

Charakterisierung der Verluste in Vordralldüsensystemen: Wege zu erhöhter Kühleffektivität in Gasturbinen

Zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

der Fakultät für Maschinenbau
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Cyrille Bricaud

Tag der mündlichen Prüfung:

16. April 2014

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. Sigmar Wittig

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. Martin Gabi

Charakterisierung der Verluste in Vordralldüsen-Systemen: Wege zu erhöhter Kühleffektivität in Gasturbinen

von

Dipl.-Ing. Cyrille Bricaud

Rheinfelden 2014

Vorwort der Herausgeber

Die großen Fortschritte im Turbomaschinenbau, die durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt sind, verlangen einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken wie die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten - hier denken wir an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen - genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden. Von großer Bedeutung sind zudem neue Lösungen in der konstruktiven Gestaltung.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band 57/2014 der Veröffentlichungsreihe stellt Herr Bricaud in Fortführung früherer Forschungsarbeiten am Institut für Thermische Strömungsmaschinen experimentelle Untersuchungen der Strömung und des Wärmeübergangs in sog. Vordralldüsen systemen vor, mit denen die Kühlluft des Sekundärluftsystems von Gasturbinen den gekühlten Laufschaufeln zugeführt wird. Aufgrund der Komplexität der Strömung, der schwer zugänglichen Messvolumina sowie der hohen Rotor- und Strömungsgeschwindigkeiten ergaben sich außerordentlich hohe messtechnische Anforderungen. Mit Unterstützung von numerischen Berechnungen dienen die Messdaten insbesondere zur Charakterisierung der Totaldruck- und Drehimpulsverluste sowie der resultierenden Temperaturprofile der Kühlluft. Die Korrelationen der Messergebnisse mit den konstruktiven Parametern zeigen die Effizienz aktueller Konfigurationen und Möglichkeiten zur Erhöhung der für Weiterentwicklungen entscheidenden Kühleffektivität auf.

Karlsruhe, im Juli 2014

Sigmar Wittig und Hans-Jörg Bauer

Vorwort des Autors

Die Erzeugung und Analyse der Daten in der vorliegenden Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Das Schreiben des Manuskripts erstreckt sich von dieser Zeit bis in dieses Jahr parallel zu meiner aktuellen Tätigkeit als Ingenieur für das Sekundärluftsystem von Gasturbinen in der freien Wirtschaft.

Dem ehemaligen Leiter des Instituts Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr. h.c. mult. S. Wittig gilt mein besonderer Dank für sein Vertrauen und für die Übernahme des Hauptreferates, sowie für die über die Jahre konstante Unterstützung trotz seinem damaligen Wechsel an das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt und seiner Emeritierung.

Auch Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Gabi möchte ich in diesem Zusammenhang für die Übernahme des Korreferats und seine schnelle Einarbeitung in die Thematik sehr danken.

Für die Gewährleistung einer Kontinuität in den Forschungsthemen des ITS und für die ergänzende Betreuung meiner wissenschaftlichen Tätigkeiten möchte ich mich beim aktuellen Leiter des Instituts Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer bedanken. An dieser Stelle sei auch die Rolle des damaligen Leiters der Komponentengruppe, Herrn Dr.-Ing. K. Dullenkopf, hervorgehoben, der durch seinen wertvollen Rat bei der Durchsicht des Manuskripts sowie meiner am Institut erarbeiteten Veröffentlichungen einen weiteren Beitrag zum Abschluss der vorliegenden Arbeit geleistet hat. Ganz herzlicher Dank gehört meinen ehemaligen Kollegen am Institut für ihre Offenheit für Fachdiskussionen und ihre Hilfsbereitschaft. Diese Voraussetzungen und die dadurch resultierende freundliche Arbeitsatmosphäre ermöglichten eine schnelle Einarbeitung in die Thematik und stellten dauernde Anregungen für meine eigenen Untersuchungen dar. Besonders hervorheben möchte ich meinen ersten Bürokollegen Herrn Dr.-Ing. T. Geis erwähnen, da er mein Interesse für das Vordralldüsensystem geweckt hat. Für ihr hohes Engagement danke ich ebenso meinen studentischen Hilfskräften, die bei der Durchführung der experimentellen und numerischen Aufgaben mit Begeisterung mitgewirkt haben.

Selbstverständlich wäre ohne die tatkräftige Unterstützung der Techniker und der Mitarbeiter in den Werkstätten der Aufbau der für diese Arbeit benötigten Messstrecke nicht möglich gewesen. Hier erinnere ich mich gerne an die für mich immer lehrreichen Diskussionen zur Lösung der konstruktiven Aufgaben. Die Angestellten der Rechnergruppe sowie des Verwaltungsbereichs haben durch die Gewährleistung sehr guter Arbeitsbedingungen die Durchführung meiner Tätigkeiten vereinfacht. Dafür bin ich Ihnen sehr dankbar.

Darüber hinaus möchte ich meinen aktuellen Gruppenleiter Herrn Dr.-Ing. T. Zierer erwähnen, der durch sein Entgegenkommen mit gleitender Arbeitszeit das Schreiben der vorliegenden Arbeit unterstützt hat. Meinem Nachbarn Herrn Dr. Dipl.-Chem. R. Markstein möchte ich auch für die Sprachkorrekturen des ersten Manuskripts meinen Dank aussprechen. Nicht zuletzt gilt meiner Frau Claudia mein ganz herzlicher Dank für die Durchsicht aller Manuskripte, ihrer moralischen Unterstützung, ihrer Geduld und ihres Verständnisses.

Rheinfelden, im Juli 2014

Cyrille Bricaud

Inhaltsverzeichnis

Abbildungen	vi
Tabellen	x
Symbole	xi
1 Einführung	1
2 Vorgehensweise	5
3 Analyse des Vordrall-Kühlluftsystems	8
3.1 Kühlluftzufuhr zu rotierenden Schaufeln - Gestaltung und Grundprinzipien . . .	8
3.1.1 Hauptkomponenten und Bezeichnungen	8
3.1.2 Globale Druck- und Temperatur-Änderungen der Kühlluft	10
3.1.3 Vordralleffekte	13
3.2 Quantifizierung der Strömungsverluste: Kenntnisstand	17
3.2.1 Dimensionslose Einflussparameter	18
3.2.1.1 Achsensymmetrische Rotor-Stator Strömungen	18
3.2.1.2 Vordrallkammer Strömungen	22
3.2.2 Durchfluss-Charakteristiken und Totaldruckverluste	24
3.2.2.1 Drallerzeuger	25
3.2.2.2 Receiverkanäle	26
3.2.3 Drehimpulsverlust in der Vordrallkammer	28
3.2.3.1 Vordrall am Eintritt der Receiverbohrungen	29
3.2.3.2 Wandschubspannung	31
3.2.4 Kühllufttemperatur in den rotierenden Receiverkanälen	33
3.2.4.1 Kennzahlen für die Kühllufttemperatur und die Kühleffektivität	33
3.2.4.2 Temperatur-Kennlinien für ein adiabates System	34
3.2.4.3 Einfluss eines überlagerten radialen Massenstroms	38
3.2.4.4 Einfluss des Wärmeübergangs in der Vordrallkammer	39
3.2.5 Gesamteffizienz des Vordrall-Kühlluftsystems	40

