aufgebracht werden konnten. Da nur ein zweidimensionales Strömungsfeld analysiert werden sollte, beruhte das geometrische Modell auf einem Längsschnitt durch die Proben.

7.1.2.1. FLOTRAN CFD-Element

Bei dem aus der Elementen-Bibliothek von ANSYS® ausgewählten FLOTRAN CFD-Element FLUID141 handelt es sich um ein 2-D. Element. Zu diesem Element gehört ein in der englischen Programmdokumentation [4] als „Distributed Resistance Module“ bezeichnetes Modell, mit dem der Einfluss poröser Medien auf die Strömung ohne eine Diskretisierung ihrer Mikrostruktur approximiert werden kann. Durch verschiedene Einstellungen kann dieses Widerstandsmodell dazu genutzt werden, um z.B. als simulierter Einbau eines Filters in einen Strömungskanal in die Strömung einen bleibenden Gesamtdruckverlust künstlich einzubringen, ohne die jeweiligen lokalen Strömungswiderstände im Detail

zu modellieren, welche zusammen den globalen Druckverlust verursachen. Mit diesem Modell wurden die bei den Durchflussversuchen in die Durchflussmessapparatur eingebauten Durchflussproben als Filter mit einem richtungsabhängigen Strömungswiderstand approximiert, der gleichmäßig im gesamten Strömungsgebiet verteilt war. In der CFD-Analyse mit dem Element FLUID141 wurden demnach nicht die lokalen Strömungsverhältnisse in den Kapillarkanälen sondern die Summe ihrer mikroskopischen Einflüsse auf den Impulstransport in der Strömung betrachtet, aus der ein korrespondierender, makroskopischer Einfluss des C/C-Materials auf die Strömung in Form einer globalen Druckänderung in den Durchflussproben resultierte. In Übereinstimmung zu dieser Betrachtungsweise wurde im CFD-Modell nicht die Geschwindigkeit u der Strömung in den Kapillarkanälen, sondern die auf die gesamte geometrische Querschnittsfläche A_{tot} der Durchflussproben bezogene *Darcy*-Geschwindigkeit v als Strömungsgeschwindigkeit verwendet.

Die globale Druckänderung, die mit der modellierten, gleichmäßigen Verteilung des Strömungswiderstands künstlich in die Strömung eingebracht wurde, kann in der realen Strömung durch einen der folgenden Faktoren oder eine Kombination aus ihnen verursacht worden sein: dem Druckverlust infolge des Strömungswiderstands im porösen Medium, infolge der Trägheit der Strömung oder infolge von Reibung. Wie am Beispiel der folgenden Gleichung für den Druckgradienten in x -Richtung gezeigt wird, ist der Gesamtbetrag der Druckänderung gleich der Summe aus allen drei Faktoren, die jeweils einen der Summanden auf der rechten Seite der Gleichung darstellen:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \left(\frac{\mu}{\alpha_x} \cdot v_x + \frac{\rho}{\beta_x} \cdot |\mathbf{v}| v_x + \frac{f_x}{d_h} \cdot \rho \cdot |\mathbf{v}| v_x \right) \quad (7.1)$$

Die Größe f_x in Gleichung (7.1) ist ein dimensionsloser Reibungsfaktor, der auf den mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ der Strömungskanäle im porösen Medium bezogen wird. Der Wert des Reibungsfaktors wird im Lösungsalgorithmus von FLOTRAN mit der folgenden Gleichung berechnet:

$$f_x = a_x \cdot Re_{d_h}^{-b_x} \quad (7.2)$$

Gemäß Gleichung (7.2) ist der Reibungsfaktor eine Funktion der mit dem mittleren hydraulischen Durchmesser $\overline{d_h}$ gebildeten Reynolds-Zahl Re_{d_h} in der Strömung, deren lokaler Wert ebenfalls von FLOTRAN berechnet wird. Die im Lösungsalgorithmus von FLOTRAN zur Berechnung der Reynolds-Zahl Re_{d_h} verwendete Gleichung ist mit Gleichung (5.8) identisch. Die Definition des Reibungsfaktors in FLOTRAN entspricht der dimensionslosen Form der *Ergun*-Gleichung (5.55).

In Voruntersuchungen [73] zu den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Optimierungsrechnungen wurde der Einfluss des vom Reibungsfaktor f_x

bzw. von der Reynolds-Zahl Re_{d_h} abhängigen Terms in Gleichung (7.1), auf die numerische Berechnung des Druckgradienten $\partial p / \partial x$ bestimmt. Zusätzlich zu den beiden Permeabilitätskoeffizienten α_x und β_x in x -Richtung wurden in den Optimierungsrechnungen bei den Voruntersuchungen die Koeffizienten a_x und b_x aus Gleichung (7.2) als Designvariablen verwendet. Durch die Verwendung des dimensionslosen Koeffizienten a_x des Reibungsfaktors f_x als Designvariable, fiel der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ als freier Parameter weg, da jede Änderung von $\bar{d}_h$ in Gleichung (7.1) durch eine entsprechende Änderung von a_x kompensiert werden konnte. Unter diesen Umständen war der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ der Strömungskanäle keine Designvariable.

In Folge der Einführung von 4 Designvariablen α , β , a_x und b_x sowie der damit verbundenen Berücksichtigung des von der Reynolds-Zahl Re_{d_h} abhängigen Terms in Gleichung (7.1), wurde gegenüber der Beschränkung auf lediglich 2 freie Parameter α und β eine marginale Verringerung des Zielfunktionswerts erreicht. Der geringere Wert der Zielfunktion entsprach einer minimalen Verbesserung der Annäherung zwischen den berechneten und gemessenen Werten der Massenströme. Aufgrund des Vergleichs der Ergebnisse zwischen den Optimierungsrechnungen mit den 4 Designvariablen und den Optimierungsrechnungen mit nur den beiden Permeabilitätskoeffizienten als Designvariablen wurde festgestellt, dass der von der Reynolds-Zahl Re_{d_h} abhängige Term in Gleichung (7.1) keine signifikante Änderung bei der Berechnung des Druckgradienten $\partial p / \partial x$ bewirkt.

Unter dieser Voraussetzung konnte auf diesen Term für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Optimierungsrechnungen verzichtet werden, indem beim Schreiben des Programmcodes in der Eingabedatei `Cylop.ans` seine zugehörigen Koeffizienten a_x , b_x und $\bar{d}_h$ nicht gesetzt wurden. In diesem Fall ging Gleichung (7.1) in die *Forchheimer*-Gleichung (5.9) über, so dass die numerische Simulation des Druckgradienten der Strömung mittels der vereinfachten Form des Distributed Resistance Modules mit seiner theoretischen Beschreibung im *Forchheimer*-Modell übereinstimmte.

7.1.2.2. Geometrie des Berechnungsgebiets

Zur Festlegung der Geometrie des Berechnungsgebiets der CFD-Analyse wurde ein zweidimensionales, geometrisches Modell der Durchflussproben erstellt. Die Längsachse der zylindrischen Probenkörper wurde als Symmetrielinie definiert und in die x -Achse des kartesischen Koordinatensystems gelegt. Der Ursprung des Koordinatensystems war der Schnittpunkt der Zylinderlängsachse mit der Stirnfläche auf der Eintrittsseite der Durchflussproben. Durch die Definition der Zylinderlängsachse als Symmetrielinie musste das geometrische Modell der Durchflussproben nicht den gesamten Längsschnitt durch die Probenkör-

per abbilden, sondern die Modellierung eines Halbschnitts war ausreichend, um ein zweidimensionales, achsensymmetrisches Strömungsfeld zu generieren. Der Halbschnitt stellte die obere Hälfte des gesamten Längsschnitts dar, so dass die Symmetrielinie die untere Begrenzungslinie des geometrischen Modells bildete. Mit dieser Maßnahme konnte das Berechnungsgebiet des CFD-Modells halbiert werden, wodurch bei gleichbleibender Rechengenauigkeit der Rechenaufwand um die Hälfte reduziert wurde.

Zunächst wurden als „Keypoints (K)“ bezeichnete Koordinatenpunkte auf dem Rand des Modells definiert und mit Linien untereinander verbunden. Bei den Verbindungslinien, die aneinandergereiht die Ränder des Modells festlegten, handelte es sich um die sogenannten Begrenzungslinien. Die Verbindungslinien von immer jeweils 4 benachbarten Keypoints, welche die 4 Eckpunkte eines Vierecks bildeten, wurden aneinandergereiht, bis sie eine vierseitige Fläche einschlossen.

Das geometrische Modell der Durchflussproben wurde aus 6 Keypoints K_1 bis K_6 aufgebaut, deren Koordinaten mit den Abmessungen der C/C-Proben übereinstimmen, die in der Zusammenbauzeichnung von C/C-Probe und Probenhalter im Bild A.1 angegeben sind. Zwischen den 6 Keypoints wurden 7 gerade Linien L_1 bis L_7 gezogen. Alle Verbindungslinien bis auf die Linie L_2 waren Begrenzungslinien, d.h. die gegen den Uhrzeigersinn aneinandergereihten Linien L_1 , L_7 , L_6 , L_3 , L_4 und L_5 bildeten zusammen die jeweiligen Ränder des Modells. Die Linie L_2 diente als Trennlinie zwischen den beiden Flächen A_1 und A_2 . Die Linien L_3 und L_6 lagen auf der Innenkontur des Probenhalters, wobei die Linie L_6 deren 0,25 mm breiten, radialen Absatz repräsentierte. Den Rändern des Berechnungsgebiets bzw. den zugehörigen Begrenzungslinien wurden bestimmte Funktion zugeordnet, die in der Tabelle 7.1 zusammengefasst sind.

Tabelle 7.1.: Definition der Ränder des Berechnungsgebiets

Funktion	Begrenzungslinien
Symmetrielinie	L_1
Wand	L_3, L_6
Einströmrand	L_4, L_5
Ausströmrand	L_7

Bild 7.1 zeigt eine Skizze des geometrischen Modells mit allen Keypoints, Linien und Flächen, mittels denen die Geometrie des CFD-Modells festgelegt wurde.

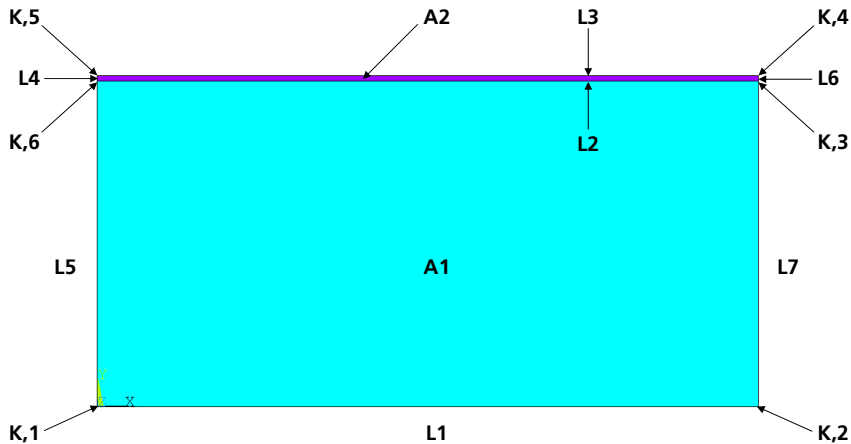


Bild 7.1.: Definition der zweidimensionalen Modellgeometrie

7.1.2.3. Diskretisierung des Berechnungsgebiets

Zur Diskretisierung des Berechnungsgebiets wurde es in Zellen unterteilt, die ein zusammenhängendes Netz bilden. In der hier durchgeführten CFD-Analyse wurde zur Diskretisierung der im Bild 7.1 skizzierten, zweidimensionalen Modellgeometrie ein strukturiertes Rechengitter mit ausschließlich vierseitigen Zellen bzw. 4-Knoten-Zellen generiert.

Bei der rechteckigen Modellgeometrie der Durchflussproben konnte die Größe der vierseitigen Zellen lokal leicht angepasst werden, um die in Strömungsrichtung variierenden Gradienten des Drucks und entsprechend auch der anderen Strömungsgrößen aufzulösen. Bezüglich des Drucks p_f in der Strömung durch die Durchflussproben wurde ein axialer Verlauf angenommen, der dem im Diagramm 6.12 (b) eingetragenen, theoretischen Druckverlauf $p_f(x)$ folgen sollte, der mit Gleichung (6.21) berechnet worden war. Abgeleitet vom theoretischen Druckverlauf ist der eindimensionale Druckgradient dp/dx in der Strömung entlang der x -Achse in den ersten Millimetern stromabwärts des Einströmrandes des numerischen Modells relativ klein und nimmt in Richtung des Ausströmrandes zu. Diese axiale Variation des Druckgradienten $(dp/dx) = f(x)$ resultiert aus der Wurzelfunktion für den theoretischen Druckverlauf $p_f(x)$ gemäß Gleichung (6.21).

Zur Anpassung des Rechengitters an die in Strömungsrichtung zunehmenden Gradienten der Strömungsgrößen, wurde vom Einströmrand des CFD-Modells bis hin zu seinem Ausströmrand eine kontinuierliche Stauchung der Zellenbreiten vorgenommen, so dass die nahe dem Ausströmrand liegenden Zellen ein

Verhältnis von Höhe zu Breite größer 1 aufwiesen. Damit wurde berücksichtigt, dass die Gradienten der Strömungsgrößen senkrecht zum Ausströmrand die korrespondierenden Gradienten parallel zu diesem um Größenordnungen übertrafen.

Zur Stauchung der Zellenbreiten in Strömungsrichtung wurden die parallel zur x -Achse verlaufenden drei Geometrielinien $L1$, $L2$ und $L3$ im Bild 7.1 in n Abschnitte unterteilt. Die Linien $L1$, $L2$ und $L3$ waren jeweils $L = 30$ mm lang und die Anzahl der Abschnitte betrug $NDIV = 400$. Zwischen der Länge des letzten Abschnitts $L(n = NDIV)$ und der Länge des ersten Abschnitts $L(n = 1)$ auf den Linien wurde das Teilungsverhältnis $SPACE$ mit dem Wert $(L(n = NDIV)/L(n = 1)) = 0,7$ eingeführt, mit dem die Länge $L(n)$ der Linienabschnitte zwischen dem Ein- und dem Ausströmrand linear abnahm. Bei der Diskretisierung der Modellgeometrie wurde aus den Längen $L(n)$ der Liniensegmente jeweils die Breite einer Zelle. Aus den Werten von L , $NDIV$ und $SPACE$ resultierte für die Breite der Zellen am Ein- und am Ausströmrand der jeweilige Wert: $L(n = 1) \approx 89 \mu\text{m}$ und $L(n = 400) \approx 62 \mu\text{m}$. Im Gegensatz zu den Abschnitten auf den Linien $L1$, $L2$ und $L3$, waren alle Abschnitte auf den parallel zur y -Achse verlaufenden Geometrielinien $L4$ bis $L7$ gleich lang. Aus den Längen der Abschnitte auf den Linien $L4$ bis $L7$ wurden bei der Diskretisierung der Modellgeometrie die Höhen der Zellen zwischen der Symmetrieachse und der Innenwand des Probenhalters, d.h. überall im Rechengitter betrugen die Höhen der Zellen $H \approx 83 \mu\text{m}$.

Mit der in diesem Paragraphen beschriebenen Art der Diskretisierung der Modellgeometrie wurde ein orthogonales Rechengitter generiert, d.h. ein strukturiertes Gitter in dem die Gitterlinien senkrecht aufeinander stehen. Das Rechengitter bestand aus insgesamt 72.000 rechteckigen Zellen und 72.581 Knoten.

7.1.2.4. Randbedingungen des Berechnungsgebiets

Die Randbedingungen basieren auf der Definition der Ränder in Tabelle 7.1. In Abhängigkeit ihrer individuellen Funktionen, wurden entlang der Ränder des Berechnungsgebiets 3 verschiedene Arten von Randbedingungen auf die zum jeweiligen Rand gehörenden Knoten des Rechengitters aufgebracht:

1. Symmetrierandbedingung
Die Geschwindigkeitskomponente der Strömung normal zur Symmetrielinie wurde zu Null gesetzt: $u_n = 0$.
2. Wandrandbedingung
Die undurchlässige Innenwand des Probenhalters stellte eine Begrenzung des Berechnungsgebiets dar, durch die kein Strömungsmedium austreten sollte. Allerdings wurde der entsprechende Rand des Berechnungsgebiets

zum Probenhalter als Bestandteil der Durchflussprobe betrachtet, d.h. dieser Rand des Berechnungsgebiets gehörte noch zur porösen Mikrostruktur. Die Haftung an der Wand erfolgte hier im Inneren der Mikrostruktur, die aber nicht explizit modelliert wurde. In jeder der zu diesem Rand gehörenden Zellen des Rechengitters waren eine Vielzahl von Poren beinhaltet. Eine Haftbedingung, die zur Ausbildung einer Grenzschicht führen sollte, war demzufolge hier nicht angebracht. Da unter dieser Voraussetzung an der Wand keine Haftbedingung erfüllt werden musste, wurde lediglich die Geschwindigkeitskomponente der Strömung normal zum Rand zu Null gesetzt: $u_n = 0$.

3. Strömungsrandbedingungen

Es wurden 2 Arten von Strömungsrandbedingungen verwendet: Druck- und Temperaturrandbedingungen. Da in den Durchflussversuchen ein Druckgefälle über den Durchflussproben aufgeprägt worden war, für das sich eine erzwungene Strömung durch die Proben eingestellt hatte, wurde in der CDF-Analyse ebenfalls ein axiales Druckgefälle im Berechnungsgebiet vorgegeben. Dazu wurde der Druck auf dem Ein- und Ausströmrand spezifiziert.

Die Aufteilung der Randbedingungen auf die in der Tabelle 7.1 definierten Ränder soll im Folgenden erläutert werden.

- **Einströmrand:**

Auf den Begrenzungslinien $L4$ und $L5$ wurden die im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemessenen Werte des Drucks $INPUT(1,i)$ und der Temperatur $INPUT(4,i)$ vorgegeben. Aus der Kombination aus Druck- und Temperaturrandbedingung berechnete FLOTRAN die Dichte am Einstömrand.

- **Ausströmrand:**

Auf der Begrenzungslinie $L7$ wurden die im Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur gemessenen Werte des Drucks $INPUT(2,i)$ vorgegeben. Weil die Druckwerte die Bedingung $INPUT(2,i) < INPUT(1,i)$ erfüllten, erkannte FLOTRAN automatisch diesen Rand als Ausströmrand, bzw. den gegenüberliegenden Rand als Einstömrand, und konnte daher selbstständig die Richtung der Strömung zwischen Ein- und Ausströmrand bestimmen.

- **Symmetrielinie:**

Da die Symmetrielinie $L1$ in der x -Achse des kartesischen Koordinatensystems lag, war die Komponente der Geschwindigkeit normal zum Rand identisch zu ihrer y -Komponente VY , so dass die Symmetrierandbedingung $VY = 0$ m/s lautete.

- Wand:

Der Rand zur Innenwand des Probenhalters erstreckte sich über die Begrenzungslinien $L3$ und $L6$, wobei die Linie $L3$ parallel zur x -Achse, die Linie $L6$ hingegen parallel zur y -Achse verlief. Daher lautete die Wandrandbedingung $VY = 0$ m/s auf der Linie $L3$ und $VX = 0$ m/s auf der Linie $L6$.

Tabelle 7.2 fasst die verwendeten Randbedingungen zusammen und nennt zudem die in der Rechnung verwendeten Werte. Ist kein Wert angegeben, so wird der Gradient der entsprechenden Größe automatisch zu Null gesetzt.

Tabelle 7.2.: Definition der Randbedingungen für das Strömungsmodell

Rand	Begrenzungs- linien	Randbedingungen		
		T_t [K]	p [Pa]	$\mathbf{v}$ [m/s]
Symmetrielinie	$L1$			$VY = 0$
Wand	$L3$			$VY = 0$
	$L6$			$VX = 0$
Einströmrand	$L4 + L5$	INPUT(4,i)	INPUT(1,i)	
Ausströmrand	$L7$		INPUT(2,i)	

Durch die Vorgabe der Druckrandbedingungen auf den Begrenzungslinien $L4$, $L5$ und $L7$, die parallel zur y -Achse verliefen, wurde dem Berechnungsgebiet ein Druckgradient in x -Richtung aufgeprägt, aus dem eine Vorzugsrichtung der Strömung zwischen dem Ein- und Ausströmrand parallel zur x -Achse resultieren sollte. Da die Begrenzungslinien $L1$ und $L3$ parallel zur x -Achse verliefen, sollte die auf ihnen gesetzte Geschwindigkeitsrandbedingung $VY = 0$ bewirken, dass die Geschwindigkeitskomponente der Strömung in Richtung der betreffenden Ränder gegenüber der Geschwindigkeitskomponente in die Vorzugsrichtung der Strömung vernachlässigt werden konnte. Lediglich im Bereich der Begrenzungslinie $L6$ war diese Vernachlässigung nicht mehr zutreffend, da die auf ihr gesetzte Geschwindigkeitsrandbedingung $VX = 0$ eine Umlenkung der Strömung in Richtung des Ausströmrandes bzw. quer zur Vorzugsrichtung verursachte. Auf die Auswirkung der Begrenzungslinie $L6$ auf die Strömung wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

Mit der Kombination aus der zylindrischen Geometrie der Probenkörper und dem Probenhalter, der ihre Umfangsfläche umhüllte und nur ihre Stirnflächen unbedeckt ließ, sollte bei der Durchführung der Durchflussversuche erreicht

werden, dass sich zwischen der Eintritts- und Austrittsstirnfläche der Durchflussproben eine überwiegend eindimensionale Strömung etablierte. Um diese Versuchsbedingung auf die numerische Simulation der Probendurchströmung zu übertragen, sollte mit der in diesem Abschnitt beschriebenen Kombination aus der rechteckigen Geometrie des Berechnungsgebiets, seiner achsparallelen Ausrichtung zum kartesischen Koordinatensystem und den Randbedingungen auf seinen Rändern, in der CFD-Analyse gleichfalls eine überwiegend eindimensionale Strömung parallel zur x -Achse generiert werden.

7.2. Ergebnisse der CFD-Analyse

In diesem Abschnitt werden die Druck- und Geschwindigkeitsfelder präsentiert und diskutiert, welche aus der numerischen Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit Wasserstoff als Durchflussmedium resultierten. Die hier vorgestellten numerischen Ergebnisse stellen eine Simulation der Strömung unter bestimmten Versuchsbedingungen dar, die in einem ausgewählten Durchflussversuch aus dieser Versuchsreihe geherrscht haben. In diesem Durchflussversuch wurde beim maximalen Wert des Drucks im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur von ca. $p_{\text{ein}} \approx 60$ bar, der maximale Wert der Druckdifferenz $\Delta p = (p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}})$ über der Probe von ca. $\Delta p_{\text{max}} \approx 50$ bar erreicht. Die Temperatur im Eintritts-Manifold betrug $T_{\text{ein}} \approx 284$ K und es wurde ein Massenstrom in der Strömung durch die Durchflussprobe von $\dot{m}_f \approx 0,0036$ kg/s gemessen. Dabei handelte es sich um den maximalen Wasserstoff-Massenstrom $\dot{m}_{\text{H}_2, \text{max}}$, der sich in den Durchflussversuchen eingestellt hatte.

Das Diagramm 7.1 zeigt das mit diesen Werten für die Druck- und Temperaturrandbedingungen berechnete Druckfeld der simulierten Strömung im Berechnungsgebiet. Im zweidimensionalen Druckfeld ist jedem Punkt im Berechnungsgebiet mittels der kartesischen (x, y) -Koordinaten der Druck $p_f(x, y)$ zugeordnet. Anhand der in der Legende des Diagramms farbcodierten Werte, lässt sich im Druckfeld die erwartete graduelle Abnahme des Drucks $p_f(x, y)$ entlang der x -Achse vom Ein- in Richtung Ausströmrand nachvollziehen, die sich als Folge der auf diesen beiden Rändern gesetzten Druckrandbedingungen einstellte. Demgegenüber lässt sich bei konstanten Werten des x -Achsenabschnitts keine sichtbare Änderung der $p_f(x, y)$ -Werte in y -Richtung feststellen, so dass die Abhängigkeit des Drucks von der y -Position im Berechnungsgebiet vernachlässigbar zu sein scheint: $p_f \neq f(y)$. Das in der CFD-Analyse generierte Druckfeld erfüllte demzufolge die Voraussetzung für eine eindimensionale Strömung in x -Richtung, die mit den im Paragraph 7.1.2.4 beschriebenen Randbedingungen im Berechnungsgebiet erzeugt werden sollte.

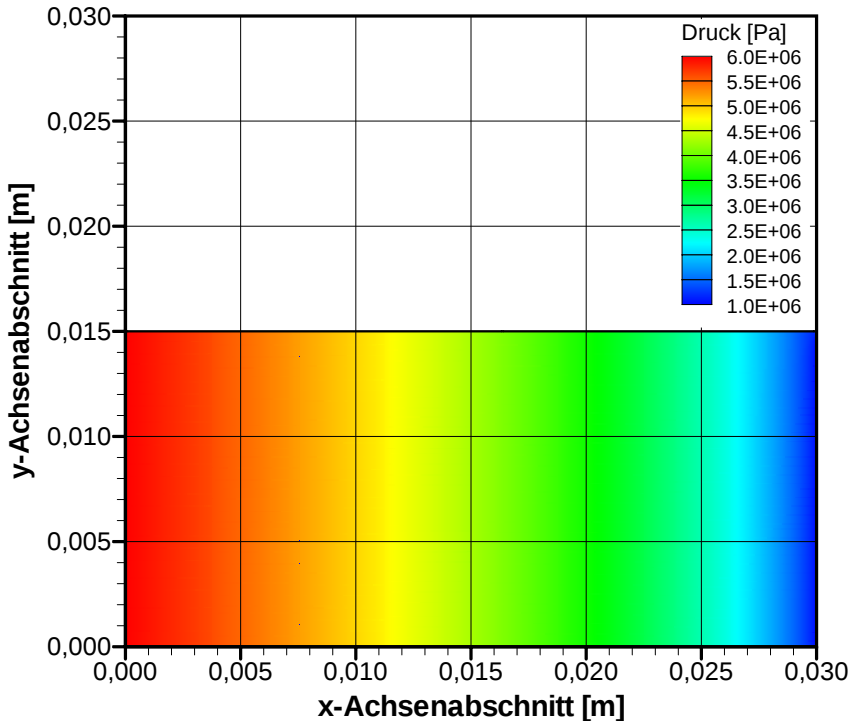


Diagramm 7.1: *Druckfeld aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit H_2 als Durchflussmedium*

Da der Druck im Druckfeld keine Funktion der y -Position war, $p_f \neq f(y)$, trat entlang beliebiger Gitterlinien mit konstanter y -Koordinate jeweils immer der gleiche axiale Druckverlauf $p_f(x)$ in x -Richtung auf. Um diesen Druckverlauf zu bestimmen, wurden aus dem Druckfeld alle Werte des Drucks auf der y -Achse aussortiert, d.h. alle Werte mit der y -Koordinate $y = 0$. Aus diesen Werten wurde exemplarisch der numerische Druckverlauf $p_f(x, y = 0)$ gebildet, der die simulierte Strömung repräsentierte, welche aus den am Ein- und Ausströmrand jeweils vorgegebenen Randbedingungen resultierte. Die reale Strömung wurde vom experimentellen Druckverlauf $p_f(x)$ repräsentiert, der bei den betreffenden Versuchsbedingungen des hier betrachteten Durchflussversuchs aus dieser Versuchsreihe aufgezeichnet wurde. Dabei handelte es sich um den im Diagramm 6.13 eingetragenen Druckverlauf, der sich bei einem Massenstrom von $\dot{m}_f = 0,0036$ kg/s eingestellt hatte.

Der numerische Druckverlauf $p_f(x, y = 0)$ eignete sich folglich als Vergleichsmaßstab, anhand dem der Grad der Übereinstimmung zwischen der simulierten und der realen Strömung durch die Durchflussprobe überprüft werden konnte. Um die numerischen und experimentellen Druckverläufe miteinander vergleichen zu können, wurden sie beide gemeinsam in das Diagramm 7.2 eingetragen. Aus Vergleichsgründen wurde zusätzlich der theoretische Druckverlauf in das Diagramm mit aufgenommen, der nach dem *Forchheimer-Modell* gemäß Gleichung (6.21) mit den Messwerten des Massenstroms $\dot{m}_f = 0,0036 \text{ kg/s}$ und des Drucks $p_{\text{aus}} = 1015068,5 \text{ Pa}$ im Austritts-Manifold der Durchflussmessapparatur berechnet worden war.

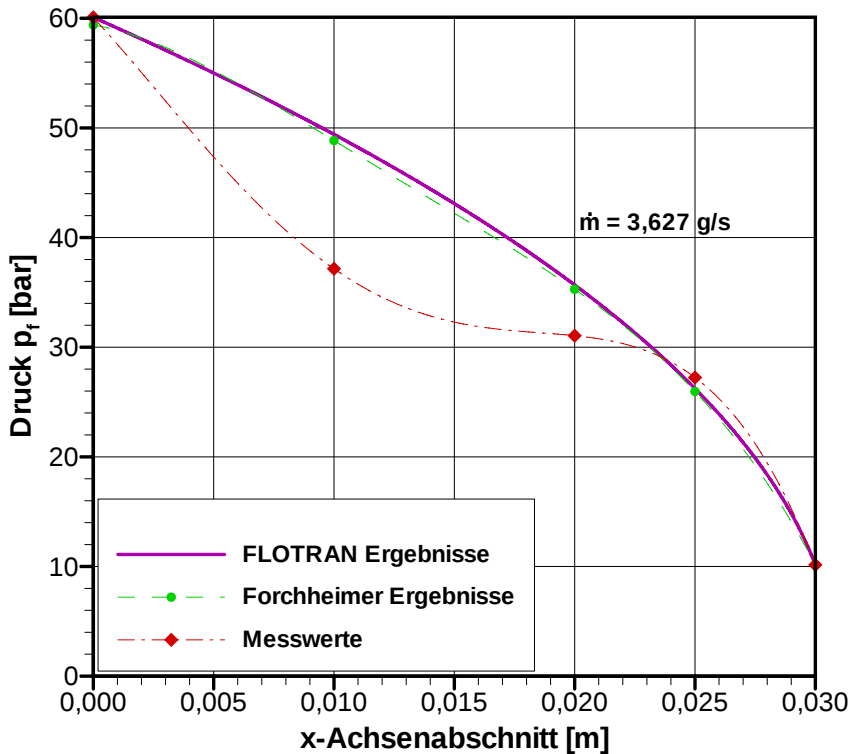


Diagramm 7.2: Vergleich der numerischen, theoretischen und experimentellen Ergebnisse für den axialen Druckverlauf $p_f(x)$ in der Strömung entlang der x -Achse

Aus dem Vergleich der Druckverläufe im Diagramm 7.2 geht hervor, dass eine exakte Übereinstimmung zwischen dem experimentellen und dem numerischen Druckverlauf nur am Ein- und Ausströmrand erreicht werden konnte, wo die

korrespondierenden Messwerte aus den Durchflussversuchen als Druckrandbedingungen vorgegeben wurden. Innerhalb der Durchflussprobe zeigen sich insbesondere zwischen den Messwerten an den beiden Messstellen OM-PK-1 und OM-PK-2 und den numerischen Werten des Drucks an den korrespondierenden x -Koordinaten $x = 0,01$ m und $x = 0,02$ m signifikante Unterschiede. Die maximale Abweichung tritt bei $x = 0,01$ m auf, wo der gemessene Druckwert ca. 12,27 bar bzw. 33 % kleiner als der numerische Wert des Drucks ist.

Hingegen sind der theoretische und der numerische Druckverlauf weitestgehend deckungsgleich. Dies beweist zum einen die gute Übereinstimmung zwischen der theoretischen Beschreibung des Druckgradienten der Strömung durch poröse Medien im *Forchheimer*-Modell und seiner numerischen Simulation mittels der vereinfachten Form des Distributed Resistance Modules, die im Paragraph 7.1.2.1 beschrieben wurde. Zum anderen bedeutet dies aber auch, dass die Abweichung zwischen dem experimentellen und dem numerischen Druckverlauf mit derjenigen zwischen dem experimentellen und dem theoretischen Druckverlauf im Diagramm 6.12 identisch ist. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Abweichung in beiden Fällen auf die laminare Einlaufstrecke der Strömung zurückzuführen ist, die sowohl im *Forchheimer*- als auch im CFD-Modell nicht berücksichtigt wird. Im Paragraph 6.4.4.5 wurde vermutet, dass sich in den Durchflussversuchen die laminare Einlaufstrecke von der Eintrittsstirnfläche in etwa über dem ersten Drittel der Probenkörper bis in den Bereich der x -Position der Messstelle OM-PK-1 erstreckte. Erst im Bereich zwischen den x -Positionen der Messstellen OM-PK-1 und OM-PK-2 hätte demzufolge eine Transition der Strömung von der laminaren zur laminar-turbulenten Übergangsströmung stattgefunden.

Da das *Forchheimer*-Modell nur im Bereich der laminar-turbulenten Übergangsströmung gültig ist, hätte der Druckverlauf im Bereich der laminaren Einlaufstrecke der Strömung mit dem *Darcy*-Modell berechnet werden müssen. Mit dem vom *Darcy*-Modell vorhergesagten linearen Druckgradienten dp/dx in der Strömung wäre eine bessere Übereinstimmung zum ungefähr linearen Abfall des experimentellen Druckverlaufs im ersten Drittel der Probenkörper unmittelbar stromabwärts der Eintrittsstirnfläche erreicht worden. Durch die Berechnung des Druckverlaufs nach dem *Forchheimer*-Modell mittels der vereinfachten Form des Distributed Resistance Modules wurde hingegen der Druckabfall im Bereich der laminaren Einlaufstrecke unterschätzt (vgl. Diagramm 6.12), so dass die numerischen Druckwerte größer als die Druckmesswerte an den Messstellen OM-PK-1 und OM-PK-2 sind.

Als Alternative wäre nur eine numerische Simulation der Strömung unter Verwendung des *Darcy*-Modells im gesamten Berechnungsgebiet möglich gewesen, für die beim Schreiben des Programmcodes in der Eingabedatei *Cylop.ans* für den Wert des *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α der Wert des *Darcy*-

Permeabilitätskoeffizienten k eingegeben und der Trägheits-Permeabilitätskoeffizient β auf den Wert „Unendlich“ gesetzt hätte werden müssen. In diesem Fall geht Gleichung (7.1) in die *Darcy*-Gleichung (2.8) über, so dass die numerische Simulation des Druckgradienten der Strömung mittels der vereinfachten Form des Distributed Resistance Modules mit seiner theoretischen Beschreibung im *Darcy*-Modell übereinstimmt. Eine Kombination unter Verwendung des *Darcy*-Modells zur numerischen Simulation der laminaren Einlaufströmung und des *Forchheimer*-Modells zur Simulation der laminar-turbulenten Übergangsströmung im restlichen Bereich des Berechnungsgebiets, stromabwärts eines angenommenen Transitionspunkts zwischen den x -Positionen der Messstellen OM-PK-1 und OM-PK-2, war in FLOTRAN nicht möglich.

Die Voraussetzung für eine Kombination der beiden Modelle bei der numerischen Simulation der Strömung durch ein poröses Medium ist die Definition von unterschiedlichen porösen Materialien in zwei verschiedenen Bereichen des Berechnungsgebiets. So kann dem Bereich, in dem eine laminare Strömung vorausgesetzt wird, der *Darcy*-Permeabilitätskoeffizient k zugewiesen werden, während in dem anderen Bereich, in dem von einer laminar-turbulenten Übergangsströmung ausgegangen wird, der *Forchheimer*- und der Trägheits-Permeabilitätskoeffizient α und β eingegeben werden. Eine Unterteilung des Berechnungsgebiets in zwei oder mehr Bereiche mit unterschiedlichen porösen Materialien bzw. Materialeigenschaften, d.h. in diesem Fall mit verschiedenen Werten der Permeabilitätskoeffizienten, ist in FLOTRAN nicht vorgesehen.

Auf die alternative Vorgehensweise einer numerischen Simulation der Strömung unter Verwendung des *Darcy*-Modells im gesamten Berechnungsgebiet ist in der vorliegenden Arbeit verzichtet worden, da bei den großen Druckgefällen über den Durchflussproben davon ausgegangen wurde, dass der Bereich der laminar-turbulenten Übergangsströmung im Berechnungsgebiet überwiegt. Aus diesem Grund gibt es in diesem Abschnitt neben dem im Diagramm 7.1 gezeigten Druckfeld, das aus der Simulation der Strömung im Berechnungsgebiet auf Basis des *Forchheimer*-Modells folgte, keine vergleichbare Auftragung des Druckfeldes, wie es aus einer CFD-Analyse unter Verwendung des *Darcy*-Modells resultiert hätte.

Die in diesem Abschnitt präsentierten Druck- und Geschwindigkeitsfelder gehörten zur selben numerischen Lösung der Strömung im Berechnungsgebiet. Analog zu dem im Diagramm 7.1 eingetragenen Druckfeld konnte daher davon ausgegangen werden, dass das Geschwindigkeitsfeld im Berechnungsgebiet gleichfalls die Voraussetzung für eine weitestgehend eindimensionale Strömung parallel zur x -Achse erfüllte, gemäß der im gesamten Feld die Relation $(VY/VX) \approx 0$ zwischen den Geschwindigkeitskomponenten der Strömung in x - und y -Richtung bestand. Unter dieser Voraussetzung entspricht die Größe VX der Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung an jedem Punkt (x, y)

im Geschwindigkeitsfeld näherungsweise dem Betrag des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}(x, y)$ der Strömung, d.h. $VX(x, y) \approx |\vec{v}(x, y)|$. Die Geschwindigkeit v der Strömung im CFD-Modell war die *Darcy*-Geschwindigkeit (vgl. Paragraph 7.1.2.1).

Um zu überprüfen, ob diese Voraussetzung auf das in der CFD-Analyse im Berechnungsgebiet generierte Geschwindigkeitsfeld zutrifft, zeigt Diagramm 7.3 eine vektorielle Darstellung $\vec{v}(x, y)$ der *Darcy*-Geschwindigkeit. Im Vektorfeld wurden die Richtungen und Beträge der Vektoren $\vec{v}(x, y)$ durch Vektorpfeile angedeutet. Aus Anschaulichkeitsgründen wurden nur ein geringer Teil der zu den 72.581 Knoten des Rechengitters gehörenden Geschwindigkeitsvektoren in das Diagramm 7.3 eingetragen. Am Vektorfeld lässt sich daher lediglich ein Trend für die Ausbreitungsrichtung der Strömung erkennen.

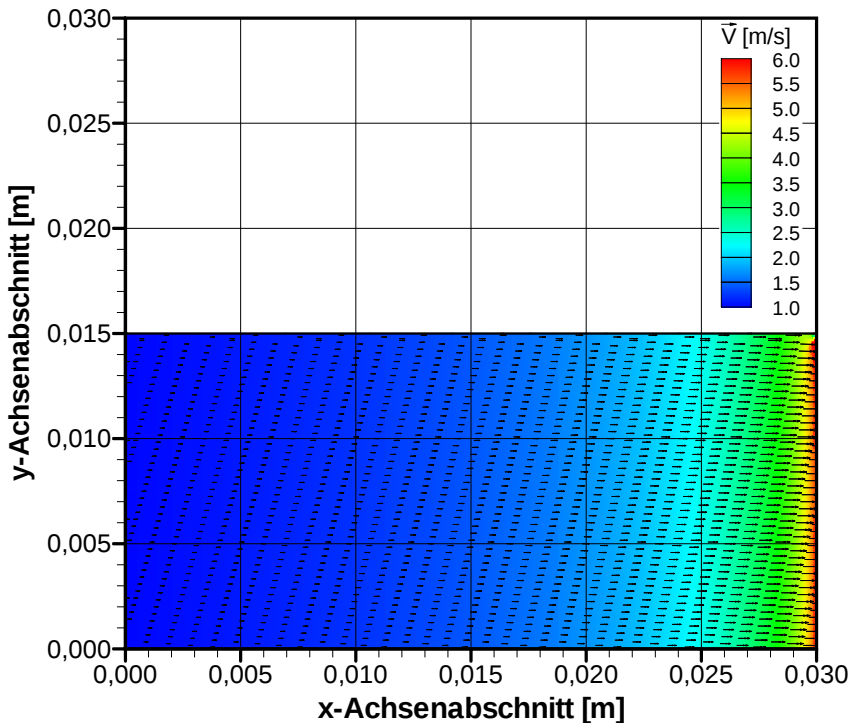


Diagramm 7.3: Feld der Vektoren der Darcy-Geschwindigkeit ($\vec{v}(x, y)$) aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit H_2 als Durchflussmedium

Da alle im Diagramm 7.3 abgebildeten Vektorpfeile parallel zur x -Achse orientiert waren, verlief die in der CFD-Analyse berechnete Strömung tendenziell

ausschließlich in die x -Richtung, was als Beleg für einen weitestgehend ein-dimensionalen Strömungsverlauf im Berechnungsgebiet diente.