4	Experimenteller Aufbau und Messverfahren	41
4.1	Parametervariation	41
4.2	Vordralldüsenprüfstand	45
4.3	Luftversorgung	46
4.4	Auswahl der Messgrößen	49
4.5	Bereitstellung der Instrumentierung	50
4.5.1	Druckmessstellen	51
4.5.2	Anpassung des PIV-Systems für die Geschwindigkeitsmessungen	52
4.5.3	Spezifische Maßnahmen zur Messung der Lufttemperaturen	55
4.5.3.1	Allgemeine Vorbereitungsschritte	56
4.5.3.2	Die Referenztemperatur stromauf der Düsen	56
4.5.3.3	Receiverbohrungen	57
4.5.3.4	Vordrallkammer	60
4.5.3.5	Innere Dichtung und Labyrinthdichtung	60
4.5.4	Vorbereitungen zur Messung der Wandtemperatur	61
4.6	Gesamte Messwerterfassung	63
4.7	Ausgewählte Parameter für die PIV-Auswertung	63
4.8	Verfahren zur Ermittlung der Wärmeübergangszahlen	64
4.8.1	FEM-Gitter	65
4.8.2	Randbedingungen	66
4.8.3	Iterativer Auswertungsprozess	68
4.9	Messgenauigkeit relevanter Größen	69
5	Aussagekraft der numerischen Strömungsberechnungen	70
5.1	Vorgehensweise bei den numerischen Untersuchungen	70
5.1.1	Rechengitter und Randbedingungen	71
5.1.2	Modellierung der Turbulenz	74
5.2	Voraussage des Strömungsfeldes	76
5.2.1	Hauptströmungspfad der Kühlluft	76
5.2.2	Effekte der Überdrall- und Unterdrall-Bedingung:	79
5.2.2.1	Freiströmung	79
5.2.2.2	Temperaturgrenzschicht bei adiabaten Wänden	80
5.2.3	Strömungsinstationaritäten	81

5.2.3.1	Von der Receiverbohrung angeregte Strömungsinstationaritäten	81
5.2.3.2	Turbulente Schwankungen	83
5.3	Überprüfung der numerischen Ansätze mit experimentellen Vergleichsdaten	84
5.3.1	Verlustkoeffizient (Geschwindigkeitsverhältnis) η_V der Vordralldüsen	85
5.3.2	Geschwindigkeitsverteilung	87
5.3.3	Tangentialgeschwindigkeit am Eintritt der Receiverbohrungen	89
5.3.4	Druckrückgewinn	90
5.3.5	Totaltemperaturänderungen	92
5.3.6	Temperaturabsenkung am Eintritt der Receiverbohrungen	94
5.4	Grenzen der gewählten numerischen Verfahren	95
6	Messergebnisse und Berechnungsansätze	97
6.1	Durchfluss-Charakteristiken der Vordrall-Kühlluftsysteme	98
6.1.1	Verlustkoeffizient η_V der Vordralldüsen	98
6.1.1.1	Definitionen	98
6.1.1.2	Einflussparameter	99
6.1.1.3	Korrelationen für η_V	103
6.1.2	Verlustkoeffizient η_R der Receiverbohrungen	104
6.1.2.1	Definitionen	104
6.1.2.2	Einflussparameter	105
6.1.2.3	Korrelationen für η_R	109
6.1.2.4	Strömungsverluste am Bohrungsaustritt	110
6.1.3	Anwendungen	110
6.1.3.1	Ermittlung des Kühlluftmassenstroms	110
6.1.3.2	Ermittlung des Totaldrucks in den Receiverbohrungen	111
6.2	Vordrall und Kühllufttemperatur	112
6.2.1	Gemessene Temperatur-Kennlinien	112
6.2.2	Korrelationen zur Analyse der Vordrallströmung	113
6.2.2.1	Radiale Geschwindigkeitskomponente	115
6.2.2.2	Radiale Druckverteilung	117
6.2.2.3	Radialer Drallverlauf	117
6.2.2.4	Totaltemperaturverteilung	121
6.2.2.5	Wandreibung	121

6.2.2.6	Wärmeübergang	123
6.2.2.7	Iterative Berechnungsschritte	124
6.2.3	Kalibrierung und Überprüfung der Korrelationen für die Vordrallströmung	125
6.2.3.1	Drehimpulsverlustkoeffizient C_{IV} am Austritt der Vordralldüsen	126
6.2.3.2	Drehimpulsverlustkoeffizient C_{IR} am Eintritt der Receiverbohrungen	126
6.2.3.3	Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Vordrallkammer	126
6.2.3.4	Temperaturänderung durch Vordrall	129
6.2.3.5	Temperaturänderung durch Rotorwandreibung	130
6.2.3.6	Ermittelte Werte für C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S und x_R	131
6.2.4	Rückschlüsse über den Vordrall und die Drehimpulsverluste	131
6.3	Wärmeübergang am Rotor	135
6.3.1	Gemessene lokale Wärmeübergangszahlen	135
6.3.2	Umfangsgemittelte Wärmeübergangszahlen	137
6.3.2.1	Einflussparameter	137
6.3.2.2	Korrelationen	141
7	Bewertung der Gesamteffizienz	144
7.1	Charakteristische Druck- und Temperaturkennfelder	144
7.2	Definition und Kennlinien des Wirkungsgrades η_{p3}	146
7.3	Potenzielle Erhöhung der Effizienz durch Konstruktionsänderung	147
8	Zusammenfassung	151
	Literatur	155
	Anhang	165
A.1	Abschätzung der Rotorreibleistung in einer Ringkammer	165
A.2	Durchflussbeiwert C_{dR} der Receiverbohrungen nach Yan et al. (2003)	166
A.3	Einfluss der Wärmeleitung auf die Thermoelementtemperatur bei unterschiedlichen Thermoelementlängen l_{TE}	167
A.4	Details des Verfahrens zur Auswertung der Wärmeübergangsmessungen	169
A.4.1	Randbedingungen des FE-Modells	169
A.4.2	Bilineare Interpolation	172