Lediglich an der von den beiden Begrenzungslinien $L3$ und $L6$ gebildeten Ecke im Berechnungsgebiet waren die Vektorpfeile leicht in die negative y -Richtung geneigt. Diese Ecke der Modellgeometrie repräsentierte den 0,25 mm breiten, radialen Wandabsatz in der zylindrischen Innenwand des Probenhalters, an der im Versuchsbetrieb die Durchflussprobe mit ihrer Austrittsstirnfläche anlag. Wie im Paragraph 7.1.2.2 erläutert wurde, war dieser Wandabsatz in der Modellgeometrie durch die vertikale Begrenzungslinie $L6$ berücksichtigt worden, die einen im Verhältnis zum anschließenden Ausströmrand winzigen Abschnitt des rechten Rands des Berechnungsgebiets bildete. Da auf der Linie $L6$ die Randbedingung $VX = 0$ m/s aufgebracht wurde, war dieser Randabschnitt für die Strömung undurchlässig. In Folge dessen stand nicht mehr der gesamte rechte Rand des Berechnungsgebiets für die Strömung zur Verfügung, sondern der Strömungsquerschnitt reduzierte sich auf den Ausströmrand, so dass die Querschnittsfläche der Strömung eingeschnürt wurde. Der durch die Begrenzungslinie $L6$ gebildete Rand stellte somit eine unstetige Querschnittsverengung ähnlich einer, in eine Rohrleitung eingebauten Blende dar. Analog zur Blende bewirkte die unstetige Querschnittsverengung unmittelbar stromaufwärts ihres Auftretens im Berechnungsgebiet eine starke Kontraktion der Strömung in Richtung des Ausströmrandes.

Die Wirkung dieser Kontraktion stromaufwärts des Ausströmrandes war auf die Strömung entlang der horizontalen Begrenzungslinie $L3$ des Berechnungsgebiets begrenzt, die am Keypoint $K,4$ auf die vertikale Begrenzungslinie $L6$ traf (vgl. Bild 7.1). Bevor die parallel zur Linie $L3$ verlaufende Strömung auf die Linie $L6$ stieß, musste sie in Richtung des Ausströmrandes umgelenkt werden, d.h. das Strömungsmedium musste von der Linie $L3$ aus in die negative y -Richtung strömen. Durch die Strömungsumlenkung entstanden folglich negative Werte der Geschwindigkeitskomponente $VY(x, y)$ im Geschwindigkeitsfeld, deren Beträge mit abnehmendem Abstand der Strömung zur Linie $L6$ immer größer wurden.

Bei einer lokalen Betrachtung des Geschwindigkeitsfelds wurde festgestellt, dass der Anteil am Berechnungsgebiet, in dem eine signifikante Auswirkung der Einschnürung der Querschnittsfläche auf die Strömung auftrat, auf den Randbereich mit den Koordinaten $x > 0,0296$ m und $y > 0,0144$ m begrenzt war. Demzufolge übte die Kontraktion der Strömung in Richtung des Ausströmrandes auf den überwiegenden Bereich des Berechnungsgebiets mit den Koordinaten $x \leq 0,0296$ m und $y \leq 0,0144$ m keinen bzw. nur einen geringfügigen Einfluss aus. Unter diesen Umständen konnte bezogen auf das gesamte Berechnungsgebiet die y -Komponente der Darcy-Geschwindigkeit im Verhältnis zu ihrer x -Komponente in guter Näherung vernachlässigt werden, so dass das in der CFD-

Analyse generierte Geschwindigkeitsfeld die Voraussetzung $(VY/VX) \approx 0$ für eine eindimensionale Strömung in x -Richtung weitestgehend erfüllt.

Aus diesem Grund folgte die Geschwindigkeitskomponente VX dem im Paragraph 6.4.4.5 postulierten, theoretischen Verlauf $v(x)$ der *Darcy*-Geschwindigkeit in x -Richtung, wie er in einer eindimensionalen Strömung durch die Durchflussprobe gemäß Gleichung (6.18) erwartet werden konnte. Da außerdem Gleichung (6.18) bei der Herleitung von Gleichung (6.21) des theoretischen Druckverlaufs $p_f(x)$ verwendet wurde, der wir beschrieben mit dem numerischen Druckverlauf weitestgehend deckungsgleich ist, konnte in diesem Fall von einer ähnlich guten Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem numerischen Verlauf $v(x)$ der *Darcy*-Geschwindigkeit in x -Richtung ausgegangen werden. Gemäß Gleichung (6.18) nimmt die *Darcy*-Geschwindigkeit v in der Strömung durch die Durchflussproben mit dem konstanten Massenstrom $\dot{m}_f$, der sich im jeweiligen Durchflussversuch einstellte, proportional zur Abnahme der Dichte ρ_f bzw. des Drucks p_f zu. Korrespondierend zu der graduellen Abnahme der numerischen Werte des Drucks $p_f(x, y)$ in Strömungsrichtung, die anhand der Legende im Diagramm 7.1 verfolgt werden kann, nahmen umgekehrt die numerischen Werte der Geschwindigkeitskomponente $VX(x, y)$, analog zu den theoretischen Werten der *Darcy*-Geschwindigkeit $v(x)$, mit zunehmendem x -Achsenabschnitt zwischen Ein- und Ausströmrand stetig zu.

Diagramm 7.4 zeigt das berechnete, zweidimensionale Feld der Geschwindigkeitskomponente $VX(x, y)$ für jeden Punkt (x, y) im Berechnungsgebiet. Gemäß der in der Legende des Diagramms farbcodierten VX -Werte wies die Strömung ihre geringste Geschwindigkeit am Einströmrand auf, wo die Werte der Geschwindigkeitskomponente im Bereich von ca. $VX(x, y) \approx 1$ m/s lagen. Die größten Werte der Geschwindigkeitskomponente wurden hingegen am Ausströmrand erreicht, wo sie ca. $VX(x, y) \approx 6$ m/s betrugen. Anhand des Farbverlaufs im Diagramm lässt sich die beschriebene graduelle Zunahme der numerischen Geschwindigkeitskomponente $VX(x, y)$ entlang der x -Achse in Strömungsrichtung bzw. in Richtung des Ausströmrandes nachvollziehen. Bei konstanten Werten des x -Achsenabschnitts lässt sich keine sichtbare Änderung der $VX(x, y)$ -Werte in y -Richtung feststellen, so dass die Abhängigkeit der Geschwindigkeitskomponente von der y -Position in der Durchflussprobe vernachlässigbar zu sein scheint: $VX \neq f(y)$.

Sowohl das im Diagramm 7.4 gezeigte Geschwindigkeitsfeld als auch das im Diagramm 7.1 eingetragene Druckfeld wurde jeweils mit den Extremwerten der Randbedingungen berechnet, d.h. mit dem maximalen Wert des Druck im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur von ca. $p_{\text{ein}} \approx 60$ bar und dem maximalen Wert der Druckdifferenz $\Delta p = (p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}})$ über der Probe von ca. $\Delta p_{\text{max}} \approx 50$ bar. Bei den genannten Werten der Geschwindigkeitskomponente $VX(x, y)$ handelt es sich folglich um die größten Werte der *Darcy*-Geschwin-

digkeit, die in der eindimensionalen Strömung durch die Durchflussprobe mit Wasserstoff als Durchflussmedium auftraten.

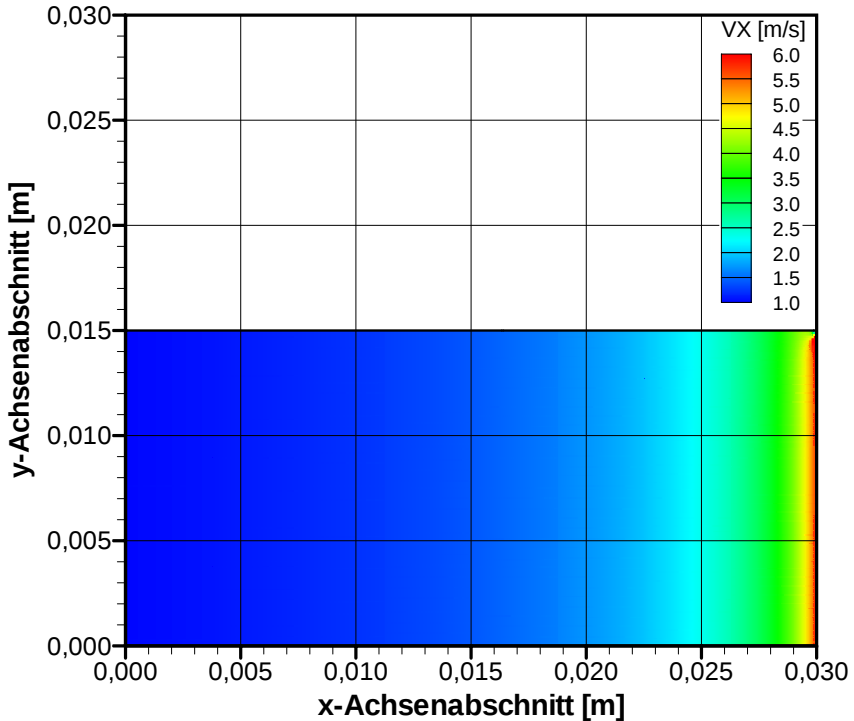


Diagramm 7.4: Feld der x -Komponente der Darcy-Geschwindigkeit ($VX(x, y)$) aus der CFD-Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration mit H_2 als Durchflussmedium

Das Berechnungsgebiet wurde per Definition von einer adiabaten Wand begrenzt, so dass die Strömung über die Wand weder Wärme an die Umgebung abführen, noch ihr von der Umgebung Wärme zugeführt werden konnte. Da außerdem auf die Definition einer Haftbedingung an der Wand verzichtet wurde, entfiel die Berücksichtigung einer Wandgrenzschicht und der von ihr verursachten Reibungsarbeit. Aufgrund der Vernachlässigung der Reibungsarbeit wurde im CFD-Modell ebenfalls die Dissipation von kinetischer in thermische Energie an der Wand nicht berücksichtigt. Gemäß des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik wurde demzufolge in der CFD-Analyse mit einer isenthalpen Zustandsänderung gerechnet.

In der numerischen Analyse der Strömung durch die Durchflussprobe wurde konsequenterweise nur die vollständige Umwandlung von kinetischer in ther-

mische Energie bei konstanter Totalenthalpie h_t in einer isenthalpen Strömung betrachtet, d.h. für $dh_t = 0$, wie sie aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt. Nach den Diagrammen 7.4 und 7.3 nahm die *Darcy*-Geschwindigkeit in der simulierten Strömung durch die Durchflussprobe zwischen ihrem Ein- und Austritt um maximal $\Delta v = 5$ m/s zu, und zwar von $v_{\text{ein}} = 1$ m/s am Einströmrand auf $v_{\text{aus}} = 6$ m/s am Ausströmrand. Der eher geringen Zunahme der Geschwindigkeit in der Strömung zwischen ihrem Eintritt in und ihrem Austritt aus der Durchflussprobe stand eine große spez. Wärmekapazität des Wasserstoffs gegenüber, deren Wert ($c_{p, H_2} = 14400$ J/(kg K)) bei der Programmierung der Stoffeigenschaften des Strömungsmediums im CFD-Modell als Parameter in das Programm Cylop eingegeben wurde.

Für die isenthalpe Zustandsänderung in der Strömung folgt aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, bei einem Wert der spez. Wärmekapazität von 14400 J/(kg K) und einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit von $\Delta v = 5$ m/s, eine rechnerische Änderung der Temperatur in der Strömung von $\Delta T \approx 0,001$ K, d.h. die Temperaturänderung war vernachlässigbar. Unter dieser Voraussetzung änderte sich die Temperatur stromabwärts des Einströmrandes nicht. Im gesamten Temperaturfeld lag eine uniforme Temperatur vor, deren Wert mit dem der Temperaturrandbedingung auf dem Einströmrand identisch war. Daher wurde an dieser Stelle auf die Betrachtung des Temperaturfelds verzichtet.

7.3. Konvergenzstudie

Bei der CFD-Analyse wurde der iterative Lösungsalgorithmus von FLOTRAN eingesetzt, mit dem die grundlegenden Differentialgleichungen, die den konvektiven Impuls-, Wärme- und Stofftransport in der Strömung beschreiben, sukzessive gelöst werden konnten. Eine sukzessive Lösung aller zugehörigen Transportgleichungen wird als globale Iteration aufgefasst. Nach jeder globalen Iteration wurden die druck- und temperaturabhängigen Stoffwerte neu berechnet und die nächste Iteration konnte gestartet werden.

Aufgrund der Verwendung eines iterativen Lösungsverfahrens musste die Rechnung durch ein festgelegtes Abbruchkriterium beendet werden, das zu einer numerischen Lösung mit der gewünschten Genauigkeit führte. Das am einfachsten zu setzende Kriterium war der Abbruch des Lösungsprozesses nach der Absolvierung einer maximalen Anzahl von globalen Iterationen (Iterationszahl). Da aber die zum Erreichen der gewünschten Genauigkeit der Lösung erforderliche Iterationszahl erst im Zuge der Rechnung festgestellt werden konnte, sollte ein sinnvolles Abbruchkriterium den individuellen Lösungsprozess betrachten und daraus selbst einen geeigneten Abbruchzeitpunkt ableiten. Ein solches Kri-

terium ist der Konvergenzmonitor, der in der hier durchgeführten CFD-Analyse zum Abbruch des Lösungsprozesses verwendet wurde.

7.3.1. Konvergenzmonitor

Der Konvergenzmonitor kann vereinfacht als Maß für die mittlere relative Änderung der Lösung von einem Iterationsschritt zum nächsten verstanden werden. Er erfasst in einem einzigen Wert die Lösungen auf allen n Knoten im gesamten Berechnungsgebiet. Für alle n Knoten mit der jeweiligen Knotennummer i lautet der allgemeine Konvergenzmonitor ϕ_w^k für den Freiheitsgrad w und die Iteration k :

$$\phi_w^k = \frac{\sum_{i=1}^n |w_i^k - w_i^{k-1}|}{\sum_{i=1}^n |w_i^k|} \quad (7.3)$$

Für die Anwendung des Konvergenzmonitors musste jedem Freiheitsgrad ein individueller Wert des Konvergenzmonitors zugewiesen werden, bei dem es sich um die sogenannte Konvergenzschranke handelte. Bei Unterschreiten der Konvergenzschranken für alle Freiheitsgrade wurde die Rechnung vor dem Erreichen der maximalen Iterationszahl beendet.

7.3.2. Freiheitsgrade

Das im Paragraph 7.1.2.1 vorgestellte FLOTRAN CFD-Element FLUID141 benötigt 7 Freiheitsgrade, um eine Strömung vollständig charakterisieren zu können. Diese sind die drei Geschwindigkeitskomponenten VX , VY und VZ , sowie der Druck $PRES$, die Temperatur $TEMP$, die turbulente kinetische Energie $ENKE$ und die turbulente kinetische Energiedissipation $ENDS$.

Mit dem FLOTRAN CFD-Element FLUID141 wurde das Verhalten der Strömung durch die Durchflussproben mittels des Distributed Resistance Modules approximiert, welches den makroskopischen Einfluss der porösen Mikrostruktur auf den Impulstransport in der Strömung modellierte. Eine zusätzliche Berücksichtigung von Turbulenz im CFD-Modell hätte die Beschreibung dieses Strömungsverhaltens verfälscht, so dass auf die Aktivierung der Turbulenzmodellierung im Berechnungsgebiet verzichtet wurde. Aus diesem Grund entfielen die beiden Freiheitsgrade $ENKE$ und $ENDS$. Da außerdem vom CFD-Modell lediglich ein zweidimensionales Strömungsfeld in der x, y -Ebene generiert wurde, fiel ebenfalls die z -Komponente der Strömungsgeschwindigkeit, VZ , als Freiheitsgrad weg. Somit verblieben die 4 Freiheitsgrade VX , VY , $PRES$ und $TEMP$.

7.3.3. Konvergenz

Die mit jeder globalen Iteration erreichten Werte des Konvergenzmonitors pro Freiheitsgrad wurden von FLOTRAN in der Ausgabedatei Cylop.out ausgegeben. Zum Abbruch des Lösungsprozesses mussten die individuellen Werte des Konvergenzmonitors sämtlicher Freiheitsgrade die jeweils spezifizierte Konvergenzschranke unterschreiten. Das Diagramm 7.5 zeigt beispielhaft den Verlauf der Konvergenzmonitore der 4 Freiheitsgrade VX , VY , $PRES$ und $TEMP$ über der Iterationszahl, deren Werte bei der CFD-Analyse des Durchflussversuchs aufgezeichnet wurden, der für die Diskussion der numerischen Strömungslösung im Abschnitt 7.2 ausgewählt worden war. Die in dieser CFD-Analyse verwendeten Werte der Permeabilitätskoeffizienten α und β wurden der Tabelle 7.3 entnommen, in der die Ergebnisse der Optimierungsrechnung zusammengefasst worden sind. Demzufolge wurde sie mit Permeabilitätskoeffizienten durchgeführt, deren Werte bereits optimal an die Versuchsbedingungen angepasst waren.

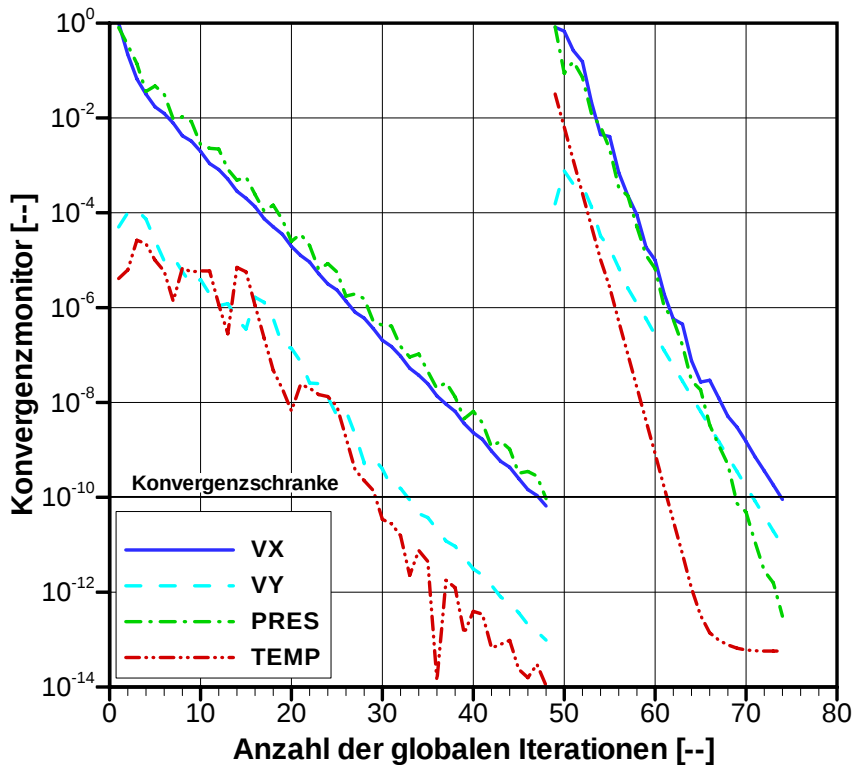


Diagramm 7.5: Verlauf der Konvergenz bei der Strömungsberechnung

Die CFD-Analyse war in zwei Abschnitte unterteilt, die sich durch wechselnde Randbedingungen auf dem Ein- und Ausströmrand voneinander unterscheiden. Der Zweck dieser Unterteilung war es, im ersten Abschnitt mit speziell ausgewählten Druck- und Temperaturrendbedingungen am Ein- und Ausströmrand eine Initiallösung der Strömung zu berechnen. Diese Randbedingungen repräsentierten Versuchsbedingungen, wie sie bei den eher moderaten Durchflussversuchen geherrscht haben, d.h. bei den Versuchen mit dem kleinsten Wert des Drucks im Eintritts-Manifold der Durchflussmessapparatur von ca. $p_{\text{ein}} \approx 10$ bar. Es wurde davon ausgegangen, dass unter diesen als unkritisch angesehenen Randbedingungen, die Rechnung in verhältnismäßig wenigen globalen Iterationen konvergieren würde. Die tatsächliche Iterationszahl, die zum Erreichen einer Initiallösung mit der gewünschten Genauigkeit erforderlich war, kann im Diagramm 7.5 abgelesen werden. Am schnellsten konvergierten die Geschwindigkeitskomponente VY und die Temperatur, während sowohl die Geschwindigkeitskomponente VX als auch der Druck erst nach 48 globalen Iterationen die Konvergenzschranke von $1,0 \cdot 10^{-10}$ unterschritten.

Die im ersten Abschnitt berechnete Initiallösung der Strömung wurde im zweiten Abschnitt der CFD-Analyse weiterverwendet, in dem ihr neue Druck- und Temperaturrendbedingungen am Ein- und Ausströmrand aufgeprägt wurden. Bei diesen Randbedingungen handelte es sich um die tatsächlichen Versuchsbedingungen des jeweiligen Durchflussversuchs, für welche im zweiten Abschnitt der Durchlauf des Lösungsalgorithmus von FLOTTRAN wiederholt wurde. Da der zweite Durchlauf des Lösungsalgorithmus (bzw. alle folgenden Durchläufe für die restlichen Messpunkte der Versuchsreihe) auf eine existierende Strömungslösung aufbaute(n), konnte auch unter Randbedingungen, welche zu den Extremwerten der Versuchsbedingungen gehörten, die Lösung in verhältnismäßig wenigen zusätzlichen globalen Iterationen konvergieren.

Im Fall der CFD-Analyse des hier betrachteten Durchflussversuchs, für die der Konvergenzverlauf ihrer Lösung im Diagramm 7.5 dargestellt wurde, waren nach dem Wechsel der Druck- und Temperaturrendbedingungen am Ein- und Ausströmrand nur noch 26 weitere globale Iterationen erforderlich, um erneut eine Lösung mit der gewünschten Genauigkeit zu erreichen. Der Wechsel der Randbedingungen ist im Diagramm 7.5 an der Diskontinuität in den Verläufen der Konvergenzmonitore bei der Iterationszahl 48 zu erkennen, bei der die Werte zunächst zurück auf ihr Anfangsniveau springen.

Im Anschluss an diese Diskontinuität sinken vor allem die Werte der Konvergenzmonitore des Drucks und der Temperatur nach relativ wenigen globalen Iterationen wieder unter die Konvergenzschranke. Die beiden Geschwindigkeitskomponenten benötigten im Vergleich zum Druck und der Temperatur etwas länger zum Konvergieren. Als letzte von den 4 Freiheitsgraden konvergierte die

Geschwindigkeitskomponente V_X , deren Konvergenzmonitor erst bei der Iterationszahl 74 die Konvergenzschranke von $1,0 \cdot 10^{-10}$ unterschritt.

Nach der Diskontinuität beim Wechsel der Randbedingungen gingen alle Konvergenzmonitore in einen stetig abfallenden Verlauf über. Dadurch scheint es, als ob die Werte durch genügend Iterationen beliebig klein werden könnten. Rundungsfehler und die vorhandene Mantissengenauigkeit verhinderten aber beliebig kleine Werte. Dies lässt sich am Beispiel des Verlaufs des Konvergenzmonitors der Temperatur beobachten, der einen Wert von ca. $5,0 \cdot 10^{-14}$ nicht unterschritt. Aus Rechenzeitgründen wurde die Rechnung aber vorher abgebrochen, da die auftretenden Änderungen beim Fortsetzen des Lösungsprozesses nach dem Unterschreiten der Konvergenzschranke sehr klein werden und weit unterhalb der Unsicherheit liegen, die durch Annahmen, Näherung der Stoffwerte und andere Vereinfachungen entstehen. Eine zu lange Rechnung würde daher eine nicht vorhandene Genauigkeit vortäuschen.

7.4. Ergebnisse der Optimierungsrechnung

Zu jeder der 4 Versuchsreihen der Durchflussuntersuchungen, von denen immer jeweils eine pro Durchflussmedium und Durchflusskonfiguration durchgeführt worden war, wurde eine individuelle Optimierungsrechnung mit den im Unterabschnitt 6.4.4 vorgestellten Versuchsergebnissen aller Durchflussversuche der jeweiligen Versuchsreihe absolviert, d.h. es fanden 4 getrennte Optimierungsrechnungen statt. In jeder Optimierungsrechnung wurde das zugehörige Wertepaar der Permeabilitätskoeffizienten α und β bestimmt, für das die mit Gleichung (6.30) berechnete Zielfunktion $Z(\mathbf{x})$ gegen ihr globales Minimum konvergierte. Aus diesen Optimierungsrechnungen resultierten folglich 4 verschiedene (α, β) -Wertepaare der beiden C/C-Proben aus der Platte PH-964-P, welche hinsichtlich der Art des Durchflussmediums und der Konfiguration der Durchflussprobe voneinander unterschieden wurden, die in der zugehörigen Versuchsreihe der Durchflussversuche zum Einsatz kamen. In der Tabelle 7.3 wurden die mit den 4 Optimierungsrechnungen ermittelten (α, β) -Wertepaare für beide Durchflussmedien und Durchflusskonfigurationen zusammengefasst.

Aus ihren in der Tabelle 7.3 aufgelisteten Werten in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration, wurden für beide Durchflussmedien die jeweiligen Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ der beiden Permeabilitätskoeffizienten gebildet. Die Anisotropiefaktoren beschreiben die Abhängigkeit der Permeabilität von der Richtung des Strömungsvektors relativ zur Faserorientierung im C/C-Material. Die berechneten Werte der Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ wurden in der Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Tabelle 7.3.: Zusammenfassung der optimierten Werte der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β für beide Durchflussmedien und Durchflusskonfigurationen

Durch- fluss- medium	Durchflusskonfiguration			
			$\perp$	
	α [m ²]	β [m]	α [m ²]	β [m]
N ₂	4,792E – 13	6,300E – 08	1,235E – 13	2,749E – 08
H ₂	5,452E – 13	6,587E – 08	1,611E – 13	2,298E – 08

Tabelle 7.4.: Anisotropiefaktoren zwischen den jeweiligen Werten der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration aus Tabelle 7.3 bei gleichem Durchflussmedium

Durch- fluss- medium	Anisotropiefaktoren der Permeabilitätskoeffizienten	
	$\alpha_{ }/\alpha_{\perp}$ [-]	$\beta_{ }/\beta_{\perp}$ [-]
N ₂	3,880	2,292
H ₂	3,384	2,866

Bereits im Paragraph 6.4.4.2 wurde nachgewiesen, dass die unterschiedliche Orientierung der Faserstränge der C/C-Mikrostruktur, relativ zur Richtung des Strömungsvektors, in den beiden Durchflusskonfigurationen einen erheblichen Einfluss auf das Impuls- und Stofftransportverhalten des C/C-Materials ausübt. Dieser Einfluss wurde auf die sich voneinander unterscheidenden Strömungswiderstände zurückgeführt, die einem Durchflussmedium vom porösen Material in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration jeweils entgegengesetzt werden. Daraus resultierte in den Durchflussversuchen bei gleichen Werten, der über der jeweiligen Durchflussprobe angelegten Druckdifferenz Δp , in der senkrechten Durchflusskonfiguration ein kleinerer Messwert des Massenstroms $\dot{m}_{\perp}$, als derjenige des korrespondierenden Massenstroms $\dot{m}_{||}$ in der parallelen Durchflusskonfiguration. Im umgekehrten Fall, stellte sich für gleiche Messwerte der Massenströme $\dot{m}_{\perp}$ und $\dot{m}_{||}$ in der senkrechten Durchflusskonfiguration ein größerer Wert der Druckdifferenz Δp ein, als in der parallelen.

Aufgrund des höheren Druckverlusts Δp im letzteren Fall wurde im Paragraph 6.4.4.2 vermutet, dass in der senkrechten Durchflusskonfiguration kleinere Werte von α und/oder β geherrscht haben mussten, d.h. dass das C/C-Material in dieser Durchflusskonfiguration weniger durchlässig war. Dieser vermutete Einfluss der Faserorientierung im C/C-Material auf die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β , wird durch die von der Zahl Eins abweichenden Werte ihrer Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ aus Tabelle 7.4 bestätigt. Da für beide Durchflussmedien die $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ -Werte in Tabelle 7.4 größer als die $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ -Werte sind, scheint die Anisotropie des C/C-Materials einen größeren Einfluss auf den *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α als auf den Trägheits-Permeabilitätskoeffizienten β auszuüben. Die Werte des Anisotropiefaktors $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ für Wasserstoff (H_2) und Stickstoff (N_2) aus Tabelle 7.4 zeigen bezüglich ihrer Größe eine gewisse Ähnlichkeit mit den Werten des Massenstromverhältnisses $\dot{m}_{\parallel}/\dot{m}_{\perp}$ in Tabelle 6.15, zwischen den in den Durchflussversuchen mit den beiden Durchflussmedien jeweils gemessenen Werten $\dot{m}_{\parallel}$ und $\dot{m}_{\perp}$ des Massenstroms in der parallelen und in der senkrechten Durchflusskonfiguration.

Im Abschnitt 7.2 wurden die Ergebnisse der numerischen Analyse der Strömung durch die Durchflussproben präsentiert. Da diese mit Randbedingungen durchgeführt wurde, die mit den Versuchsbedingungen identisch waren, welche in den Durchflussversuchen geherrscht haben, gaben ihre Ergebnisse eine realistische Simulation der Strömung wieder. Mittels der Strömungssimulation konnte daher bestätigt werden, dass sich in den Durchflussversuchen eine eindimensionale Strömung durch die Durchflussproben einstellte, die parallel zur Probenlängsachse orientiert war. Da die Probenkörper so gefertigt bzw. so in die Durchflussmessapparatur eingebaut waren, dass diese eindimensionale Strömung möglichst exakt entweder parallel zu einer der beiden orthogonalen Faserorientierungen in der Ebene der Plies (IP) oder senkrecht zur Ebene der Plies (NP) verlief, wurden in den Optimierungsrechnungen ausschließlich unidirektionale Werte der Permeabilitätskoeffizienten ermittelt. Mit den Werten $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$, $\beta_{\parallel}$ und $\beta_{\perp}$ ist somit lediglich eine Interpretation der Variation der Permeabilität bezogen auf eine Änderung des Winkels zwischen der Faserorientierung und dem Strömungsvektor von 90° möglich.

Aus der Kenntnis des orthotropen Materialverhaltens des C/C-Werkstoffs bezüglich der Permeabilität, d.h. der Änderung der Permeabilitätskoeffizienten zwischen der parallelen und der senkrechten Durchflusskonfiguration, ließen sich zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine Rückschlüsse auf den Einfluss ziehen, den der vom Strömungsvektor und der Faserorientierung eingeschlossene Winkel θ auf die Permeabilität innerhalb der Ebene der Plies ausübt, z.B. in der diagonalen Konfiguration ($IP - 45^\circ$). Zur Zeit liegen lediglich theoretische Beziehungen zwischen den Permeabilitätskoeffizienten für beliebige Richtungen der Strömungen relativ zur Ausrichtung der Faserstränge im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe

vor, die in der Arbeit von Bonelle [12] unter Ausnutzung der Winkelfunktionen hergeleitet wurden. Mit diesen Beziehungen können die (α, β) -Werte sowohl in der Ebene der Plies (IP) als auch in der Normalenebene (NP) in Abhängigkeit der 4 Randwerte $\alpha_{\parallel}$, $\alpha_{\perp}$, $\beta_{\parallel}$ und $\beta_{\perp}$ berechnet werden. Da es sich um theoretisch hergeleitete Beziehungen handelt, müssen sie noch experimentell bestätigt werden. Zu diesem Zweck sind in zukünftigen Durchflussuntersuchungen zusätzliche Versuche in der diagonalen Konfiguration ($IP - 45^\circ$) erforderlich, um die Werte der Permeabilitätskoeffizienten zumindest noch an einer weiteren Stützstelle experimentell bestimmen zu können.

Innerhalb der Ebene der Plies kann der Winkel zwischen dem Strömungsvektor und den beiden orthogonal zueinander ausgerichteten Faserorientierungen in den $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten im Bereich von $-45^\circ \leq \theta \leq +45^\circ$ variieren. Bild 7.2 zeigt einige Winkelkombinationen, die bei radialer Durchströmung einer zylindrischen Brennkammerwand auftreten können, wenn alle Fasern senkrecht zur axialen Richtung, d.h. der Brennkammerlängsachse, angeordnet sind. Es ist zu erwarten, dass die Strömung parallel zu einer der beiden orthogonalen Faserorientierungen in den $0^\circ/90^\circ$ -Gewebematten zum geringsten Strömungswiderstand führt.

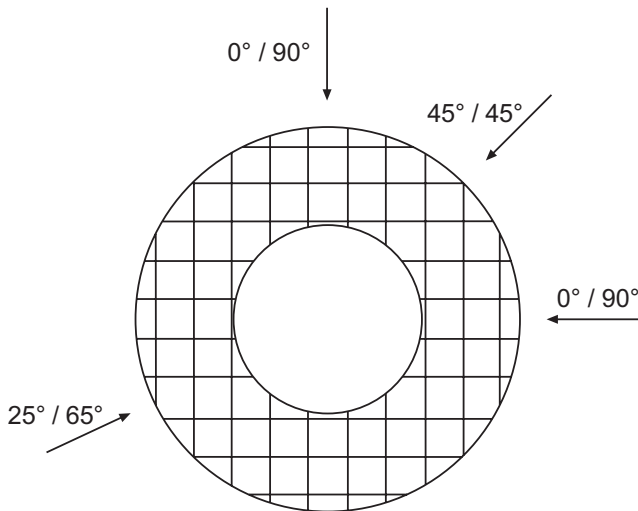


Bild 7.2.: Beispiele für Faserwinkel-Kombinationen bei radialer Durchströmung eines zylindrischen Brennkammersegments

Für ein zylindrisches Brennkammersegment wie in Bild 7.2 müssten also über den Umfang verteilt variierende Permeabilitätskoeffizienten bestimmt werden. Um einen charakteristischen Wert für eine „radiale“ Durchflusskonfiguration zu

bestimmen, könnte als Vereinfachung ein mittlerer Wert aus den Permeabilitätskoeffizienten für verschiedene Relativwinkel zwischen dem Strömungsvektor und den Faserorientierungen in der Ebene der Plies gebildet werden. Am einfachsten könnte die Bestimmung so eines Mittelwerts der Permeabilitätskoeffizienten anhand von Durchflussuntersuchungen an einem realen Brennkammersegment erfolgen. Die anschließende Parameterbestimmung würde gleich gemittelte Werte liefern, die zumindest den summarischen Effekt über alle Winkel richtig beschreiben können. Dazu müsste die Durchflussmessapparatur so modifiziert werden, dass sie sich auch zur Integration eines Brennkammersegments ähnlich demjenigen eignet, das im Bild 3.1 skizziert wurde.

Aus Vergleichsgründen wurden zwischen den jeweiligen Werten der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β aus Tabelle 7.3 zusätzlich die Verhältnisse $\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ und β_{N_2}/β_{H_2} gebildet, die in der selben Durchflusskonfiguration bei der jeweiligen Verwendung der zwei unterschiedlichen Fluide Stickstoff (N_2) und Wasserstoff (H_2) als Durchflussmedium ermittelt worden waren. Das in der selben Durchflusskonfiguration alleine aufgrund der Verwendung der unterschiedlichen Fluide resultierende Verhältnis der Permeabilitätskoeffizienten, beschreibt den Einfluss des Durchflussmediums auf die Permeabilität. Die berechneten Werte der Verhältnisse $\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ und β_{N_2}/β_{H_2} wurden in der Tabelle 7.5 zusammengefasst.

Tabelle 7.5.: *Verhältnisse zwischen den jeweiligen Werten der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β für N_2 und H_2 aus Tabelle 7.3 bei gleicher Durchflusskonfiguration*

Durchflusskonfiguration	Verhältnisse der Permeabilitätskoeffizienten zwischen den Durchflussmedien	
	$\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ [-]	β_{N_2}/β_{H_2} [-]
	0,879	0,956
⊥	0,767	1,196

Auch die im Paragraph 6.4.4.3 nach der Diskussion der Versuchsergebnisse der Durchflussversuche gezogene Schlussfolgerung, dass die Permeabilitätskoeffizienten α und β von der Stoffart des Durchflussmediums abhängig sind, konnte in diesem Abschnitt bestätigt werden, wie der jeweils von der Zahl Eins abweichende Wert der beiden Verhältnisse $\alpha_{N_2}/\alpha_{H_2}$ und β_{N_2}/β_{H_2} aus Tabelle 7.5 zeigt. Ob die Abhängigkeit von der Stoffart des Durchflussmediums bei den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β unterschiedlich stark ausgeprägt

ist, geht aus den Werten in Tabelle 7.5 nicht eindeutig hervor. Die für die parallele Durchflusskonfiguration berechneten Werte der Verhältnisse $\alpha_{\text{N}_2}/\alpha_{\text{H}_2}$ und $\beta_{\text{N}_2}/\beta_{\text{H}_2}$ aus Tabelle 7.5, besitzen allerdings keine Ähnlichkeit mit den Werten des Massenstromverhältnisses $\dot{m}_{\text{N}_2}/\dot{m}_{\text{H}_2}$ in Tabelle 6.16, zwischen den beiden Durchflussversuchen in der parallelen Durchflusskonfiguration mit den beiden Durchflussmedien jeweils gemessenen Werten $\dot{m}_{\text{N}_2}$ und $\dot{m}_{\text{H}_2}$ des Massenstroms. Auch beim Vergleich mit den korrespondierenden Werten in der senkrechten Durchflusskonfiguration traten keine Ähnlichkeiten zutage.

Das quantitative Maß für die Genauigkeit einer Optimierungsrechnung war der Wert der Zielfunktion, den sie in ihrem Minimum aufwies. Je kleiner der Minimalwert der Zielfunktion war, um so geringer waren gemäß Gleichung (6.30) die Differenzen $\Delta\dot{m}_{f_i} = (\dot{m}_{\text{rechen}_i} - \dot{m}_{\text{mess}_i})$ der in der CFD-Analyse berechneten und der in den Durchflussversuchen gemessenen Massenströme aller m Messpunkte einer Versuchsreihe, d.h. desto genauer konnten die experimentellen Ergebnisse mit denen der numerischen Analyse der Strömung durch die Durchflusssproben angenähert werden. Um ihre Genauigkeit auch qualitativ darstellen zu können, wurden diese Ergebnisse der Optimierungsrechnungen zusätzlich graphisch ausgewertet. Dazu wurden für jede Versuchsreihe die pro Durchflussversuch i gemessenen Werte $\dot{m}_{\text{mess}_i}$ und die numerischen Werte $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ des Massenstroms $\dot{m}_f$, mit denen der zugehörige Minimalwert der Zielfunktion berechnet worden war, in ein gemeinsames Diagramm eingetragen.

Die beiden Diagramme 7.6 und 7.7 zeigen exemplarisch die graphische Auswertung der Ergebnisse der Optimierungsrechnungen zu den beiden Versuchsreihen in der senkrechten und in der parallelen Durchflusskonfiguration, in denen die Durchflussversuche jeweils mit Wasserstoff als Durchflussmedium durchgeführt worden waren. Zunächst wurden in den beiden Diagrammen, die in der jeweiligen Durchflusskonfiguration gemessenen Werte Δp_i des Druckverlusts, welche in der CFD-Analyse als Randbedingungen gedient hatten, über den mit diesen Randbedingungen berechneten Werten $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ des Massenstroms aufgetragen. Die in die Diagramme eingetragenen Punkte deckten den gesamten Bereich der Versorgungsdrücke p_{ein} am Eintritt der Durchflussmessapparatur von 10 bar $\leq p_{\text{ein}} \leq$ 60 bar ab. Die Werte, die zur selben Stufe des Versorgungsdrucks gehörten, wurden alle in einer Gruppe von Wertepaaren $(\Delta p, \dot{m}_{\text{rechen}})_i$ zusammengefasst. Auf diese Weise diente der Versorgungsdruck p_{ein} als veränderlicher Parameter, mittels dem eine Parameterstudie zur Variation des Druckverlusts Δp in der Strömung durch das C/C-Material in Abhängigkeit von der Änderung ihres Massenstroms $\dot{m}_f$ durchgeführt werden konnte.

Die Gesamtmenge an Wertepaaren $(\Delta p, \dot{m}_{\text{rechen}})_i$ für alle Durchflussversuche einer Versuchsreihe wurde dazu auf 6 Gruppen verteilt, mit dem jeweiligen Wert des Versorgungsdrucks $p_{\text{ein}} = \{10 \text{ bar}, 20 \text{ bar}, 30 \text{ bar}, 40 \text{ bar}, 50 \text{ bar}, 60 \text{ bar}\}$ der betreffenden Druckstufe als Parameterwert. Für jede Gruppe wurde eine indivi-

duelle Ausgleichsrechnung zu den jeweils zugehörigen Wertepaaren durchgeführt. Aus diesen Ausgleichsrechnungen resultierten Exponentialfunktionen als Ausgleichsfunktionen, d.h. die in den Diagrammen zu jedem Wertepaar $(\Delta p, \dot{m}_{\text{rechen}})_i$ einer Gruppe eingetragenen Punkte, konnten bei nahezu vollständiger Übereinstimmung mit Trendlinien angenähert werden, welche einen exponentiellen Kurvenverlauf aufwiesen. Aufgrund der hervorragenden Übereinstimmung mit den Ausgleichsfunktionen und zur besseren Unterscheidung von den experimentellen Ergebnissen, wurden alle Wertepaare $(\Delta p, \dot{m}_{\text{rechen}})_i$ ausschließlich in Form der zugehörigen Trendlinie ihrer jeweiligen Gruppe dargestellt, d.h. die Kurvenschar in den beiden Diagrammen 7.6 und 7.7 repräsentiert jeweils die Ergebnisse der Optimierungsrechnung zur betreffenden Versuchsreihe der Durchflussuntersuchungen.

Nach den numerischen Werten $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ des Massenstroms $\dot{m}_f$ wurden nun auch die in der jeweiligen Durchflusskonfiguration bei den gleichen Werten Δp_i des Druckverlusts gemessenen Werte $\dot{m}_{\text{mess}_i}$ in die beiden Diagramme 7.6 und 7.7 eingetragen. Alle Wertepaare $(\Delta p, \dot{m}_{\text{mess}})_i$ konnten aus den beiden Diagrammen 6.8 und 6.9 übernommen werden, aus denen zu diesem Zweck die für Wasserstoff als Durchflussmedium gemessenen Werte des Druckverlusts mit ihren zugehörigen Massenstrommesswerten aussortiert wurden. In den beiden Diagrammen 6.8 und 6.9 waren die Wertepaare $(\Delta p, \dot{m}_{\text{mess}})_i$ bereits entsprechend ihrer Zugehörigkeit zu den 6 Stufen des Versorgungsdrucks p_{ein} gruppenweise dargestellt worden, so dass diese Darstellungsweise gleichfalls übernommen werden konnte.