A.5	Bestimmung der Messgenauigkeit	173
A.5.1	Strömungsgeschwindigkeit	173
A.5.2	Wärmeübergangszahl	174
A.6	Geometrische Parameter der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsen-systeme	176
A.7	Verwendete Messdaten zur Herleitung der Korrelation für η_R^{rd015}	177
A.8	Berechnete Strömungsverluste am Bohrungsaustritt	178
A.9	Totaldruck p_{trel3} in den Receiverbohrungen: Vergleich von Gl. (6.13) mit den CFD-SST-Berechnungen	179
A.10	Herleitung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen v'_r und v'_ϕ im zylindrischen Koordinatensystem	180
A.11	Herleitung angenäherter Lösungen für die Impulsgleichung Gl. (6.37)	182
A.11.1	Lösungen für ein Ringvolumen mit $v_r \approx 0$ und ohne Düse und Receiverbohrung	182
A.11.1.1	Für $\ell = \text{konstant}$ in Analogie zum Mischungswegkonzept von Prandtl	183
A.11.1.2	Für $\ell \neq \text{konstant}$ in Analogie zum Mischungswegkonzept von von Kármán	183
A.11.2	Lösung für ein Ringvolumen mit $v_r = \pm \dot{m}/(2\pi s\rho r)$ und ohne Düse und Receiverbohrung ($r_1 \neq r_2$)	184
A.11.3	Lösung für ein Ringvolumen nur mit den Düsen ($r_1 \neq r_2$)	185
A.11.4	Lösung für ein Ringvolumen nur mit den Receiverkanälen ($r_1 \neq r_2$)	186
A.11.5	Lösung für ein Ringvolumen mit den Düsen und den Receiverbohrungen ($r_1 \approx r_2$)	187
A.12	Angenäherte Lösungen der radialen Drallverteilung für die Fälle $r_1 > r_2$ und $r_1 < r_2$	188
A.13	Dimensionsloser Drehimpuls C_{IV} am Austritt der Vordralldüsen	190
A.14	Dimensionsloser Drehimpuls C_{IR} am Eintritt der Receiverbohrungen	191
A.15	Radiale Verläufe von Strömungsgrößen in der Vordrallkammer beim Überdrall und Unterdrall	192
A.16	Abschätzung des Einflusses des Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur T_{t2} bei den angenommenen adiabaten Versuchen	193
A.17	Rotor- und Stator-Wandreibung in der Vordrallkammer G-Ref	194
A.18	Exemplarische radiale Drallverteilungen aus der Literatur	195
A.19	Exemplarische radiale Verteilungen von Nußelt-Zahlen aus der Literatur	196

Abbildungsverzeichnis

1.1	Angenäherte thermodynamische Kreisprozesse einer Gasturbine	1
1.2	Axialer Querschnitt durch die Brennkammer und die Hochdruck-Turbine eines Triebwerkes - Quelle: Pratt & Whitney Canada (2002)	2
3.1	Komponenten unterschiedlicher Vordrall-Kühlluftsysteme:	9
3.2	Schematische Darstellung der Hauptschnittstellen eines Vordrall-Kühlluftsystems	11
3.3	h-s Diagramme der charakteristischen Zustandsänderungen der Kühlluft im Vordrall-Kühlluftsystem - adiabate Betrachtung mit 0: Drallerzeugereintritt, 2: Eintritt der Receiverkanäle, 6: Eintritt der Schaufelkanäle (vgl. Abb. 3.2)	11
3.4	Geschwindigkeitsdreiecke stromauf der Receiverkanäle	13
3.5	Konventionen und Darstellungen der Grenzschichten im Rotor-Stator System .	18
3.6	Schematische Darstellung der Strömungslinien für breite Spalte und überlagerte radiale Massentröme \dot{m}_{rad} (vgl. Owen und Rogers (1989), Owen et al. (1985)) .	20
3.7	Typische Temperatur-Kennlinien von nahezu adiabaten Vordralldüsen systemen	35
4.1	Schematische Darstellung der im Prüfstand variierten geometrischen Parameter	42
4.2	Axialschnitt des Vordralldüsenprüfstandes	45
4.3	Schemata der verwendeten Luftführungskombinationen der Versuchsanlage . .	47
4.4	Übersicht der benötigten Messgrößen	49
4.5	Druckmessstellen des Vordralldüsenprüfstandes	51
4.6	Details des verwendeten Stereo-PIV-Aufbaus	53
4.7	Einbauzustand der Temperatursonde T_{01} & T_{02} stromauf der Vordralldüsen . .	56
4.8	Temperatursonden für Strömungen mit höheren Geschwindigkeiten	58
4.9	Recoverytemperatur der Sonden T_{3i} und T_{2i}	59
4.10	Einbauzustände der Temperatursonden	59
4.11	Einbau von Thermoelementen in die Rotorscheibe zur Messung von Oberflächentemperaturen	62
4.12	FEM-Gitter der Rotorscheibe	66
4.13	Relevante Zone zur Definition der Randbedingungen des FE-Modells	67
5.1	Charakteristisches Rechengitter mit Randbedingungen: Konfiguration G-smax .	71
5.2	Detailansicht der Vordrallkammer: Konfiguration G-Ref	72
5.3	Analogie der Geschwindigkeitsverteilung mit Filmkühlbohrung	77