Die zu jedem Wertepaar $(\Delta p, \dot{m}_{\text{mess}})_i$ in die beiden Diagramme 7.6 und 7.7 eingetragenen Punkte wurden als geometrische Symbole dargestellt. Dabei weisen die Punkte aller Wertepaare, die zur selben Druckstufe gehören, auch das selbe Symbol auf, während ihre Zugehörigkeit zu einer der 6 Stufen des Versorgungsdrucks, d.h. $p_{\text{ein}} = \{10 \text{ bar}, 20 \text{ bar}, 30 \text{ bar}, 40 \text{ bar}, 50 \text{ bar}, 60 \text{ bar}\}$, an der Variation der Symbole erkennbar ist, durch die zwischen den Punkten der zu verschiedenen Druckstufen zugehörigen Wertepaare unterschieden wurde. Zur Unterscheidung von den Ergebnissen der Optimierungsrechnung, repräsentieren die Symbole in den beiden Diagrammen 7.6 und 7.7 demnach jeweils die experimentellen Ergebnisse der betreffenden Versuchsreihe der Durchflussuntersuchungen.

Rein qualitativ ist in beiden Diagrammen 7.6 und 7.7 eine gleiche gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen festzustellen. Die beiden Diagramme zeigen, dass die Symbole, welche die experimentellen Ergebnisse repräsentieren, fast überall auf oder zumindest sehr nahe an den Linien liegen, welche die numerischen Ergebnisse widerspiegeln. Diese hervorragende Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen bedeutet, dass das makroskopische Verhalten der Strömung

durch die poröse Struktur sowohl in der senkrechten als auch in der parallelen Durchflusskonfiguration mit den beiden zugehörigen Wertepaaren $(\alpha, \beta)_{\perp}$ und $(\alpha, \beta)_{\parallel}$ der Permeabilitätskoeffizienten in sehr guter Näherung beschrieben werden kann.

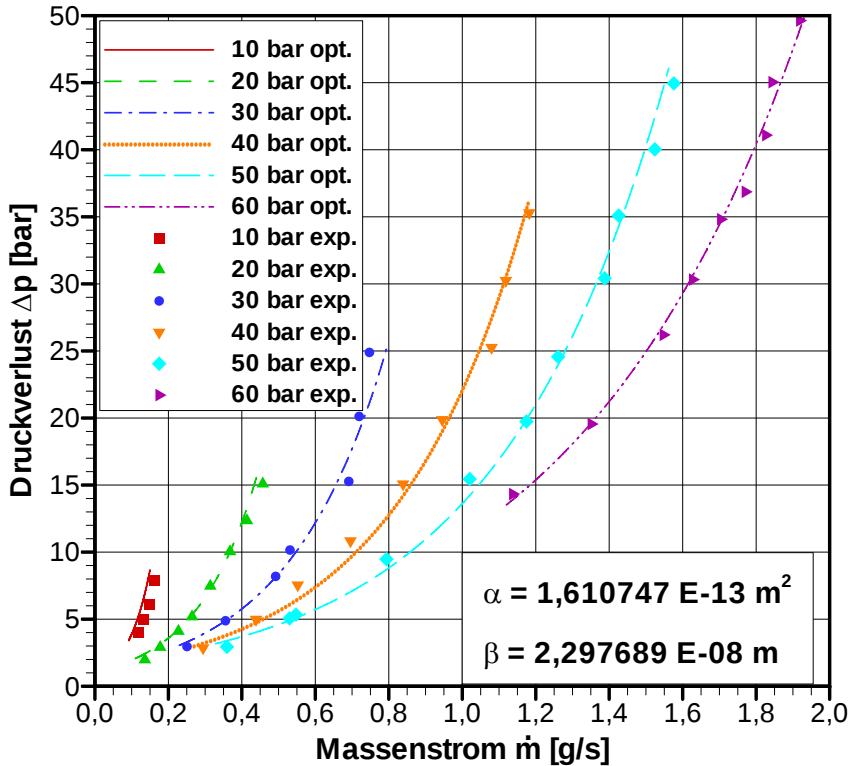


Diagramm 7.6: Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse der Strömungsanalyse in der senkrechten Durchflusskonfiguration mit H_2 als Durchflussmedium

Die Minimalwerte der Zielfunktion Z_{min} in der senkrechten und in der parallelen Durchflusskonfiguration, die mit den Differenzenquadraten $(\Delta \dot{m}_{f_i})^2$ der berechneten und gemessenen Werte $\dot{m}_{rechen_i}$ bzw. $\dot{m}_{mess_i}$ des Massenstroms berechnet wurden, welche in den beiden Diagrammen 7.6 und 7.7 eingetragen sind, lauteten jeweils $Z_{\perp, min} = 0,23461E - 07$ und $Z_{\parallel, min} = 0,22412E - 07$. Aufgrund der Relation $Z_{\perp, min} > Z_{\parallel, min}$, wurde in der parallelen Durchflusskonfiguration eine quantitativ bessere Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den numerischen Ergebnissen der Strömungsanalyse erreicht.

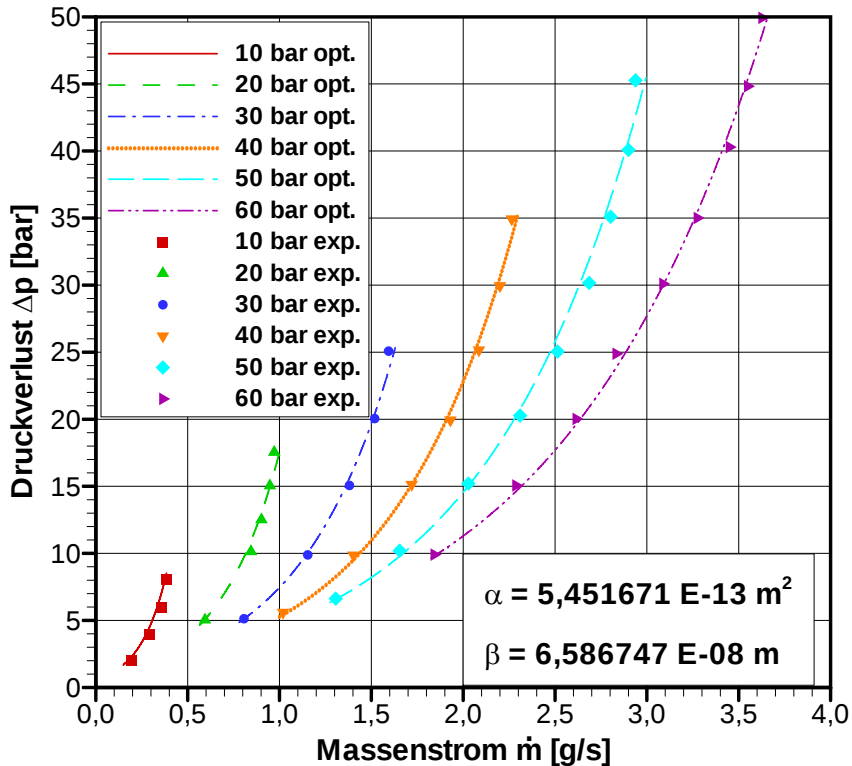


Diagramm 7.7: Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse der Strömungsanalyse in der parallelen Durchflusskonfiguration mit H_2 als Durchflussmedium

Der Grund für den quantitativen Unterschied in der Güte der Anpassung zwischen senkrechter und paralleler Durchströmung liegt in dem Verhältnis zwischen Datensätzen und freien Parametern (Freiwerten). Im Allgemeinen lassen sich Parameter erfolgreicher anpassen, wenn weniger Datensätze (Messpunkte) zur Optimierung bereitstehen oder mehr Freiwerte zur Verfügung stehen. Bei den hier durchgeführten Optimierungsrechnungen wurden als veränderliche Parameter die beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β verwendet, so dass die Anzahl der Freiwerte auf 2 begrenzt war. Aus der Versuchsreihe zur senkrechten Durchströmung lagen $m = 48$ Messpunkte vor, welche in die zugehörige Optimierungsrechnung eingingen. Die Versuchsreihe zur parallelen Durchströmung umfasste hingegen lediglich $m = 39$ Messpunkte, mit denen die betreffende Optimierungsrechnung absolviert wurde. Da bei gleich vielen Parametern in die

Optimierungsrechnung zur senkrechten Durchströmung mehr Messpunkte einbringen, als in die zur parallelen Durchströmung, war die quantitativ schlechtere Anpassung bei der ersteren unvermeidbar.

Anhand des in den beiden Diagrammen 7.6 und 7.7 durchgeführten Vergleichs zwischen den berechneten und den gemessenen Werten $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ bzw. $\dot{m}_{\text{mess}_i}$ des Massenstroms für gleiche Werte Δp_i des Druckverlusts im gesamten Versorgungsbereich von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$, lassen sich die folgenden beiden Ergebnisse festhalten:

1. Ein einziges (α, β) -Wertepaar war ausreichend, um das makroskopische Verhalten der Strömung durch die poröse Struktur im gesamten Spektrum des Versorgungsdrucks im Bereich von $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ und der Druckdifferenz im Bereich von $2 \text{ bar} \leq \Delta p \leq 50 \text{ bar}$ wiedergeben zu können. Zumindest im hier betrachteten Druckbereich sowie unter der Voraussetzung einer konstanten Temperatur und eines bestimmten Durchflussmediums, beweist dieses Ergebnis, dass es sich bei den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β um konstante Materialeigenschaften handelt, die nur bei Änderungen in der Mikrostruktur variieren, nicht aber bei Änderungen im Massenstrom bzw. Druckabfall in der Strömung. Diesem Ergebnis zufolge ist die Bedingung für die Gültigkeit des Modells von *Forchheimer* erfüllt, so dass dessen Anwendbarkeit zur Beschreibung des makroskopischen Verhaltens der Strömung durch C/C-Material mit kompressiblen Durchflussmedien bei Umgebungstemperatur erfolgreich verifiziert werden konnte. Auf der anderen Seite existiert eine Abhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten von der Stoffart des Durchflussmediums, die nicht im *Forchheimer*-Modell berücksichtigt wird.
2. Die mit dem Strömungslöser FLOTRAN von ANSYS® durchgeführte CFD-Analyse der 1-D. Strömung durch die Durchflussproben diente als Testfall, mit dem die Anwendbarkeit von FLOTRAN zur numerischen Simulation der isothermen, kompressiblen Strömung durch poröse Medien erfolgreich verifiziert werden konnte. In der CFD-Analyse wurde der makroskopische Einfluss des C/C-Materials auf den Impulstransport in der Strömung durch die Durchflussproben mit dem Distributed Resistance Module im FLOTRAN CFD-Element FLUID141 approximiert, das in der im Paragraph 7.1.2.1 beschriebenen, vereinfachten Form mit dem *Forchheimer*-Modell identisch ist.

8. Zusammenfassung

Die Auslegung der Effusionskühlung stützt sich derzeit auf die von der Fertigungsseite her vorgegebenen Impuls- und Stofftransporteigenschaften des vom DLR zur Herstellung von effusiv gekühlten Brennkammerwänden verwendeten C/C-Materials, deren Bestimmung daher der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit war. Unter Verwendung der dabei entwickelten Auslegungsmethoden kann anschließend auch das Design der porösen Mikrostruktur dahingehend optimiert werden, dass sie die spezifischen Anforderungen der Effusionskühlung bestmöglich erfüllt. Das Ziel dieser Designauslegung ist die gezielte Ausnutzung des anisotropen Materialverhaltens des C/C-Materials, um bei der Effusionskühlung der C/C-Brennkammerinnenwand eine weitestgehende Steuerung der Kühlmassestromverteilung $\dot{m}_f(x)$ zu erreichen. Das aus der Designauslegung resultierende Wandmaterial würde im Sinne der Effusionskühlung optimale Materialeigenschaften aufweisen, die bei der Herstellung des C/C-Materials als prozessseitige Randbedingungen vorgegeben werden könnten.

Die zur Bestimmung der Impuls- und Stofftransporteigenschaften angewendeten Untersuchungsmethoden umfassten Durchfluss- und Diffusionsflussuntersuchungen an Probekörpern aus der C/C-Platte PH-964-P, aus deren Material z.B. bereits die C/C-Innenwand des CMC-Brennkammermoduls V02b des DLR hergestellt worden war. Ihre Richtungsabhängigkeit wurde in zwei Messkonfigurationen an den jeweils zugehörigen C/C-Proben untersucht. Bei der senkrechten Messkonfiguration ($\perp$) stand der Strömungsvektor des Impuls- und Stofftransports senkrecht zur Ebene der aufeinander geschichteten Lagen aus Gewebematten der C/C-Platte PH-964-P, während er bei der parallelen Messkonfiguration ($\parallel$) in der Ebene der Gewebelagen parallel zu einer der beiden orthogonalen Ausrichtungen der C-Faserstränge im $0^\circ/90^\circ$ -Gewebe verlief. Durch die vorgegebene Einbaulage der zylindrischen Probekörper in die zugehörigen Messapparaturen der Untersuchungsmethoden, bei der der jeweilige Strömungsvektor senkrecht auf deren Eintrittsstirnfläche stand, wurde auf die Proben jeweils ein überwiegend eindimensionaler Impuls- und Stofftransport parallel zu ihrer Längsachse aufgeprägt.

Die Messung der Volumenporosität ε wurde mit einer Porositätsmessapparatur des DLR-Instituts für Bauweisen- und Konstruktionsforschung durchgeführt, die nach einem Messverfahren arbeitet, das auf dem Prinzip von *Archimedes* basiert. Das *Archimedes*-Messverfahren gehört zu den in der Norm DIN 51056

zusammengefassten Verfahren zur Bestimmung der Wasseraufnahme und der offenen Porosität von keramischen Roh- und Werkstoffen. Da das C/C-Material bezüglich der Volumenporosität ε ein isotropes Materialverhalten aufweist und das Einbauvolumen der verwendeten Messapparatur zur Aufnahme der vollständigen Platte ausreichte, wurde die gesamte Platte PH-964-P in die Porositätsmessapparatur eingebaut. Auf diese Weise wurde ein Mittelwert der offenen Volumenporosität von $\varepsilon_{\text{PH-964-P}} = 12,24 \%$ bestimmt, der für das gesamte Plattenmaterial gültig war.

Zur Messung des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ des C/C-Materials wurde ein Diffusionsflussmessverfahren eingesetzt, das die proportionale Beziehung zwischen der Tortuosität des Probenmaterials und dessen Diffusionswiderstand verwendet, den ein gasförmiges, homogenes Fluid bei der Diffusion durch die C/C-Probe erfährt. Die Verwendung dieses Messverfahrens ist eine indirekte Methode zur Bestimmung des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ anhand der Bestimmung des äquivalenten Diffusionskoeffizienten D_e des Fluids in einem äquivalenten Medium, in dem die Diffusion des Fluids in das C/C-Material und in die umgebende Luft zusammengefasst sind. Die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten D_e fand mit einer Diffusionsflussmessapparatur statt, an der der Massenstrom des Messmediums gemessen wurde, der bei dessen Diffusion durch die C/C-Probe aus der Messapparatur in die Umgebung entwich. Es kamen zwei verschiedene Messmedien zum Einsatz, bei denen es sich um die beiden flüchtigen organischen Verbindungen (VOC's) Diethylether und Pentan handelte, die beide bereits unter Raumbedingungen flüchtig sind. Die in der vorliegenden Arbeit im Chemielabor des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe aufgebaute und betriebene Diffusionsflussmessapparatur war für die Aufnahme einer zylindrischen C/C-Probe mit den Abmessungen (Länge x Durchmesser) = 30 x 30 mm ausgelegt. Pro Diffusionsflusskonfiguration und Messmedium fand jeweils eine eigene Versuchsreihe statt, so dass sich die Diffusionsflussuntersuchungen in 4 verschiedene Versuchsreihen gliederten.

Beim Vergleich der Messergebnisse aus den Versuchsreihen, die mit den beiden VOCs an der selben C/C-Probe durchgeführt wurden, zeigte sich kein Einfluss des Messmediums auf den Tortuositätskoeffizienten. Dadurch konnte bestätigt werden, dass es sich bei der Tortuosität um eine vom Diffusions- bzw. Durchflussmedium unabhängige Impuls- und Stofftransporteigenschaft des C/C-Materials handelt. Bei der Auswertung der Messergebnisse aus den Versuchsreihen an der jeweiligen C/C-Probe in der parallelen und in der senkrechten Diffusionsflusskonfiguration wurde zwischen den zugehörigen Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}_{\parallel} = 0,6982$ und $\mathcal{T}_{\perp} = 0,3508$ ein Anisotropiefaktor $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp} \approx 2$ ermittelt. Mit dem Wert des Anisotropiefaktors $\mathcal{T}_{\parallel}/\mathcal{T}_{\perp}$ konnte die Differenz zwischen den richtungsabhängigen, effektiven Lauflängen L_{eff} der Strömung im C/C-Material quantifiziert werden. Anhand der betreffenden Werte $\mathcal{T}_{\parallel}$ und

$T_{\perp}$ des Tortuositätskoeffizienten und der geometrischen Länge $L = 30$ mm der Probenkörper, wurde für die effektive Lauflänge der Strömung in beiden Messkonfigurationen rechnerisch der jeweilige Wert $L_{eff\parallel} = 35,903$ mm und $L_{eff\perp} = 50,651$ mm bestimmt. Senkrecht zu den Gewebelagen musste die Strömung durch die Probenkörper demzufolge eine 1,4 mal längere Strecke zurücklegen als parallel zu den C-Fasersträngen in den Lagen.

Bei der Messung der Permeabilitätskoeffizienten des C/C-Materials wurde das von *Darcy* beschriebene Durchflussmessverfahren übernommen. Das Schema des experimentellen Aufbaus von *Darcy* diente als Vorlage für die Entwicklung einer eigenen Durchflussmessapparatur, mit der vergleichbare Durchflussversuche an den beiden C/C-Proben absolviert wurden, an denen zuvor bereits die Diffusionsflussversuche stattgefunden hatten. Anhand der in den Durchflussversuchen gemessenen Werte des Druckabfalls und des Massenstroms in der laminar-turbulenten Übergangsströmung des jeweils verwendeten Durchflussmediums durch eine der beiden C/C-Proben, wurden die Werte der beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β mit der *Forchheimer*-Gleichung rechnerisch ermittelt. Die Durchflussmessapparatur wurde am Durchflussprüfstand des DLR-Instituts für Raumfahrtantriebe betrieben, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit für Durchflussuntersuchungen entworfen und aufgebaut worden ist.

Zusätzlich zur Richtungsabhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten wurde in den Durchflussversuchen der Einfluss der Stoffart und der Kompressibilität der Durchflussmedien auf das Impuls- und Stofftransportverhalten der Durchflussproben untersucht. Da nach *Forchheimer* dieses Verhalten eines porösen Materials vollständig von dessen Permeabilitätskoeffizienten α und β bestimmt wird, die er in seinem Modell als Materialkonstanten voraussetzte und die deshalb nur von der Mikrostruktur des C/C-Materials abhängig sein sollten, konnten derartige Einflüsse direkt anhand einer korrespondierenden Variation dieser beiden Koeffizienten festgestellt werden. Die Versuchsparameter der in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Durchflussuntersuchungen umfassten daher neben der Durchflusskonfiguration außerdem das Durchflussmedium und den Druck in der Strömung.

Es kamen zwei kompressible Durchflussmedien zum Einsatz, bei denen es sich um die beiden gasförmigen Fluide Wasserstoff (GH_2) und Stickstoff (GN_2) handelte. Pro Durchflusskonfiguration und Durchflussmedium fand jeweils eine eigene Versuchsreihe statt, so dass sich die Durchflussuntersuchungen in 4 verschiedene Versuchsreihen gliederten. Da die Strömungstemperatur kein Versuchsparameter war, wurden alle 4 Versuchsreihen bei Umgebungstemperatur $T_u \approx 293$ K absolviert. Das Spektrum der Druckrandbedingungen umfasste die schrittweise Variation des Versorgungsdrucks der Durchflussmessapparatur im Bereich $10 \text{ bar} \leq p_{\text{ein}} \leq 60 \text{ bar}$ und der Druckdifferenz $\Delta p = p_{\text{ein}} - p_{\text{aus}}$ über

der jeweiligen C/C-Probe im Bereich $2 \text{ bar} \leq \Delta p \leq 50 \text{ bar}$ zwischen den Messpunkten einer Versuchsreihe. Nach dem Erreichen eines stationären Strömungszustands wurde zu jedem Einstellwert des Versorgungsdrucks und der Druckdifferenz der zugehörige Massenstrom $\dot{m}_{\text{mess}_i}$ in der Strömung gemessen, die sich unter den jeweiligen Druckrandbedingungen des betreffenden Messpunktes i einstellte.