5.4	Strömungsformen im Rotor-Stator System	77
5.5	Analogie des relativen Strömungsgeschwindigkeitsfeldes mit dem Fall <i>rotierender Bohrungen</i> (c_{z2} nach Gl. (3.43))	78
5.6	Momentaufnahme der Druckverteilung in der Vordrallkammer bei verschiedenen Drallzahlen K_1 (CFD-SST; Konfiguration G-Ref; Ebene $y = -r_2$; Zeitaufnahme bei $t^* \approx 1$ nach Abb. 5.8 und Abb. 5.9)	79
5.7	Axiale Verteilungen der Totaltemperatur in der Vordrallkammer bei Unterdrall und Überdrall (CFD-SST; Konfiguration G-Ref; Momentaufnahme in der axialen-radialen Ebene $\varphi = 0^\circ$ bei der radialen Position $(r - r_1)/d_1 = 2$)	80
5.8	Zeitliche Druckänderungen in der Vordrallkavität	81
5.9	Änderung der Druckverteilung in der Vordrallkammer G-hmin in Abhängigkeit von der Receiverbohrungsposition (CFD-SST; Ebene $y = -r_2$; $\Pi = 1,4$; $K_1 = 2,2$; $Re_\varphi = 1,2 \cdot 10^6$; t^* nach Abb. 5.8(c))	82
5.10	Turbulente Strukturen in der Vordrallkammer (PIV)	84
5.11	Vortizitätskomponente Ω_y ($c_1 d_1 / v_1 \approx 5,5 \cdot 10^4$)	84
5.12	Berechnete und gemessene Verlustkoeffizienten η_V der Vordralldüsen	86
5.13	Zeitlich gemittelte tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten am Eintritt einer Receiverbohrung in Abhängigkeit von der Drallzahl K_1 (PIV; Konfiguration G-Ref mit zirka 15% kleinerer Fläche A_1 ; Ebene $y = -r_2$)	87
5.14	Zeitlich gemittelte tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten in der Ebene $y = -r_1$ der Konfiguration G-Ref für eine gegebene Winkelposition der Receiverbohrungen ($\Pi = 1,2$; $K_1 = 1,7$; Achse einer Receiverbohrung in den Ebenen $y = -r_1$ und $x = 0$)	88
5.15	Mittlere tangentielle Strömungsgeschwindigkeit in der Vordrallkammer an der radialen Position der Receiverbohrungen	90
5.16	Druckrückgewinn nach der Expansion der Strömung in Umfangsrichtung zwischen zwei Düsen	91
5.17	Totaltemperaturen in der Vordrallkavität	93
5.18	Gemessene und berechnete dimensionslose Temperaturabsenkung am Eintritt der Receiverbohrungen	95
6.1	Anströmwinkel β der Receiverkanälen (N_V , N_R , d_1 und d_3 nach Abb. 4.1)	98
6.2	Einfluss von Π und β auf den Verlustkoeffizienten η_V der Vordralldüsen	100
6.3	Schematische Darstellung der untersuchten geometrischen Parameter	102
6.4	Verlustkoeffizient η_V der in dieser Arbeit untersuchten Vordralldüsen	102
6.5	Vergleich der Verlustkoeffizienten η_V der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsen mit den entsprechenden Konfigurationen ohne Rotor (aus Daten dieser Arbeit und von Dittmann (2006))	103

6.6	Verlustkoeffizient η_R der untersuchten Konfigurationen von Receiverbohrungen und Vordrallkammern	106
6.7	Verlustkoeffizient η_R zusätzlicherer Konfigurationen - Experimentelle Daten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006)	107
6.8	Vergleich des maximalen Durchflussbeiwertes $\eta_{R\max}$ mit den Messdaten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006)	108
6.9	Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ von den Vordralldüsen zu den Bohrungen . .	112
6.10	Modellvorstellung der Vordrallkammer	113
6.11	Unterteilung der Vordrallkammer in verschiedene radiale Bereiche	119
6.12	Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Vordrallkammer für $\Pi \approx 1,4$ und $K_1 \approx 1$ ($c_{1\text{is}}$ nach Gl. (3.29); $\rho_{1\text{is}} = p_1/\Re/T_{1\text{is}}$ mit $T_{1\text{is}}$ nach Gl. (3.30)) . .	128
6.13	Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ von der Vordrallkammer zu den Bohrungen .	129
6.14	Hauptquelle der Drehimpulsverluste	132
6.15	Unterteilung der Wandreibmomente	132
6.16	Stator- und Rotor-Wandreibmomente	133
6.17	Auf der rotierenden Fläche der Vordrallkammer gemessene Nußelt-Zahlen (Konfiguration G-Wü mit $r_1/s = r_2/s = 22$; $Nu = q_w \cdot s / (\lambda_{12}(T_{\text{aw}} - T_w))$; T_{aw} nach Gl. (4.5))	136
6.18	Radiale Verteilungen der umfangsgemittelten Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ in der Konfiguration G-Wü	139
6.19	Diskretisierung der radialen Nußelt-Zahl-Verteilung am Rotor mit:	140
6.20	Effekte der Drallzahl K_1 und der Reynolds-Zahl Re_s auf die gemittelten Nußelt-Zahlen von Abb. 6.19 - Konfiguration G-Wü	141
6.21	Umfangsgemittelte Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ entlang der Rotorfläche der Vordrallkammer G-Wü	142
7.1	Charakteristische Druck- und Temperaturkennfelder von Vordralldüsen systemen - Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 mit $p_{t0} = 1,8$ bar, $T_{t0} = T_{t1} = 302$ K, $T_w = 322$ K und $u_2 = 70$ ms ⁻¹ oder $u_2 = 140$ ms ⁻¹	145
7.2	Polytroper Wirkungsgrad η_{p3} von Vordralldüsen systemen mit adiabaten Wänden in Abhängigkeit des Anströmwinkels β - Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 mit $p_{t0} = 1,8$ bar und $T_{t0} = T_{t1} = 302$ K	147
7.3	Einfluss von geometrischen Parametern auf die Temperaturabsenkungen $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ - Aus den Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 hergeleitete Voraussage mit $u_2 = u_3 = 323$ ms ⁻¹ , $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = 2,18$ kgs ⁻¹ , $p_{t0} = 25$ bar, $p_{\text{trel}3} = 15,3$ bar, $T_{t0} = 780$ K, $T_w = T_{t0} + 40 \cdot (r - r_{\text{min}})/h_{\text{Ref}}$ und $h_{\text{Ref}} = 0,0468$ m	148
A.1	FEM-Modell eines eingebetteten Mantelthermoelements des Typs K	167

A.2	Einfluss der Wärmeleitung auf die Thermoelementtemperatur bei unterschiedlichen Thermoelementlängen l_{TE}	167
A.3	Hilfsgitter zur Interpolation einer Größe ζ auf einer Fläche W_n des FE-Modells	172
A.4	Herleitung der Korrelation Gl. (6.9) für η_R aus gewählten Messdaten	177
A.5	Einfluss der Scherströmung am Austritt der Receiverbohrungen auf η_R	178
A.6	Totaldruck p_{trel3} in den Receiverbohrungen: Vergleich von Gl. (6.13) mit den CFD-SST-Berechnungen (siehe Gl. (6.13) für die Definition der Funktion f , siehe Gl. (A.35) für die Definition von $p_{trelBo1}^{zd=3,9}$ und siehe Anhang A.8 für die Definitionen von $p_{Bo1}^{zd=3,9}$ und von $\eta_R^{zd=3,9}$)	179
A.7	Übertragung des Mischungswegkonzepts von Prandtl auf die radiale Drallverteilung einer turbulenten Strömung	180
A.8	Herleitung eines allgemeinen analytischen Ausdrucks für $C_{IV} = I_1 / (r_1 \dot{m}_{1is} c_{1is})$ - CFD-SST-Berechnungen	190
A.9	Abschätzung des Parameters C_{IR} durch $2u_2 I_2 / (r_2 \dot{m} (u_2^2 - 2c_p (T_{trel3} - T_{t0})))$ - CFD-SST-Berechnungen	191
A.10	Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Konfiguration G-Ref	192
A.11	Stator-Wandreibmomente M_S , M_O und M_I (vgl. Gl. (6.18) bis Gl. (6.20)) in Konfiguration G-Ref: Vergleich der CFD-SST-Ergebnisse mit den Korrelationen von Abschnitt 6.2.2	194
A.12	Rotor-Wandreibmomente M_R (vgl. Gl. (6.17)) in Konfiguration G-Ref: Vergleich der CFD-SST-Ergebnisse mit den Korrelationen von Abschnitt 6.2.2	194
A.13	Radialer Drallverlauf in verschiedenen Vordrallkammern	195
A.14	Beispielhafte radiale Verteilung der Nußelt-Zahlen Nu auf der Rotorscheibe zwischen zwei Receiverbohrungen mit $Nu = (q_{wr}) / (\lambda_{12} (T_{aw} - T_w))$	196

Tabellenverzeichnis

4.1	Die im Versuchsträger durchgeführten Variationen dimensionloser Kontrollparameter	42
4.2	Geometrische Parameter der untersuchten generischen Vordralldüsen-systeme	43
4.3	Koordinaten der relevanten Druckmessstellen der Abb. 4.5	52
4.4	Messfehler relevanter Größen für diese Arbeit	69
6.1	Berechnungsschritte zur Herleitung von p_1 und $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$	111
6.2	Definitionen der Parameter e_1 und e_2	116
6.3	Analytischer Ausdruck der radialen Unterteilung für den Fall 1: $r_1 \approx r_2$	119
6.4	Analytischer Ausdruck der radialen Unterteilung für den Fall 2: $r_1 > r_2$	119
6.5	Analytische Darstellung der radialen Unterteilung für den Fall 3: $r_1 < r_2$	119
6.6	Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 1: $r_1 \approx r_2$	120
6.7	Analytische Darstellung der radialen Totaltemperaturverteilung in der Ringkammer	121
6.8	Analytische Darstellung der tangentialen Komponente der Wandschubspannungen	123
6.9	Bei nicht adiabaten Vordrallkammern angenommene wandnormale Wärmeströme	124
6.10	Berechnungsschritte zur Ermittlung von $T_{\text{tr}el,3}$ und c_{t2}	125
6.11	Hergeleitete Parameter für die Korrelationen von der Vordrallströmung	131
6.12	Dimensionslose Koeffizienten der Gl. (6.53)	142
A.1	Geometrische Parameter der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsen-systeme	176
A.2	Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 2: $r_1 > r_2$	188
A.3	Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 3: $r_1 < r_2$	189

Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
<i>Lateinische Symbole</i>		
a	m^2s^{-2}	spezifische Arbeit
a	–	Konstante
A	–	Konstante
$A_1 = N_V \frac{\pi d_1^2}{4}$	m^2	Austrittsfläche der Vordralldüsen oder die für den Massenstrom \dot{m}_1 relevante Fläche des Drallerzeugers
$A_2 = N_R \frac{\pi d_2^2}{4}$	m^2	Eintrittsfläche der Receiverkanäle
$A_3 = N_R \frac{\pi d_3^2}{4}$	m^2	Austrittsfläche der Receiverbohrungen
b	–	Konstante
b	m	beliebige radiale Position
B	–	Konstante
c, c_r , c_t , c_z	ms^{-1}	absolute Strömungsgeschwindigkeit und ihre Vektorkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem
c_1	ms^{-1}	polytrope Geschwindigkeit am Austritt des Drallerzeugers (aus \dot{m}_1 ermittelte Geschwindigkeit)
$c_{1\text{is}}$	ms^{-1}	isentropische Geschwindigkeit am Austritt des Drallerzeugers
c_{eff}	ms^{-1}	effektive Geschwindigkeit
\tilde{c}_{eff}	ms^{-1}	aus Drehmomentmessungen hergeleitete effektive Geschwindigkeit
c_f	–	Reibungsbeiwert
c_p	$\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_{t1}	ms^{-1}	tangentiale Komponente der polytropen Geschwindigkeit c_1 am Austritt des Drallerzeugers
$c_{t1\text{is}}$	ms^{-1}	tangentiale Komponente der isentropen Geschwindigkeit $c_{1\text{is}}$ am Austritt des Drallerzeugers
$c_{\text{teff}} = c_{\text{eff}} \cos \alpha$	ms^{-1}	tangentiale Komponente der effektiven Geschwindigkeit
c_R	m	Fasnlänge des Receiverbohrungseintritts
C	–	Konstante
C_{dR}	–	Durchflussbeiwert der Receiverbohrungen
C_{dV}	–	Durchflussbeiwert der Vordralldüsen
C_{IR}	–	dimensionsloser Drehimpuls am Bohrungseintritt
C_{IV}	–	dimensionsloser Drehimpuls am Düsenaustritt
$C_{wi} = \dot{m}_i / (\mu r_{\text{max}})$	–	dimensionsfreier Massenstrom

d_1	m	Austrittsdurchmesser der Vordralldüsen
$d_2 = d_3$	m	Durchmesser der Receiverbohrungen
D	–	Konstante
e_i	–	Funktion nach Tab. 6.2
f	–	Konstante
f, f_i, g_i	–	Funktion
$h = r_{\max} - r_{\min}$	m	Höhe der Vordrallkammer
h	m^2s^{-2}	spezifische statische Enthalpie
h	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	lokale Wärmeübergangszahl
h_1	m	Höhe der Austrittsfläche des Leitgitters
h_t	m^2s^{-2}	spezifische totale Enthalpie
$h_{,i}$	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	an der Position i berechnete Wärmeübergangszahl
$h_{,i,j}$	$\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	an der Position i, j berechnete Wärmeübergangszahl
H, H'	m	Wandabstand
I_1	Nm	Drehimpuls am Austritt der Vordralldüsen
I_2	Nm	Drehimpuls am Eintritt der Receiverkanäle
$k = \frac{v_{\varphi\infty}}{\omega r}$	–	lokaler Kernrotationsfaktor, lokale Drallzahl
k	m^2s^{-2}	kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung
$k_{r=r_{\max}}$	–	Drallzahl am äußeren Radius r_{\max}
k_s	m	Rauheitshöhe
k_s^+	–	dimensionslose Rauigkeit
k_{TU}	–	Konstante (Tab. 6.11)
$K_1 = \frac{c_{t1}}{\omega r_1}$	–	Drallzahl am Vordralldüsenaustritt
l_k	m	Kolmogorov Wirbelgröße
l_R	m	Länge der Receiverbohrungen
ℓ	m	turbulenter Mischungsweg
m	–	beliebiger Exponent
\dot{m}	kg s^{-1}	Massenstrom
M	Nm	Drehmoment
Ma_{1is}	–	isentropische Mach-Zahl am Austritt des Drallerzeugers
M_{mess}	Nm	gemessenes Rotordrehmoment
n	$\text{s}^{-1}, \text{min}^{-1}$	Rotordrehzahl
n	–	Polytropenexponent, beliebiger Exponent
Nu	–	lokale Nußelt-Zahl
Nu_m	–	gemittelte Nußelt-Zahl
N_R	–	Anzahl der Receiverkanäle
N_V	–	Anzahl der Vordralldüsen
p	Pa	statischer Druck