Mit dem in das kommerzielle Finite-Elemente-Programmpaket ANSYS® integrierten, numerischen Strömungslöser FLOTRAN fand für alle m Messpunkte aus jeder der 4 Versuchsreihen eine CFD-Analyse der Strömung in den Durchflussproben unter den jeweils herrschenden Versuchsbedingungen statt, anhand der für jeden Messpunkt i einer Versuchsreihe ein zugehöriger numerischer Wert $\dot{m}_{\text{rechen}_i}$ des Massenstroms bestimmt wurde. Bei der anschließenden Anwendung des iterativen Optimierungsalgorithmus von ANSYS® mit den beiden Permeabilitätskoeffizienten α und β der *Forchheimer*-Gleichung als den zu optimierenden Parametern, wurde die Summe aus den Differenzenquadraten $(\Delta \dot{m}_{f_i})^2 = (\dot{m}_{\text{rechen}_i} - \dot{m}_{\text{mess}_i})^2$ der numerischen und der gemessenen Werte des Massenstroms aller m Messpunkte der betreffenden Versuchsreihe minimiert. Mit dieser zu jeder der 4 Versuchsreihen durchgeführten Optimierungsrechnung wurde jeweils ein einziges (α, β) -Wertepaar der Permeabilitätskoeffizienten pro Versuchsreihe bestimmt, das für jeden Messpunkt i der betreffenden Versuchsreihe die *Forchheimer*-Gleichung zumindest näherungsweise erfüllen sollte.

Aus dem Vergleich der Ergebnisse der Optimierungsrechnungen zu den Versuchsreihen mit beiden Durchflussmedien in der selben Durchflusskonfiguration, resultierten die beiden Verhältnisse $\alpha_{\text{N}_2}/\alpha_{\text{H}_2}$ und $\beta_{\text{N}_2}/\beta_{\text{H}_2}$. Anhand des jeweils von der Zahl Eins abweichenden Werts beider Verhältnisse wurde gezeigt, dass die Permeabilitätskoeffizienten α und β vom Durchflussmedium abhängige Impuls- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials sind. Aufgrund dessen variierten auch die zwischen der parallelen und der senkrechten Durchflusskonfiguration gebildeten Anisotropiefaktoren $\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}$ und $\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}$ der beiden Permeabilitätskoeffizienten in Abhängigkeit des Durchflussmediums. Dadurch bewegten sich die Werte der beiden Anisotropiefaktoren jeweils im Bereich $3,385 \leq (\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp}) \leq 3,879$ und $2,292 \leq (\beta_{\parallel}/\beta_{\perp}) \leq 2,867$. Da in allen 4 Optimierungsrechnungen ein einziges (α, β) -Wertepaar ausreichend war, um das Verhalten der Strömung durch die Durchflussproben im gesamten Spektrum der Druckrandbedingungen mit hinreichender Genauigkeit beschreiben zu können, wurde keine Abhängigkeit der beiden Permeabilitätskoeffizienten vom Druck in der Strömung festgestellt.

Mit der Einschränkung auf den hier betrachteten Druckbereich sowie unter der Voraussetzung einer konstanten Temperatur und eines bestimmten Durchflussmediums, beweisen diese Ergebnisse, dass es sich bei den Permeabilitätskoeffizienten α und β um konstante Materialeigenschaften handelt, die nur bei Än-

derungen in der Mikrostruktur variieren, nicht aber bei Änderungen im Massenstrom bzw. Druckabfall in der Strömung. Diesem Ergebnis zufolge ist die Bedingung für die Gültigkeit des *Forchheimer*-Modells erfüllt, so dass dessen Anwendbarkeit zur Beschreibung des makroskopischen Verhaltens der Strömung durch das C/C-Material unter für die Effusionskühlung von Brennkammerwänden relevanten Bedingungen, d.h. bei Verwendung kompressibler Strömungsmedien und bei Druckdifferenzen über der porösen Wand von bis zu $\Delta p = 50$ bar, zumindest bei Umgebungstemperatur erfolgreich verifiziert werden konnte.

Auf der anderen Seite existiert bei gasförmigen Durchflussmedien eine Abhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten von der Gasart, die im für flüssige Durchflussmedien aufgestellten *Forchheimer*-Modell nicht berücksichtigt wird. Die wahrscheinlichste Erklärung für diese Abhängigkeit ist der *Klinkenberg*-Effekt, der die Variation der Permeabilität mit der Gasart auf die unterschiedliche Gleitfähigkeit der Gase zurückführt. Darüber hinaus vernachlässigt das *Forchheimer*-Modell die laminare Einlaufstrecke der Strömung im porösen Material, aufgrund derer in den Durchflussproben ab einer bestimmten Größe der lokalen Poren-Reynolds-Zahl Re_p eine Transition zwischen der laminaren Strömung und der laminar-turbulenten Übergangsströmung stattfand. In Folge des Einflusses der Kompressibilität der Durchflussmedien auf die Geschwindigkeit der Strömung stiegen die Werte der lokalen Poren-Reynolds-Zahl Re_p mit zunehmender Lauflänge der Strömung im C/C-Material an, so dass sie schließlich die kritische Poren-Reynolds-Zahl $Re_{p,krit}$ überschritten, die den Transitionspunkt definiert. Der Zahlenwert der kritischen Poren-Reynolds-Zahl variierte je nach Durchflusskonfiguration und Durchflussmedium im Bereich von $1,3 \leq Re_{p,krit} \leq 3,3$. Durch die Berücksichtigung der Transition zwischen den beiden Strömungsformen im porösen Material könnte die Genauigkeit der Modellierung des Impuls- und Stofftransportverhaltens bei großen Druckdifferenzen über der porösen Wand weiter verbessert werden.

Zur Messung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\overline{d_h}$ der Kapillarkanäle im C/C-Material wurde eine Strömungsanalyse verwendet, mit der ein repräsentativer Effektivwert der hydraulischen Durchmesser aller durchströmten Kapillarkanäle der porösen Mikrostruktur im gesamten Volumen einer Probe des C/C-Materials aus der Platte PH-964-P bestimmt werden konnte, für das die geometrischen Durchmesser der Kapillarkanäle anhand der Ergebnisse der Elektronenmikroskopie auf den Bereich von $2 \mu\text{m} \leq d \leq 20 \mu\text{m}$ eingeengt worden waren. Für die Strömungsanalyse wurden die 4 Versuchsreihen der Durchflussuntersuchungen an den beiden C/C-Proben fortgesetzt, von denen bereits die Werte des Tortuositätskoeffizienten $\mathcal{T}$ und der Permeabilitätskoeffizienten α und β bestimmt worden sind. Im Unterschied zum Durchflussmessverfahren, bei dem das Verhalten der laminar-turbulenten Übergangsströmung durch die

beiden C/C-Proben untersucht wurde, konzentrierte sich die Strömungsanalyse auf die Auswertung der Messergebnisse aus dem laminaren Bereich der Strömung mit Reynolds-Zahlen $Re_p < Re_{p,krit}$. Mittels einer Kombination der Darcy-Gleichung für den Druckgradienten in laminaren Strömungen durch poröse Medien und der von Carman-Kozeny für den Darcy-Permeabilitätskoeffizienten k aufgestellten Definitionsgleichung wurde eine Bestimmungsgleichung für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle formuliert, die vollständig mit den Messwerten aus der Strömungsanalyse gelöst werden konnte.

Der mit der Strömungsanalyse ermittelte Zahlenwert des mittleren hydraulischen Kanaldurchmessers variierte je nach Durchflusskonfiguration und Durchflussmedium im Bereich von $10 \mu\text{m} \leq \bar{d}_h \leq 14 \mu\text{m}$. Da dieser Bereich mit dem der geometrischen Kanaldurchmesser korrespondierte, der mit der Elektronenmikroskopie als Referenzmessverfahren bestimmt wurde, scheinen die Ergebnisse der Strömungsanalyse plausibel zu sein.

Aus dem Vergleich der in den jeweiligen Versuchsreihen mit beiden Durchflussmedien in der selben Durchflusskonfiguration ermittelten Werte für den mittleren hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_{h\parallel}$ und $\bar{d}_{h\perp}$, resultierten die beiden Verhältnisse $(\bar{d}_{h\parallel})_{N_2}/(\bar{d}_{h\parallel})_{H_2}$ und $(\bar{d}_{h\perp})_{N_2}/(\bar{d}_{h\perp})_{H_2}$. Anhand des jeweils von der Zahl Eins abweichenden Werts beider Verhältnisse wurde gezeigt, dass der mittlere hydraulische Durchmesser $\bar{d}_h$ vom Durchflussmedium abhängt und deshalb ein Verhalten ähnlich dem der Permeabilitätskoeffizienten aufweist, d.h. er ist nicht nur von der porösen Mikrostruktur abhängige Impuls- und Stofftransporteigenschaft des C/C-Materials wie die Porosität und die Tortuosität.

Unter Verwendung von theoretischen Beziehungen, die die Permeabilitätskoeffizienten mit den übrigen Impuls- und Stofftransporteigenschaften Porosität, Tortuosität und mittlerem hydraulischen Durchmesser verknüpfen, konnten die Werte des Anisotropiefaktors des mittleren hydraulischen Durchmessers zwischen der parallelen Durchflusskonfiguration und der senkrechten Durchflusskonfiguration, $(\bar{d}_{h\parallel}/\bar{d}_{h\perp})_{N_2} = 1,444$ und $(\bar{d}_{h\parallel}/\bar{d}_{h\perp})_{H_2} = 1,221$, die aus den jeweiligen Versuchsreihen mit dem selben Durchflussmedium resultierten, zumindest indirekt mit den korrespondierenden Werten des Anisotropiefaktors des Forchheimer-Permeabilitätskoeffizienten, $(\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp})_{N_2} = 3,879$ und $(\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp})_{H_2} = 3,385$, korreliert werden. Eine derartige Korrelation zeigte eine ungefähre, quantitative Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den experimentellen Ergebnissen der beiden Werte $(\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp})_{N_2}$ und $(\alpha_{\parallel}/\alpha_{\perp})_{H_2}$ des Anisotropiefaktors, so dass die theoretischen Beziehungen zumindest in dieser Beziehung verifiziert wurden.

Da für den Form-Faktor f_{CK} von Carman-Kozeny in der von ihnen für den Permeabilitätskoeffizienten k von Darcy aufgestellten Definitionsgleichung in

allen 4 Versuchsreihen der Strömungsanalyse näherungsweise $f_{CK} \cong 2,0$ als Wert ermittelt wurde, der auf Kapillarkanäle mit einem kreisförmigen Querschnitt zutrifft, konnten die Kapillarkanäle in den beiden Durchflussproben demzufolge in guter Näherung als zylindrisch betrachtet werden, so dass ihr mittlerer hydraulischer Durchmesser $\bar{d}_h$ und ihr mittlerer Durchmesser $\bar{d}$ identisch waren. Unter dieser Voraussetzung konnte die Anwendbarkeit der Kapillarröhrchen-Modelle zur Beschreibung des makroskopischen Verhaltens der laminaren Strömung durch das C/C-Material mit kompressiblen Durchflussmedien bestätigt werden.

Der Vergleich der mit der Definitionsgleichung von *Carman-Kozeny* berechneten Werte des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k mit den korrespondierenden Werten des *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α aus den Optimierungsrechnungen, zeigte eine hohe Übereinstimmung zwischen den Werten der zwei verschiedenen Permeabilitätskoeffizienten. In der senkrechten Durchflusskonfiguration waren die Werte von $k_{\perp}$ und $\alpha_{\perp}$ bei beiden Durchflussmedien sogar bis zur zweiten Stelle hinter dem Komma identisch. Aufgrund dieser Übereinstimmung konnte die Anwendbarkeit der modifizierten *Carman-Kozeny*-Gleichung zur Berechnung des *Darcy*-Permeabilitätskoeffizienten k des C/C-Materials bestätigt werden. Der *Darcy*-Permeabilitätskoeffizient k muss zwangsläufig vom *Forchheimer*-Permeabilitätskoeffizienten α abweichen, weil der erste lediglich im Bereich der laminaren Strömung definiert ist, der zweite hingegen im gesamten Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung gültig sein soll. Auf der anderen Seite ist der Unterschied zwischen den Koeffizienten relativ gering, so dass der theoretische Wert von k zumindest als Näherungswert für den tatsächlichen Wert von α verwendet werden kann, der ansonsten immer experimentell ermittelt werden muss.

Von den standardisierten Messverfahren zur Bestimmung der spezifischen Oberfläche poröser Festwerkstoffe wurde ein Durchströmungsverfahren zur Bestimmung der wärmeübertragenden Fläche pro Volumeneinheit $A_V = A_{sf}/V_{tot}$ verwendet. Da dieses Verfahren zur Oberflächenmessung nur die Oberflächen der für die Kontinuumsströmung zugänglichen Poren in der Mikrostruktur berücksichtigt, wurde mit ihm nur der benetzte Anteil an der gesamten inneren Oberfläche A_i ermittelt, der der tatsächlich verfügbaren Wärmeübergangsfläche A_{sf} im Inneren der effusiv gekühlten Brennkammerwand entspricht. Anstelle der Anwendung des in der Norm aufgeführten Durchströmungsgesetzes zur Bestimmung der volumenbezogenen spez. Oberfläche A_V , das für Strömungen durch Schüttungen entwickelt worden ist, wurde in der vorliegenden Arbeit eine auf Strömungen durch poröse Faserverbundmaterialien anwendbare Bestimmungsgleichung hergeleitet, mit der der Wert von A_V anhand der in den Durchflussuntersuchungen gewonnenen Messwerte rechnerisch ermittelt werden konnte.

Da aufgrund der Ergebnisse der Strömungsanalyse bereits bestätigt wurde, dass die Anwendung der Kapillarröhrchen-Modelle zur Beschreibung des Verhaltens der laminaren Strömung durch das C/C-Material zulässig ist, konnten die betreffenden Gleichungen für die gesamte Querschnittsfläche A_n und innere Oberfläche S_n eines Bündels von Kapillarröhrchen übernommen werden, die aus den geometrischen Beziehungen für zylindrische Kapillarröhrchen in Abhängigkeit ihrer Anzahl n analytisch hergeleitet worden waren. Aufgrund der Verwendung des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ der Kapillarkanäle als mittlerer Durchmesser $\bar{d}$ der Kapillarröhrchen, traf auf die gesamte innere Oberfläche S_n , die aus den inneren Oberflächen S aller n Kapillarröhrchen der Durchflussproben bestand, die Definition der benetzten Oberfläche zu. Somit stand die gesamte innere Oberfläche S_n als Wärmeübergangsfläche A_{sf} zur Verfügung, d.h. es galt $A_{sf} = S_n$. Aus der Division der Wärmeübergangsfläche A_{sf} mit dem geometrischen Gesamtvolumen V_{tot} der Durchflussproben resultierte schließlich die Bestimmungsgleichung für die volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V des C/C-Materials, gemäß der der Wert von A_V direkt proportional zum Quotienten aus Volumenporosität ε und mittlerem hydraulischen Durchmesser $\bar{d}_h$ ist.

Durch diesen funktionalen Zusammenhang wurden bei der Berechnung der volumenbezogenen Wärmeübergangsfläche A_V die Abhängigkeiten des mittleren hydraulischen Durchmessers $\bar{d}_h$ von der Durchflusskonfiguration und vom Durchflussmedium übernommen. Im für die Effusionskühlung relevanten Fall des Wasserstoffs als Durchflussmedium, wurde für die Durchflussprobe in der parallelen Durchflusskonfiguration der Wert $(A_V)_{\parallel} = 3,6081 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{cm}^3$ berechnet und für diejenige in der senkrechten Durchflusskonfiguration der Wert $(A_V)_{\perp} = 4,4065 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{cm}^3$. Basierend auf der analytischen Herleitung der Gesamtquerschnittsfläche A_n als die Summe der durchschnittlichen, über der gesamten effektiven Kanallänge L_{eff} konstanten Querschnittsflächen aller n Kapillarröhrchen, wurde zwischen Flächen- und Volumenporosität das Verhältnis $\varepsilon_A/\varepsilon = \sqrt{T} < 1$ aufgestellt. Aus dieser vereinfachten geometrischen Beziehung und den Messwerten der Volumenporosität ε sowie der Tortuositätskoeffizienten $T_{\parallel}$ und $T_{\perp}$ resultierten die folgenden Werte der Flächenporosität für die beiden Durchflusskonfigurationen: $(\varepsilon_A)_{\parallel} = 10,228 \%$ und $(\varepsilon_A)_{\perp} = 7,250 \%$.

8.1. Ausblick

Bei der Fertigung der Brennkammerwände aus einem C/C-Plattenmaterial ähnlich dem der Platte PH-964-P, d.h. mit einem Lagenaufbau aus Gewebelagen (Plies) die eine konstante Ausrichtung der Faserstränge in zwei Richtungen aufweisen, müssen verteilt über dem Wandumfang variierende Permeabilitätskoeff-

fizienten bestimmt werden, um das radiale Impuls- und Stofftransportverhalten von C/C-Brennkammerwänden genauer beschreiben zu können. Zur Realisierung von Durchflussuntersuchungen in einer „radialen“ Durchflusskonfiguration sollte die Durchflussmessapparatur so modifiziert werden, dass sie sich auch zur Integration von Brennkammerwandsegmenten eignet. Als Vereinfachung könnte mit weiteren Durchflussproben der bisher verwendeten Art ein mittlerer Wert der Permeabilitätskoeffizienten für verschiedene Relativwinkel zwischen dem Strömungsvektor und den beiden Faserorientierungen in der Ebene der Plies bestimmt werden, um ihn als repräsentatives Maß für eine radiale Durchflusskonfiguration zu verwenden.

Da in der vorliegenden Arbeit eine Abhängigkeit der Permeabilitätskoeffizienten von der Stoffart der gasförmigen Durchflussmedien nachgewiesen wurde, handelt es sich bei diesen Koeffizienten nicht um Materialkonstanten des C/C-Materials, so dass auch eine Temperaturabhängigkeit von α und β nicht ausgeschlossen werden kann. Um die Permeabilitätskoeffizienten im Hinblick auf eine eventuelle Temperaturabhängigkeit zu überprüfen, sollte in zukünftigen Durchflussuntersuchungen auch die Temperatur des Durchflussmediums als zusätzlicher Versuchsparameter eingeführt werden.

Um den konvektiven Wärmeübergang im Inneren der effusiv gekühlten C/C-Brennkammerwände beschreiben zu können, bleibt eine experimentelle Bestimmung des konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} weiterhin unerlässlich. Zur Durchführung von experimentellen Wärmeübergangsuntersuchungen an C/C-Proben bietet sich das von Hoffschmidt verwendete Messverfahren an, mit dem er für eine poröse SiC-Schaumkeramik das Produkt ($\alpha_{sf} \cdot A_V$) aus Wärmeübergangskoeffizient und wärmeübertragender Fläche pro Volumeneinheit bestimmt hat. Da die volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V des C/C-Materials bekannt ist, kann dieses Produkt direkt nach dem konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} aufgelöst werden. Dieses Messverfahren ist jedoch für Luft als Durchflussmedium und für hochporöse, volumetrische Wärmetauscher entwickelt worden, die eine wesentlich geringere volumenbezogene Wärmeübergangsfläche A_V als das C/C-Material aufweisen. Zur Messung des Produkts ($\alpha_{sf} \cdot A_V$) für den niedrigporösen C/C-Werkstoff unter für die Effusionskühlung von Brennkammerwänden relevanten Bedingungen, sind entsprechende Anpassungen des Messverfahrens von Hoffschmidt erforderlich.

Da alle anderen Impuls-, Wärme- und Stofftransporteigenschaften des C/C-Materials bis auf den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten α_{sf} ermittelt wurden, sind nach dessen experimenteller Bestimmung alle Voraussetzungen erfüllt, um das makroskopische Verhalten der Kühlmittelströmung im Inneren einer effusiv gekühlten C/C-Brennkammerwand in CFD-Analysen vollständig simulieren zu können. Unter Verwendung der in den CFD-Analysen numerisch berechneten Verteilung der lokalen Kühlmassenströme $\dot{m}_f(x)$, die aus der heiß-

gasseitigen Wandoberfläche austreten, können die experimentellen und numerischen Untersuchungen der Effusionskühlung der C/C-Brennkammerwand fortgesetzt werden, um ein anwendungsspezifisches Modell der lokalen Kühleffektivität $\eta(F, x)$ zu entwickeln.

Nach der Erforschung der wandinternen Kühlmittelströmung besteht weiterhin Forschungsbedarf beim konvektiven Wärmeübergang zwischen der Heißgasströmung und der ihr ausgesetzten Oberfläche der effusiv gekühlten C/C-Brennkammerwand. Die Untersuchung der Effusionskühlung im Rahmen zukünftiger Forschungsarbeiten sollte sich daher auf den konvektiven, heißgasseitigen Wandwärmeübergang mit Kühlmittelausblasung konzentrieren, d.h. konkret auf die Beeinflussung der Heißgasgrenzschicht durch die Kühlmittelausblasung.