p_t	Pa	Totaldruck im absoluten Bezugssystem
p_{trel}	Pa	relativer Totaldruck im rotierenden Bezugssystem
$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$	–	Prandtl-Zahl
q_w	Wm^{-2}	wandnormaler Wärmestrom
$Q_{Wü}$	W	konvektiv übertragener Wärmefluss
r	m	radiale Koordinate
r_{max}	m	äußerer Radius der Vordrallkammer
r_{min}	m	innerer Radius der Vordrallkammer
$r^* = \frac{r}{r_{max}}$	–	dimensionslose radiale Koordinate
r_R	m	Eintrittsradius der Receiverbohrungen
R	–	Rückgewinn-Faktor, Recoveryfaktor
\mathfrak{R}, R	$Jkg^{-1}K^{-1}$	spezifische Gaskonstante
$Re_r = \frac{ \dot{m}_{rad} }{2\pi\mu r}$	–	radiale Reynolds-Zahl
$Re_s = \frac{\rho_{12}c_{1s}}{\mu_{12}}$	–	Reynolds-Zahl am Austritt der Düsen
$Re_\varphi = \frac{\omega r_{max}^2}{\nu}$	–	Umfangs-Reynolds-Zahl
s	$m^2s^{-2}K^{-1}$	spezifische Entropie
s	m	Breite der Vordrallkammer
s_7, s_8	m	Abmessung nach Abb. 4.1
s_R	m	Dicke der Rotorscheibe
t	s	Zeit
$t^* = \frac{t}{N_{1n}}$	–	dimensionslose Zeit
T	K	statische Temperatur
T_{aw}	K	adiabate Wandtemperatur
$T_{aw,i}$	K	an der Position i berechnete adiabate Wandtemperatur
$T_{FEM,i}$	K	an der Position i berechnete Rotortemperatur
T_{Gas}	K	Temperatur der Strömung
T_{ref}	K	Referenztemperatur
$T_{w,i}$	K	an der Messstelle i gemessene Rotortemperatur
T_t	K	Totaltemperatur im absoluten Bezugssystem
T_{trel}	K	relative Totaltemperatur im mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Bezugssystem
Tu	–	Turbulenzgrad
T_w	K	Wandtemperatur
$u = \omega r$	ms^{-1}	Umfangsgeschwindigkeit
u_τ	ms^{-1}	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	–	dimensionslose Geschwindigkeit
v, v_r, v_φ, v_z	ms^{-1}	absolute Strömungsgeschwindigkeit und ihre Vektorkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem

$v_{\varphi B}$	ms^{-1}	tangentiale Geschwindigkeitskomponente beim Radius r_B
w, w_r, w_φ, w_z	ms^{-1}	relative Strömungsgeschwindigkeit im mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden Bezugssystem, und ihre Vektorkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem
W	W	Leistung
x_R, x_S	–	Proportionalitätsfaktor (Gl. (6.43) und (6.40))
y^+	–	dimensionloser Wandabstand
z	m	axiale Koordinate

Griechische Symbole

α	$\text{rad}, ^\circ$	tangentiale Austrittswinkel des Drallerzeugers und der Vordralldüsen
β	$\text{rad}, ^\circ$	Anströmwinkel der Receiverkanäle (vgl. Abb. 6.1)
χ	–	von Kármánsche Konstante
δ	m	Grenzschichtdicke
Δr	m	radiales Inkrement
Δt	s	Zeitschritt
$\Delta T_{t2} = T_{t2} - T_{t0}$	K	Temperaturdifferenz
Δy	m	normaler Wandabstand
Δy_z	m	Höhe der Wandzellen der CFD-Gitter
$\Delta \varphi$	$\text{rad}, ^\circ$	Winkelinkrement
$\Phi = rv_\varphi$	m^2s^{-1}	Vordrall
$\Phi_{(\Pi, \kappa)}$	–	Gasdynamikfunktion
ε	m^2s^{-3}	Dissipationsrate der turbulenten Energie
$\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{A_1 N_V}}{2\pi r_1 \sin \alpha}$	–	Umfangsanteil der Austrittsfläche des Drallerzeugers
$\varepsilon_3 = \frac{\sqrt{A_3 N_R}}{2\pi r_2}$	–	Umfangsanteil der Austrittsfläche der Receiverbohrungen
$\eta_{\text{eff}} = \frac{c_{\text{eff}}}{c_{1\text{is}}}$	–	Vordralldüsen-systemeffektivität von Meierhofer (1981)
η_p	–	polytroper Wirkungsgrad
η_{p0}	–	polytroper Verdichterwirkungsgrad einer Gasturbine
η_{p6}	–	polytroper Wirkungsgrad eines adiabaten Kühlluftzufuhrsystems
$\eta_R = \frac{w_3}{w_{3\text{is}}}$	–	Verlustkoeffizient der Receiverbohrungen
$\eta_{\text{rel is}} = \frac{T_{\text{rel } 3} - T_{t0}}{T_{\text{rel } 3\text{is}} - T_{t0}}$	–	Dimensionslose Temperaturänderung am Eintritt der Receiverkanäle

$\eta_V = \frac{c_1}{c_{1is}}$	–	Verlustkoeffizient der Vordralldüsen
κ	–	Isentropenexponent
λ	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
λ_R	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit der Rotorscheibe
$\lambda_{Ti} = C_{wi} \text{Re}_\phi^{-\frac{4}{5}}$	–	turbulenter Strömungsparameter
μ	Pas	dynamische Viskosität
μ_T	Pas	Wirbelviskosität
ν	m^2s^{-1}	kinematische Viskosität
$\Pi = p_{t0}/p_1$	–	Druckverhältnis über den Drallerzeuger
$\Theta = \frac{T_{t0} - T_{trel.3}}{\frac{u_2^2}{2c_p}}$	–	Dimensionslose Temperaturänderung am Eintritt der Receiverkanäle
$\Theta_{ad} = \frac{T_{t0} - T_{trel.3 ad}}{\frac{u_2^2}{2c_p}}$	–	adiabate Effektivität von Karabay et al. (1999)
ρ	kgm^{-3}	Dichte
$\tau, \tau_{r\phi}, \tau_{\phi\phi}, \tau_{\phi z}$	Pa	viskose Schubspannung und ihre Vektorkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem
$\tau_w, \tau_{rw}, \tau_{\phi\phi}, \tau_{zw}$	Pa	Wandschubspannung und ihre Vektorkomponenten im zylindrischen Koordinatensystem
ω	s^{-1}	Winkelgeschwindigkeit des Rotors
ω	s^{-1}	Frequenz der energietragenden turbulenten Wirbel
Ω_y	s^{-1}	Vortizitätskomponente in y-Richtung
ω'	s^{-1}	beliebige Winkelgeschwindigkeit
ξ, ψ, ζ		beliebige Größe (siehe Abb. A.3)
$\zeta = \frac{r-r_1}{s}$	–	dimensionslose radiale Position

Indizes

0	Drallerzeugereintritt
1	Drallerzeugeraustritt
12	Vordrallkammer
2	Eintritt der Receiverkanäle
3	Austritt der Receiverkanäle
4	Eintritt der rotierenden Ringkammer
5	Austritt der rotierenden Ringkammer
6	Eintritt der Schaufelkanäle, Schaufelfuß
7	Innere Dichtung der Vordrallkammer
8	Äußere Dichtung der Vordrallkammer
∞	außerhalb der Grenzschicht, in der Freiströmung
A, B, C, E, F, O, U	radiale Positionen in der Kavität (Abb. 6.11)

Beh.	Beruhigungsbehälter (Position K in Abb. 4.2)
CFD	mit numerischen Methoden (CFD) gewonnener Wert
eff	effektiver Wert
FEM	mit numerischen Methoden (FEM) gewonnener Wert
i, j, k	beliebige Indizes
id	idealer Wert
is	isentropischer Wert
krit	kritischer Wert
Korr.	Korrelation
m	Mittelwert
max	Maximalwert
mess	Messwert
Mess.	Messung
min	Minimalwert
P, Q, R	radialer Bereich der Rotorscheibe
r, φ , z	Richtungen in Zylinderkoordinaten (Rotorachse)
r, θ , z	Richtungen in Zylinderkoordinaten (Bohrungsachse)
rad	radial
ref	Referenz
R	Rotor, Receiverkanal, Receiverbohrung
R/S	Rotor oder Stator
S	Stator
Um	Umgebung
V	Vordralldüsen
w	Wand
x, y, z	Richtungen in kartesischen Koordinaten

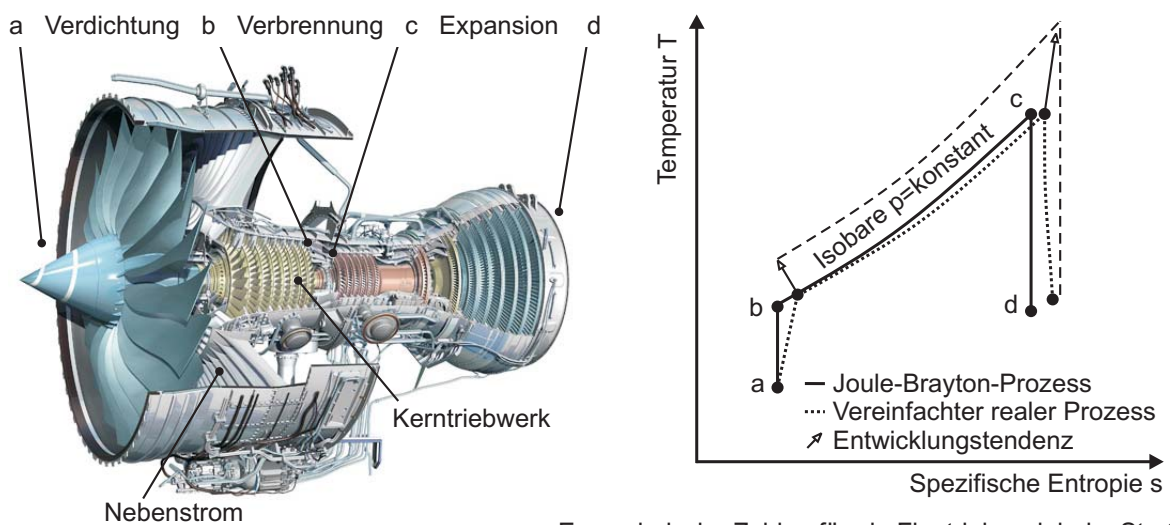
Hochzeichen und sonstige Zeichen

-	Mittelwert
~	Näherungswert
'	Schwankungswert

1 Einführung

Die Gasturbine ist mit einer Produktion im Wert eines jährlich zweistelligen Milliarden Dollar Betrages (Franus (2005)) nicht nur wirtschaftlich von großer Bedeutung, sondern sie hat auch die Energieversorgung wie die Mobilität der Menschen revolutioniert. Dieser Erfolg beruht zunächst auf der hervorragenden Leistungsdichte der Gasturbine, was von besonderer Bedeutung für Flugantriebe ist. Der thermodynamische Kreisprozess (siehe Abb. 1.1), der im Vergleich zu anderen Kraftmaschinen bei einem höheren Luftmassenstrom durchgeführt wird, ergibt zudem einen relativ hohen Wirkungsgrad. Die modernsten Flugtriebwerke erreichen einen thermischen Wirkungsgrad, der mit einem maximalen Verdichterdruckverhältnis über 40 höher als 48% ist. Aufgrund einer etwas niedrigeren Verbrennungstemperatur und eines geringeren Druckverhältnisses haben die sogenannten *Heavy Duty* Gasturbinen zur Stromerzeugung einen niedrigeren thermischen Wirkungsgrad von bis zu 39% (vgl. Isles (2008) und Gas Turbine World (2009)). Bei der Nutzung der Abgaswärme einer derartigen Gasturbine zur Dampferzeugung für eine Dampfturbine kann aber der gesamte Wirkungsgrad einer sogenannten GuD-Anlage (Gas- und Dampf) knapp 61% erreichen. Ob die Gasturbine ihre wirtschaftliche Rolle in den kommenden Jahrzehnten behaupten wird, hängt von ihrer Weiterentwicklung ab. Dafür sollten noch wettbewerbsfähigere Lösungen für den Umweltschutz und die Einbindung zukunftsweisender Energiesysteme erarbeitet werden. Dies gilt insbesondere in einer Zeit der Erschließung neuer Gasvorhaben. Somit bleiben sowohl für Flugtriebwerke als auch für stationäre Gasturbinen die Erhöhung des Wirkungsgrades und der spezifischen Leistung Schlüsselthemen für die gegenwärtigen und zukünftigen Gasturbinenentwicklungsprogramme.

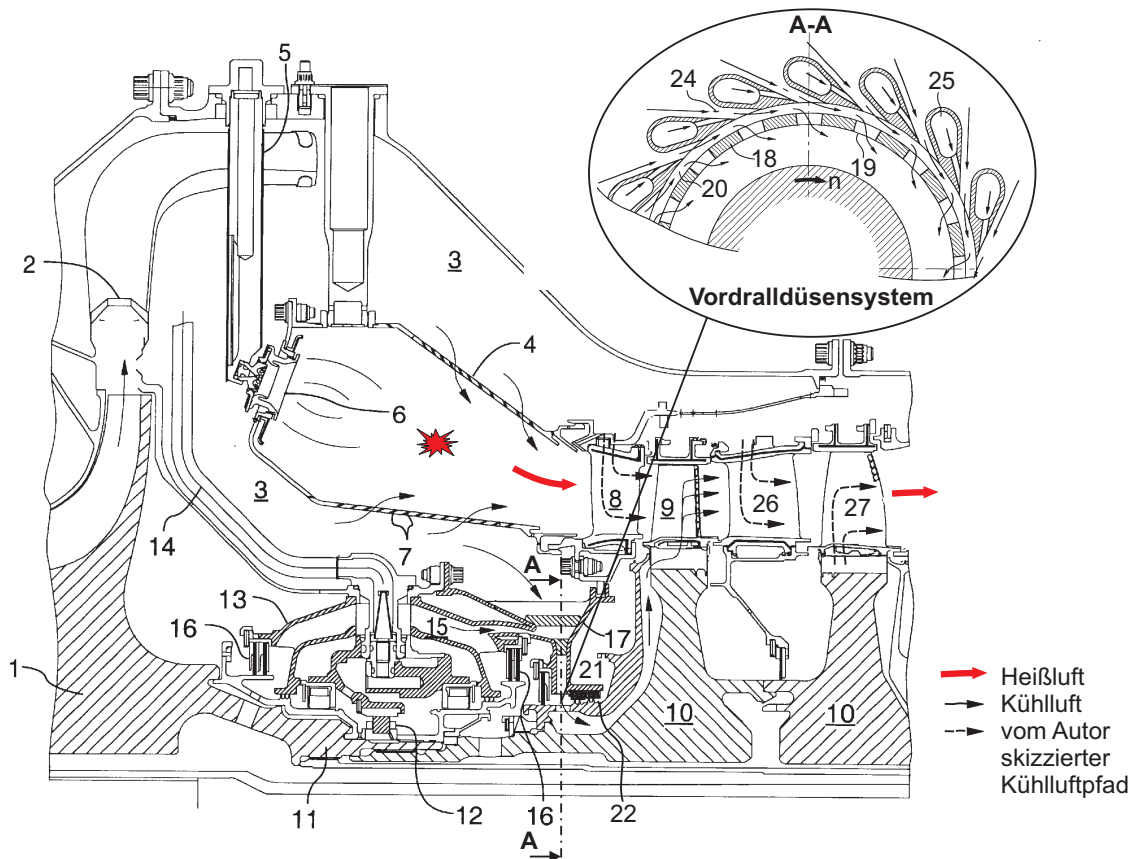
Neben der Komponentenoptimierung wie der Verbesserung des Verdichter- und des Turbinenwirkungsgrades spielen thermodynamische Parameter wie das Verdichterdruckverhältnis und die Turbineneintrittstemperatur weiterhin eine große Rolle. Der Anstieg der Turbineneintritt-



Querschnitt durch ein Flugtriebwerk (Rolls-Royce Trent1000)

Exemplarische Zahlen für ein Flugtriebwerk beim Start
 a: $p \approx 1 \text{ bar}$, $T \approx 15^\circ\text{C}$ c: $p > 30 \text{ bar}$, $T > 1580^\circ\text{C}$
 b: $p > 30 \text{ bar}$, $T > 500^\circ\text{C}$ d: $p \approx 1 \text{ bar}$, $T > 430^\circ\text{C}$

Abb. 1.1: Angenäherte thermodynamische Kreisprozesse einer Gasturbine



- | | | |
|------------------------|---|------------------------------|
| 1 Radialverdichter | 10 Turbinenrotorscheibe | 18 Rotierende Deckscheibe |
| 2 Diffusor | 11 Rotorachse | 19 Receiverbohrung |
| 3 Plenum | 12 Zylinderrollenlager | 20 Vordrallkammer |
| 4 Brennkammer | 13 Lagerkammer | 21 Rotor-Stator Ringskavität |
| 5 Brennstoffleitung | 14 Ölzufuhr | 22 Labyrinthdichtung |
| 6 Brennstoffzerstauber | 15 Gekühlte Verdichterluft
(externer Wärmetaucher nicht gezeigt) | 24 Vordralldüse |
| 7 Luftzufuhr | 16 Bürstendichtung | 25 Sekundäre Kühlluftzufuhr |
| 8 Leitrad (1. Stufe) | 17 Vordralldüsensystem (TOBI) | 26 Leitrad (2. Stufe) |
| 9 Laufrad (1. Stufe) | | 27 Laufrad (2. Stufe) |

Abb. 1.2: Axialer Querschnitt durch die Brennkammer und die Hochdruck-Turbine eines Triebwerkes - Quelle: Pratt & Whitney Canada (2002)

stemperatur führt zu immer höheren thermischen Belastungen in der Brennkammer und in den ersten Turbinenstufen. Eine Materialtemperaturerhöhung von 10 bis 20 Kelvin kann zu einer Reduzierung der Komponentenlebensdauer um 50% führen (vgl. Snowsill und Young (2006)). Um die Turbineneintrittstemperatur bei stationären Gasturbinen von etwa 1750 K für mindestens 50000 Stunden sowie bei Triebwerken von mehr als 1850 K für 15000 bis 25000 Flugstunden zu gewährleisten, ist nicht nur die Weiterentwicklung von warmfesten Werkstoffen und Beschichtungen sondern vor allem der Einsatz effektiver Kühlungstechniken erforderlich. Die Anwendung effektiver Kühlungsschemata bleibt stark mit den Entwicklungsfortschritten beim Fertigungsprozess der gekühlten Komponente verbunden. Die Kühlung der Turbinenkomponente erfolgt durch kältere aus dem Verdichter entnommene Luft, die in modernsten Gasturbinen zwischen 20% und 30% des Gesamtmassenstroms erreicht. Das Kühlmedium wird den Turbinenkomponenten (Position 8, 9, 26 und 27 in Abb. 1.2) in