Literaturverzeichnis

- [1] AALTOSALMI, U.: *Fluid Flow in Porous Media with the Lattice-Boltzmann Method*, Department of Physics, University of Jyväskylä, Forschungsbericht Nr. 3/2005, Juli, 2005. – Finland.
- [2] ALLEN, M.B., BEHIE, G.A., TRANGENSTEIN, J.A.: *Multiphase flow in porous media: mechanics, mathematics, and numerics*, First ed., (Lecture notes in engineering 34), ISBN: 0387967311, Springer-Verlag, August, 1988, Berlin, Deutschland.
- [3] ANDREWS, G.E., ASERE, A.A., MKPADI, M.C., TIRMAHI, A.: *Transpiration Cooling: Contribution of Film Cooling to the Overall Cooling Effectiveness*, International Journal of Turbo and Jet Engines 3, S. 245–256, 1986
- [4] ANSYS, Inc.: *ANSYS Theory Reference*. ANSYS Release 9.0 Documentation, 2004, Canonsburg, PA.
- [5] AZEVEDO, D.: *Measured Thrust Losses Associated with Secondary Air Injection Through Nozzle Walls*, Journal of Propulsion and Power 9, Nr. 1, S. 43–50, 1993
- [6] BARTZ, D.R.: *A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer Coefficients*, California Institute of Technology, Jet Propulsion Laboratory, Januar, 1957. – 49–51 S
- [7] BAUER, T.H.: *A general analytical approach toward the thermal conductivity of porous media*, International Journal of Heat and Mass Transfer 36, Nr. 17, S. 4181–4191, 1993
- [8] BEAR, J.: *Dynamic of Fluids in Porous Media*, Reprint, (ISBN 0-486-65675-6), Dover Publications, Inc., 1988, New York, N.Y.
- [9] BENITSCH, B.: *Untersuchungen zur experimentellen Bestimmung der offenen Porosität an Composite-Bauteilen*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), 1996 (IB 435-96/06). Stuttgart, Deutschland.

- [10] BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N.: *Transport Phenomena*, John Wiley & Sons, 1960, New York, N.Y.
- [11] BLAND, D.R.: *Mathematical Theory of the Flow of a Gas in a Porous Solid and of the Associated Temperature Distributions*, Proceedings of the Royal Society (London) A, Nr. 221, S. 1–28, 1954
- [12] BONELLE, C.: *Transpiration Cooling: Dynamics of fluids in porous media for rocket combustion chambers*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), 2007 (IB 647-2007/05). Lampoldshausen, Deutschland.
- [13] BOVING, T.B., GRATHWOHL, P.: *Tracer diffusion coefficients in sedimentary rocks: correlation to porosity and hydraulic conductivity*, Journal of contaminant Hydrology 53, Dezember, S. 85–100, 2001
- [14] BRANDT, R.: *Messung der Wärmeleitfähigkeit und der spezifischen Wärmekapazität von faserverstärktem Graphit (C/C) und der faserverstärkten Keramiken ISC und Mullit*, Stoffwertlaboratorium, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE), Universität Stuttgart, 2006 (IKE5TB-208-RB-0602). Stuttgart, Deutschland.
- [15] BUCCHI, A., BRUNO, C., CONGIUNTI, A.: *Transpiration Cooling Performance in LOX/Methane Liquid-Fuel Rocket Engines*, Journal of Spacecraft and Rockets 42, Nr. 3, S. 476–486, 2005
- [16] BUCCHI, A., CONGIUNTI, A., BRUNO, C.: *Investigation of Transpiration Cooling Performance in LOX/Methane Liquid Rocket Engines*, IAC-03-S.3.08, 54th Int. Astronautical Congress, September 29 - October 3rd, 2003, Bremen, Deutschland.
- [17] BURKE, S.P., PLUMMER, W.B.: *Gas Flow through Packed Columns*, Industrial and Engineering Chemistry 20, Nr. 11, S. 1196–1200, 1928
- [18] BURKHARDT, H., SIPPPEL, M., KLEVANSKI, J., HERBERTZ, A.: *Comparative Study of Kerosene and Methane Propellants for Reusable Liquid Booster Stages*, AIAA 2002-5235, 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 7 - 10 Juli, 2002, Indianapolis, IN.
- [19] CARMAN, P.C.: *Fluid flow through a granular bed*, Transactions, Institution of Chemical Engineers, London 15, S. 150–156, 1937
- [20] CARMAN, P.C.: *Flow of Gases Through Porous Media*, First ed., Butterworths Scientific Publications, 1956, London, England.

-
- [21] CASTENHOLZ, P.D., KIRBY, F.M.: *Technology Applied To The Space Shuttle Main Engine*, AIAA 1973-60, 9th AIAA Annual Meeting and Technical Display, 8 - 10 Januar, 1973, Washington, D.C.
- [22] CHARPENTIER, J.C.: *Eléments de mécanique des fluides – Application aux milieux poreux*, Techniques de l'Ingénieur, traité Génie des procédés , Nr. J 1 065, S. 1–12, 1999
- [23] COMITI, J., SABIRI N.E., MONTILLET, A.: *Experimental characterization of flow regimes in various porous media – III: limit of Darcy's or creeping flow regime for Newtonian and purely viscous non-Newtonian fluids*, Chemical Engineering Science 55, 1 August, Nr. 15, S. 3057–3061, 2000
- [24] CRANE CO.: *Flow of fluids through valves, fittings, and pipe* , Crane Company, 1988 (Technical Paper No. 410 (TP 410)). Joliet, IL.
- [25] CROSNIER, S., RIVA, R., BADOR, B., BLET, V.: *Modelling of gas flow through metallic foams*, Proceedings of the 1st European Hydrogen Energy Conference, 2 - 5 September, 2003, Grenoble, France.
- [26] CURRY, D.M.: *Two-Dimensional Analysis of Heat and Mass Transfer in Porous Media Using the Strongly Implicit Procedure*, NASA Tech. Note D-7608, Lyndon B. Johnson Space Center, März, 1974, Houston, Texas.
- [27] CURRY, D.M., COX, J.E.: *The Effect of the Porous Materials Characteristics on the Internal Heat and Mass Transfer*, Paper 73-HT-49 , 1973, American Society of Mechanical Engineers
- [28] DARCY, H.: *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon*, Paris, France, 1856
- [29] DEL CASAL, E.P.: *The Effects of Multidimensional Flow Through Porous Matrices in Mass Transfer Cooling*, AIAA 69-149, Aerospace Sciences Meeting, 20 - 22 Januar, 1969
- [30] DOERFFER, P.P., BOHNING, R.: *Modelling of perforated plate aerodynamics performance*, Aerospace Science and Technology 4, Nr. 8, S. 525–534, 2000
- [31] DULLIEN, F.A.L.: *Porous media – Fluid transport and pore structure*, 2nd ed., Academic Press, 1992, New York, N.Y.

- [32] DUNN, S.S., COATS, D.E., NICKERSON, G., BERKER, D.: *Two-Dimensional Kinetics (TDK91/PRO) Nozzle Performance Computer Program, Volume I, Engineering Methods*, Software and Engineering Associates Inc., November, 1991, Carson City, NV.
- [33] EADS SPACE TRANSPORTATION GMBH: *Vulcain 2 Thrust Chamber*, <http://cs.astrium.eads.net/sp/LauncherPropulsion/Brochures/vulcain2.pdf>, Launch Vehicle Propulsion website, EADS Space Transportation, 2005, Ottonbrunn, Deutschland.
- [34] EHLERS, W.: *On thermodynamics of elasto-plastic porous media*, Arch. Mech. 41, S. 73–93, 1989
- [35] EHLERS, W.: *Foundations of multiphasic and porous materials*, EHLERS, W. (Hrsg.), BLUHM, J. (Hrsg.), Porous Media: Theory, Experiments and Numerical Applications. Berlin, Springer-Verlag, 2002, S. 3–86
- [36] EHLERS, W., ELLSIEPEN, P.: *Ein FE-System zur Simulation von Sonderproblemen der Bodenmechanik*, WRIGGERS, P. (Hrsg.), MEISSNER, U. (Hrsg.), STEIN, E. (Hrsg.) , WUNDERLICH, W. (Hrsg.), Finite Elemente in der Baupraxis: Modellierung, Berechnung und Konstruktion. – 391–400 S. Ernst & Sohn, 1998, Berlin, Deutschland.
- [37] ELAM, S., EFFINGER, M., HOLMES, R., LEE, J., JASKOWIAK, M.: *Lightweight Chambers for Thrust Cell Applications*, AIAA 2000-3131, 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit , 17 - 19 Juli, 2000, Huntsville, AL.
- [38] EPSTEIN, N.: *On tortuosity and the tortuosity factor in flow and diffusion through porous media*, Chemical Engineering Science 44, Nr. 3, S. 777–779, 1989
- [39] ERGUN, S.: *Fluid flow through packed columns*, Chem. Eng. Prog. 48, S. 89–94, 1952
- [40] FISHER, S.C., POPP, M., QUENTMEYER, R.J.: *Thrust Chamber Cooling and Heat Transfer*, HABIBALLAH, M. (Hrsg.), POPP, M. (Hrsg.) , YANG, V. (Hrsg.), Liquid Rocket Combustion Devices - Aspects of Modeling, Analysis, and Design, ONERA, Proceedings of the 2nd International Symposium on Liquid Rocket Propulsion, S. 16-1 - 16-27, 19 - 21 Juni, 1995, Chatillon, France.

- [41] FLORIO, J.JR., HENDERSON, J.B., TEST, F.L., HARIHARAN, R.: *Experimental Determination of Volumetric Heat Transfer Coefficients in Decomposing Polymer Composite*, ASME Winter Annual Meeting, Heat Transfer Div. 117, S. 51–60, 1989, American Society of Mechanical Engineers, Fairfield, NJ.
- [42] FLORIO, J.JR., HENDERSON, J.B., TEST, F.L., HARIHARAN, R.: *A Study of the Effects of the Assumption of Local-Thermal Equilibrium on the Overall Thermal-Induced Response of a Decomposing, Glass-Filled Polymer Composite*, International Journal of Heat and Mass Transfer 34, Nr. 1, S. 135–147, 1991
- [43] FORCHHEIMER, P.: *Wasserbewegung durch Boden*, Zeitschrift Verein Deutscher Ingenieure, Nr. 45, S. 1782–1788, 1901, Graz, Österreich.
- [44] FRÖHLICH, A., POPP, M., SCHMIDT, G., THELEMANN, D.: *Heat Transfer Characteristics of H_2/O_2 -Combustion Chambers*, AIAA 93-1826, 29th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 28 - 30 Juni, 1993, Monterey, CA.
- [45] FRÖHLKE, K., HAIDN, O.J., SERBEST, E.: *New Experimental Results on Transpiration Cooling for H_2/O_2 Rocket Combustion Chambers*, AIAA 98-3443, 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 13 - 15 Juli, 1998, Cleveland, OH.
- [46] GALLUS, H.E.: *Raumfahrtantriebe I Vorlesung*, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen, 1996, Aachen, Deutschland.
- [47] GERNOTH, A., RICCIUS, J., GREUEL, D.: *Simultaneous CFD Analysis of the Hot Gas and the Coolant Flow in Effusion Cooled Combustion Chambers*, The Pulse of Aerospace CFD, Proceedings of the 1st International Aerospace CFD Conference (IACC), 18 - 19 Juni, 2007, Paris, Frankreich.
- [48] GHADIANI, S.: *A Multiphasic Continuum Mechanical Model for Design Investigations of an Effusion-Cooled Rocket Thrust Chamber*, Institut für Mechanik (Bauwesen), Universität Stuttgart, Diss., Mai, 2005
- [49] GLASS, D.E., DILLEY, A.D., KELLY, H.N.: *Numerical Analysis of Convection/Transpiration Cooling*, Journal of Spacecraft and Rockets 38 jan - feb, Nr. 1, S. 15–20, 2001

- [50] GÖHNER, U., MAUCH, H.: *FLOTRAN: Numerical Method and Industrial Applications*, International Journal of Computer Applications of Technology 11, Nr. 3/4/5, S. 199–202, 1998
- [51] GOLDSTEIN, R.J.: *Film Cooling*, Advances in Heat Transfer, S. 321 - 379, Academic Press, 1971, New York, N.Y.
- [52] GÖRGEN, J., KNAB, O.: *CryoROC – A multi-phase Navier-Stokes solver for advanced rocket thrust chamber design*, ESA, 4th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, S. 631 - 638, 15 - 18 Oktober, 2001, Capua, Italy.
- [53] GÖRGEN, J., KNAB, O., HAESELER, D., WENNERBERG, D.: *Impact of Intentional and Unintentional Combustion Chamber Porosity on Rocket Engine Characteristics*, 4th International Symposium on Liquid Space Propulsion, 12 - 15 März, 2000, Lampoldshausen, Deutschland.
- [54] GRATHWOHL, P.: *Diffusion in natural porous media: Contaminant transport, sorption/desorption and dissolution kinetics*, (ISBN 0-7923-8102-5), Kluwer Academic Publishers, 1998
- [55] GREUEL, D., HERBERTZ, A., HAIDN, O.J., ORTELT, M., HALD, H.: *Transpiration Cooling Applied to C/C Liners of Cryogenic Liquid Rocket Engines*, AIAA 2004-3682, 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 11 - 14 Juli, 2004, Fort Lauderdale, FL.
- [56] GREUEL, D., SERBEST, E., HAIDN, O.J., HALD, H., KORGER, G.: *Einsatz von poröser Faserkeramik für Effusionskühlung im Düsenbereich von Raketenbrennkammern*, DGLR-2001-118, DGLR Jahrestagung 2001, 17 - 20 September, 2001, Hamburg, Deutschland.
- [57] GREUEL, D., SUSLOV, D., HAIDN, O.J., KORGER, G., FRITSCHER, K.: *New Techniques and Materials in Cooling for Cryogenic Rocket Engines*, 4th International Conference on Green Propulsion for Space Propulsion, CNES, 2001, Noordwijk, The Netherlands.
- [58] GRIGULL, U., SANDNER, H.: *Wärmeleitung*, Zweite Auflage, GRIGULL, U. (Hrsg.), Wärme- und Stoffübertragung, Springer-Verlag, Februar, 1990, Berlin/Heidelberg, Deutschland.
- [59] GRÖBER, H., ERK, S., GRIGULL, U.: *Die Grundgesetze der Wärmeübertragung*, Dritte Auflage, GRIGULL, U. (Hrsg.), Wärmeübertragung, Springer-Verlag, 1963, Berlin/Göttingen/Heidelberg, Deutschland.

- [60] GUDMUNDSSON, K.: *An approach to determining the water vapour transport properties of building materials*, Nordic Journal of Building Physics 3, November, 2003
- [61] HAARMANN, T.M.: *Numerische Simulation des Wärmeübergangs in einer kryogenen Raketenbrennkammer*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, Diss., Oktober, 2006
- [62] HAESELER, D., MÄDING, C. (DASA), RUBINSKIY, V., GOROKHOV, V., KHRISANFOV, S. (CADB): *Experimental Investigation of Transpiration Cooled Hydrogen-Oxygen Subscale Chambers*, AIAA 1998-3364, 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 13 - 15 Juli, 1998, Cleveland, OH.
- [63] HAIDN, O., GREUEL, D., HERBERTZ, A., ORTELT, M., HALD, H.: *Application of Fiber Reinforced C/C Ceramic Structures in Liquid Rocket Engines*, In: ASSOVSKIY, I.G., HAIDN, O. (Hrsg.): *Space Challenges in XXI Century; Rocket Motors and Problems of Space Exploration* Bd. 1. Torus Press, Moscow, 2005, S. 78 – 104. – ISBN 5-94588-036-1
- [64] HALD, H., ORTELT, M., FISCHER, I., GREUEL, D.: *CMC Rocket Combustion Chamber with Effusion Cooling*, IAC-03-S.P.22, 54th Int. Astronautical Congress, September 29 - October 3rd, 2003, Bremen, Deutschland.
- [65] HALD, H., ORTELT, M., FISCHER, I., GREUEL, D.: *Technology Status of a CMC Rocket Combustion Chamber with Effusion Cooling*, 6th International Symposium on Launcher Technologies: Flight Environment Control for Future and Operational Launchers, CNES, 8 - 11 November, 2005, München, Deutschland.
- [66] HALD, H., ORTELT, M., FISCHER, I., GREUEL, D., HAIDN, O.J.: *Effusion Cooled CMC Rocket Combustion Chamber*, AIAA 2005-3229, 13th AIAA/CIRA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 16 - 20 Mai, 2005, Capua, Italy.
- [67] HÄSSELBARTH, W.: *BAM-Leitfaden zur Ermittlung von Messunsicherheiten bei quantitativen Prüfergebnissen*, Forschungsbericht 266, (ISBN 3-86509-212-8), Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung (BAM), 2004
- [68] HATCH, J.E., PAPELL, S.S.: *Use of Theoretical Flow Model to Correlate Data for Film Cooling or Heating an Adiabatic Wall by Tangential Slot*

- Injection of Gases of Different Fluid Properties*, NASA Tech. Note TN-130, Lewis Research Center, November, 1959, Cleveland, Ohio.
- [69] HIRSCHFELDER, J.O., CURTISS, C.F., BIRD, R.B.: *Molecular Theory of Gases and Liquids*, (ISBN 978-0-471-40065-3), John Wiley & Sons, 1966, New York, N.Y.
- [70] HOFFSCHMIDT, B.: *Vergleichende Bewertung verschiedener Konzepte volumetrischer Strahlungsempfänger*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), 1997 (IB 97-35). Köln, Deutschland.
- [71] KEENER, D., LENERTZ, J., BOWERSOX, R., BOWMAN, J.: *The effects of Transpiration Cooling on Nozzle Heat Transfer and Performance at Low Blowing Ratios*, AIAA 95-2497, 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 10 - 12 Juli, 1995, San Diego, CA.
- [72] KEENER, D., LENERTZ, J., BOWERSOX, R., BOWMAN, J.: *Transpiration Cooling Effects on Nozzle Heat Transfer and Performance*, Journal of Spacecraft and Rockets 32, Nr. 6, S. 981–985, 1995
- [73] KIRCHHARTZ, R.: *Modellierung von Werkstoff- und Fluideigenschaften mit dem CFD-Strömungslöser ANSYS/FLOTRAN*, Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, 2005 (SS 2005-02). – Studienarbeit. Aachen, Deutschland.
- [74] LABOTZ, R.J., VALLER, H.W.: *Performance of a Transpiration-Regenerative Cooled Rocket Thrust Chamber, Final Report*, NASA CR-159742, Contract NAS 3-21029, Aerojet Liquid Rocket Company (ALRC), September, 1979, Sacramento, CA.
- [75] LANDIS, J.A.: *Numerical Study of a Transpiration Cooled Rocket Nozzle*. Wright-Patterson Air Force Base, OH., School of Engineering, Air Force Institute of Technology (Air University), MS Thesis, Dezember, 1995. – AFIT/GA/ENY/95D-01
- [76] LANDIS, J.A., BOWMANN, W.J.: *Numerical Study of a Transpiration Cooled Rocket Nozzle*, AIAA 96-2580, 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1 - 3 Juli, 1996, Lake Buena Vista, FL.

-
- [77] LEICHT, T.: *Gekoppelte CFD-Analyse der Heißgas- und Kühlmittelströmung in effusionsgeköhlten Brennkammern mit dem Finite Element Programmpaket ANSYS*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), 2005 (IB 647-2005/01). Lampoldshausen, Deutschland.
- [78] LEZUO, M., HAIDN, O.J.: *Active Cooling Using Transpiration Devices*, 2nd European Workshop on Thermal Protection Systems, 1995, Stuttgart, Deutschland.
- [79] LEZUO, M.K.: *Wärmetransport in H_2 -transpirativ geköhlten Brennkammerkomponenten*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, Diss., Oktober, 1998
- [80] LUCAS, J.G., GOLLADY, R.L.: *An Experimental Investigation of Gaseous-Film Cooling of a Rocket Motor*, NASA Tech. Note TN D-1988, Lewis Research Center, Oktober, 1963, Cleveland, Ohio.
- [81] LUCAS, J.G., GOLLADY, R.L.: *Gaseous-Film Cooling of a Rocket Motor with Injection near the Throat*, NASA Tech. Note TN D-3836, Lewis Research Center, Februar, 1967, Cleveland, Ohio.
- [82] MACDONALD, I.F., KAUFMANN, P., DULLIEN, F.A.L.: *Quantitative image analysis of finite porous media: I. Development of genus and pore map software*, J. Microscopy 144, S. 277–296, 1986
- [83] MAURAN, S., RIGAUD, L., COUDEVYLLE, O.: *Application of the Carman-Kozeny Correlation to a High-Porosity and Anisotropic Consolidated Medium: The Compressed Expanded Natural Graphite*, Transport in Porous Media 43, S. 355–376, 2001
- [84] MAY, L., BURKHARDT, W.M.: *Transpiration Cooled Throat for Hydrocarbon Rocket Engines*, NASA-CR-184272, 1991
- [85] MCCARTHY, R.D.: *Hydrogen: Its Technology and Implications*, COX, K.E. (Hrsg.) WILLIAMSON, K.D. (Hrsg.), CRC Press, Inc., 1975, Cleveland, Ohio.
- [86] MEINERT, J., HUHN, J., SERBEST, E., HAIDN, O.J.: *Investigations on the Effect of Foreign Gas Transpiration on a Turbulent Boundary Layer*, AIAA 2000-3386, 36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 17 - 19 Juli, 2000, Huntsville, AL.
- [87] MEINERT, J., HUHN, J., SERBEST, E., HAIDN, O.J.: *Turbulent Boundary Layers with Foreign Gas Transpiration*, Journal of Spacecraft and Rockets 38, Nr. 2, S. 191–198, 2001

- [88] MERSMANN, A.: *Stoffübertragung*, (Wärme- und Stoffübertragung ISBN 3-540-15920-7), Springer-Verlag, 1986, München, Deutschland.
- [89] MESSERSCHMID, E., FASOULAS, S.: *Raumfahrtsysteme*, 3., neu bearbeitete Auflage, (ISBN 978-3-540-77699-4), Springer-Verlag, 2009, Berlin Heidelberg, Deutschland.
- [90] MEYER, K., RÖHL-KUHN, B.: *Porosity of Ceramic Compacts: Gas Adsorption and Mercury Porosimetry*, cfi/Berichte der Deutschen Keramischen Gesellschaft e.V. (DKG) 72, Nr. 3, S. 108–114, 1995
- [91] MOAVENI, S.: *Finite Element Analysis: Theory and Application with ANSYS*, (ISBN 0-13-111202-3), Pearson Education, 2003
- [92] MUEGGENBURG, H.H., HIDAHL, J.W., KESSLER, E.L., ROUSAR, D.C.: *Platelet Actively Cooled Thermal Management Devices*, AIAA 1992-3127, 28th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 6 - 8 Juli, 1992, Nashville, TN.
- [93] MULREADY, R.C.: *Pratt & Whitney Aircrafts's Space Shuttle Main Engine*, AIAA 1971-658, AIAA/SAE 7th Propulsion Joint Specialist Conference, 14 - 18 Juni, 1971, Salt Lake City, Utah.
- [94] MULREADY, R.C.: *Advanced Engine Development at Pratt & Whitney : the inside story of eight special projects, 1946 - 1971*, Society of Automotive Engineers, Inc., 2001, Warrendale, PA.
- [95] ORTELT, M., FISCHER, I., HALD, H., GREUEL, D., SUSLOV, D., HAIDN, O.J.: *Empirical Verification of Effusion Cooled CMC Rocket Thrust Chambers*, AIAA 2005-3569, 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 10 - 13 Juli, 2005, Tucson, AZ.
- [96] PAPATHANASIOUA, T.D., MARKICEVIC, B., DENDY, E.D.: *A computational evaluation of the Ergun and Forchheimer equations for fibrous porous media*, Physics of Fluids 13, Nr. 10, S. 2795–2804, 2001
- [97] PERRET, J., PRASHER, S.O., KANTZAS, A., LANGFORD, C.: *Three Dimensional Quantification of Macropore Networks in Undisturbed Soil Cores*, Soil Sci. Soc. AM. J. 63, S. 1530–1543, 1999
- [98] POPP, M., SCHMIDT, G.: *Rocket Engine Combustion Chamber Design Concepts for Enhanced Life*, AIAA 96-3303, 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1 - 3 Juli, 1996, Lake Buena Vista, FL.

- [99] PRAGE: *Wasserstofftechnologie*, http://www2.hsu-hh.de/fsm/intern/lth/AT%20-%20Triebwerkstechnologie/00000/AT_01900_00.pdf, LTH Triebwerkstechnologie, September, 1995
- [100] QUINTARD, M.: *Transferts en Milieux Poreux*. Page d'accueil Michel Quintard > Cours sur les Transferts en Milieux Poreux. <http://mquintard.free.fr/>. Version: 2003
- [101] RICCIUS, J.R., GREUEL, D., HAIDN, O.J., LEICHT, T.: *Coupled CFD Analysis of the Hot Gas and the Coolant Flow in Effusion Cooled Combustion Chambers*, AIAA 2005-4437, 41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 10 - 13 Juli, 2005, Tucson, AZ.
- [102] ROUQUEROL, J., AVNIR, D., FAIRBRIDGE, C.W., EVERETT, D.H., HAYNES, J.H., PERNICONE, N., RAMSAY, J.D.F., SING, K.S.W., UNGER, K.K.: *Recommandations For The Characterization Of Porous Solids*, Pure & Applied Chemistry 66, Nr. 8, S. 1739–1758, 1994
- [103] RUBIN, A., SCHWEITZER, S.: *Heat Transfer in Porous Media with Phase Change*, International Journal of Heat and Mass Transfer 15, S. 43–60, 1972
- [104] SABIRI, N.E., COMITI, J.: *Ecoulement de Fluides Newtoniens et Non Newtoniens à Travers Des Lits Fixes Stratifiés*, The Canadian Journal Of Chemical Engineering 75, S. 1030–1037, 1997
- [105] SCHAAF, S.A., CHAMBRE, P.L.: *Flow of rarefied gases*, Princeton University Press, 1961, Princeton, NJ.
- [106] SCHEIDEGGER, A.E.: *The Physics of Flow Through Porous Media*, Third ed., University of Toronto Press, 1974, Toronto, Kanada.
- [107] SCHMIDT, G., HAESELER, D.: *ACT-X Höchstleistungsantrieb für neue Raumtransporter und Trägerstufen*, Bericht 88-025, MBB Unternehmensbereich Kommunikationssysteme und Antriebe, 1988, Ottobrunn, Deutschland.
- [108] SCHNEIDER, P.J., MAUER, R.E., STRAPP, M.G.: *Two Dimensional Transpiration Cooling*, AIAA 69-96, Aerospace Sciences Meeting , 20 - 22 Januar, 1969
- [109] SCHOENMAN, L.: *High Pressure Propulsion – Advanced Concepts for Cooling*, Acta Astronautica 14, S. 423–438, 1986

- [110] SCOTT, G.J.T., WEBSTER, R., NORTCLIFF, S.: *The topology of pore structure in cracking clay soil: II. Connectivity density and its estimation*, J. Soil Sci. 39, S. 315–326, 1988
- [111] SERBEST, E.: *Untersuchung zur Anwendung der Effusionskühlung bei Raketenbrennkammern*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule (RWTH) Aachen, Diss., November, 2001
- [112] SERBEST, E., FRITSCHER, K., HAIDN, O.J., HALD, H., KORGER, G., WINKELMANN, P.: *Advanced Materials for Thrust Chamber Technologies*, 4th International Symposium on Liquid Space Propulsion, 12 - 15 März, 2000, Lampoldshausen, Deutschland.
- [113] SERBEST, E., HAIDN, O.J., HALD, H., KORGER, G., WINKELMANN, P.: *Effusion Cooling in Rocket Combustors Applying Fiber Reinforced Ceramics*, AIAA 99-2911, 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, 20 - 24 Juni, 1999, Los Angeles, CA.
- [114] SERBEST, E., HAIDN, O.J., HALD, H., KORGER, G., WINKELMANN, P., FRITSCHER, K.: *Advanced Technologies and Materials for Future Liquid Rocket Engines*, AAAF, 12th European Aerospace Conference, 29 - 30 November, 1999, Paris, Frankreich.
- [115] STREHLOW, R.A.: *Combustion Fundamentals*, International Edition, MURPHY, A. (Hrsg.), Energy, Combustion and Environment Series, McGraw-Hill, Inc., 1984, Singapore.
- [116] ULLMANN, T., HALD, H., VOLLRATH, O., GROTHEER, H.H., HAIDN, O.J., AUWETER-KURTZ, M.: *Behaviour of C/C-SiC Material in Reentry and H₂/O₂ Combustion Environment*, 3rd European Workshop on Thermal Protection Systems, 1998, Noordwijk, The Netherlands.
- [117] VOGEL, A.: *Investigations on Atomization of a Coaxial Injected H₂/LO₂ Jet under Hot Fire Conditions*, Proc. of 6th ICLASS, 1994, S. 423–432, Rouen, Frankreich.
- [118] WAHYUDI, I., MONTILLET, A., KHALIFA, A.O.A.: *Darcy and post-Darcy flows within different sands*, Journal of Hydraulic Research 40, Nr. 4, S. 519–525, 2002
- [119] WEAST, R.C.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics. A ready-reference book of chemical and physical data*, 65th ed., Chemical Rubber Company (CRC) Press, Inc., 1984, Boca Raton, FL.

- [120] Werum Software & Systems AG: *Messwerterfassung und Steuerung für die Experimentalprüfstände HF, M3, M11, M51, Mobiles System beim DLR Lampoldshausen*. Version 1.1, April, 2005. – Reg. 23.70.1. Lüneburg, Deutschland.
- [121] WHITAKER, S.: *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 März, Nr. 2, S. 361–371, 1972
- [122] WHITE, F.M.: *Viscous Fluid Flow*, 2. Auflage, McGraw-Hill, 1991, New York, N.Y.

A. Anhang

A.1. Versuchsaufbau der Durchflussversuche

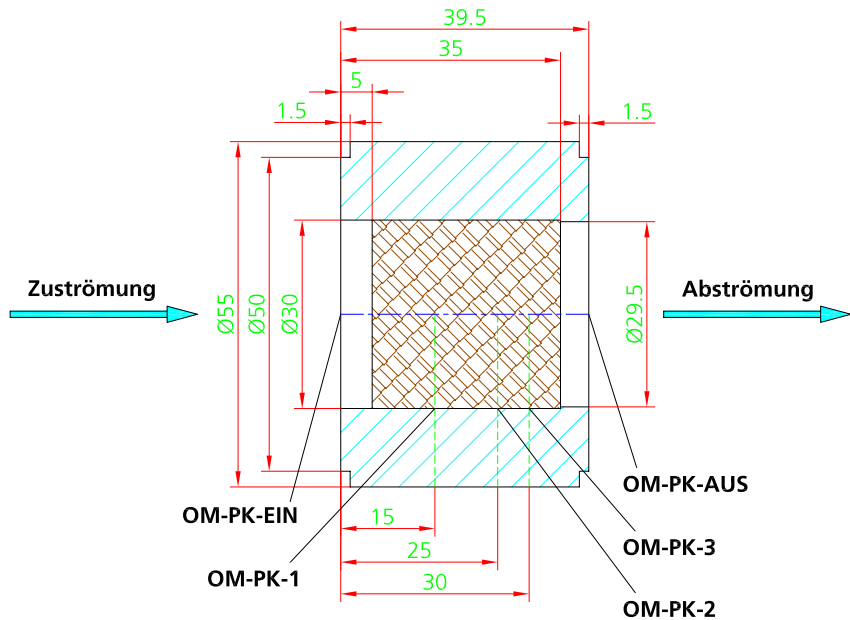


Bild A.1.: Zusammenbauzeichnung der C/C-Probe und des Probenhalters mit eingezeichneten Positionen der Druckmessstellen

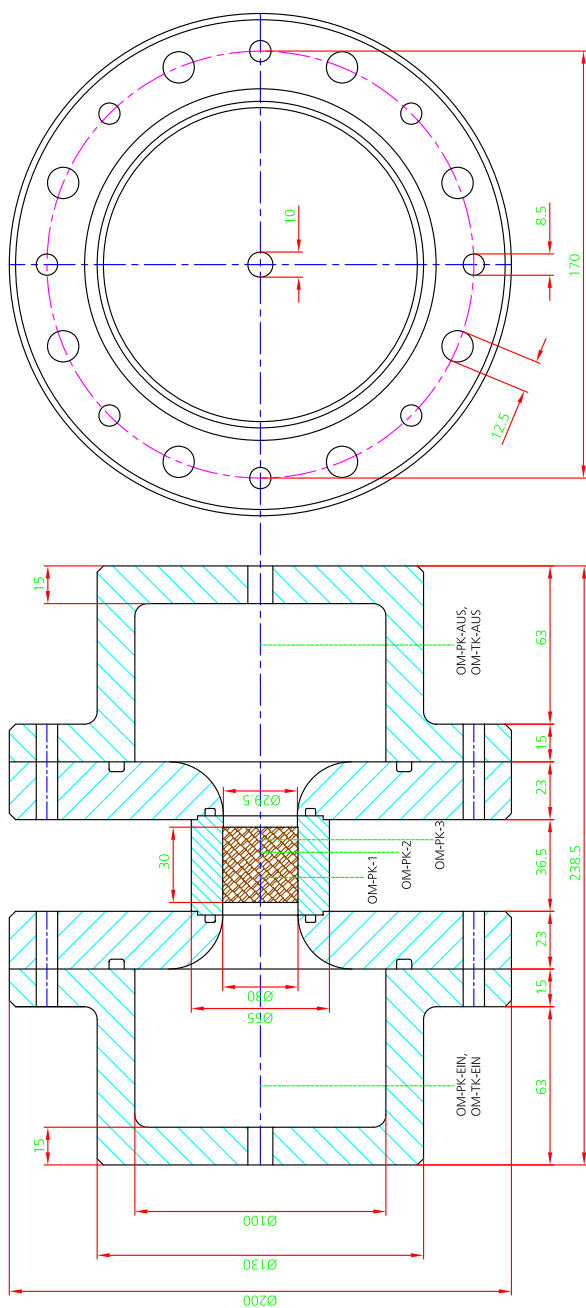


Bild A.2.: Konstruktionszeichnung der Permeabilitätsmessapparatur mit eingebauter C/C-Probe

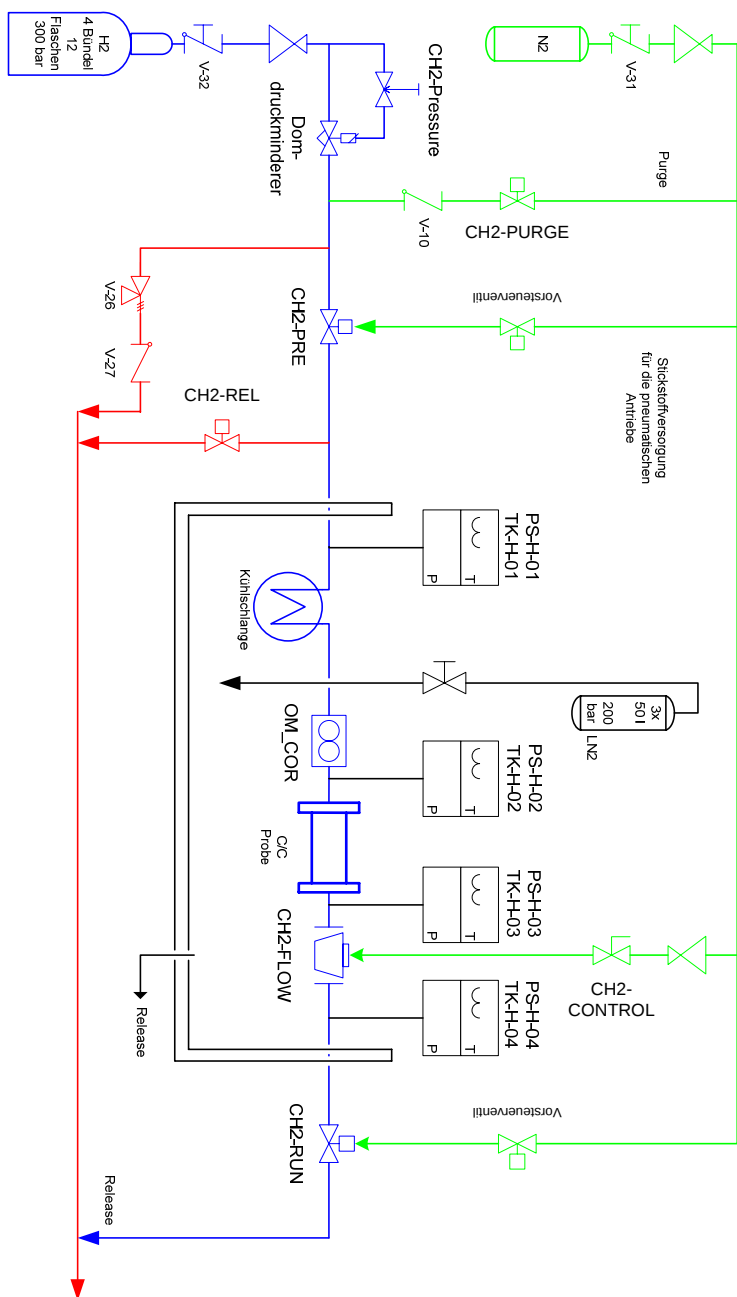


Bild A.3.: *Fließplan des Durchflussprüfstands*

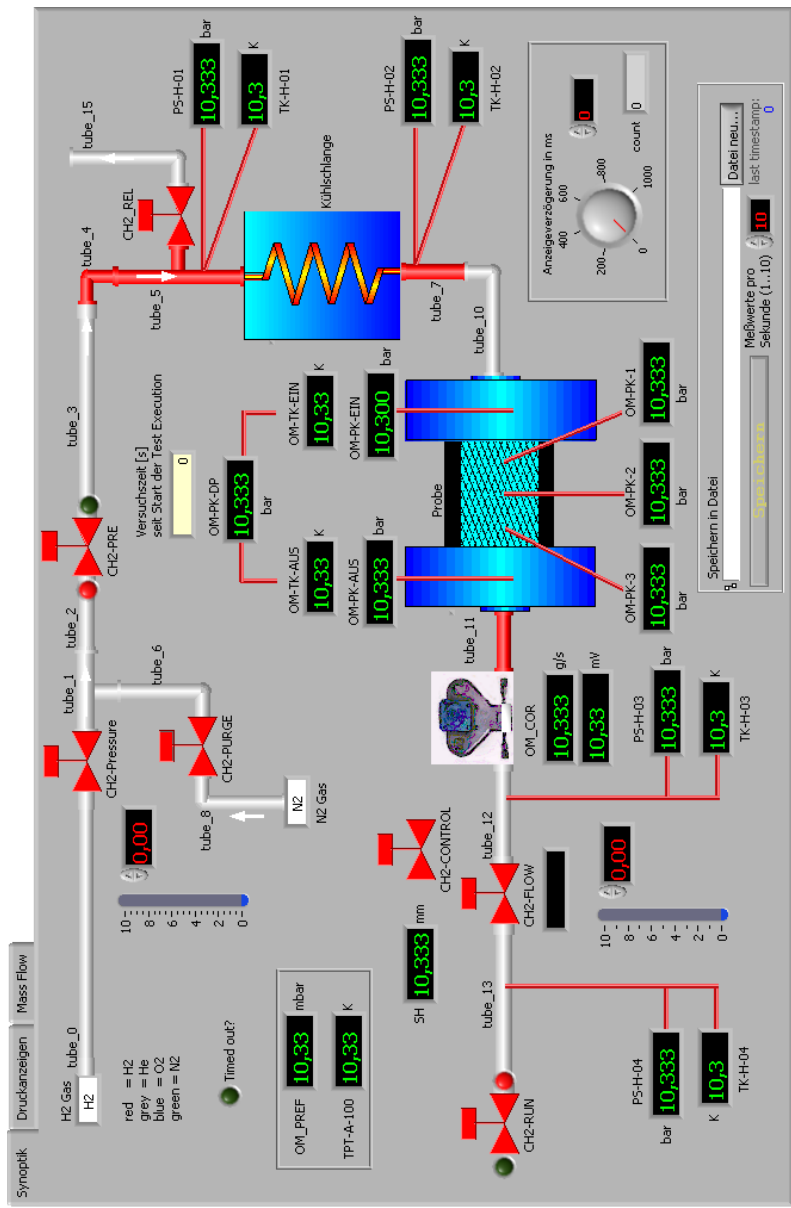


Bild A.4: Synoptik zur Übergabe der Mess- und Steuerstellen des Durchflussprüfstands an das Programm *DLR_Teststand*

LEBENS LAUF

PERSÖNLICHE ANGABEN

Name: Dirk Greuel
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch
Geburtsdatum: 11.08.1973
Geburtsort: Lendersdorf



SCHULBILDUNG

08/1983 - 06/1989	Städtische Realschule Wernersstraße in Düren
08/1989 - 06/1992	Berufliches Gymnasium am BK für Technik in Düren: Abschluss mit Abitur (Allgemeine Hochschulreife)

GRUNDWEHRDIENST

07/1992 - 06/1993	PzGrenBtl 342, Gneisenau-Kaserne in Koblenz
-------------------	---

STUDIUM

10/1993 - 10/1999	Studium des Maschinenbaus (Vertiefungsrichtung: Luft- und Raumfahrt) an der RWTH Aachen
Oktober 1999	Abschluss mit akad. Grad als Dipl.-Ing. Maschinenbau
06. März 2012	Eröffnung des Promotionsverfahrens

BERUFLICHER WERDEGANG

seit Dez. 1999	Angestellt beim <i>Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)</i> in Lampoldshausen am <i>Institut für Raumfahrtantriebe</i> als Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Rahmen der vorliegenden Doktorarbeit
04/2012 - 04/2013	Abgeordnet vom <i>DLR</i> zur <i>European Space Agency (ESA)</i> nach Paris als Technical Assistant im <i>Future Launchers Preparatory Programme (FLPP)</i>

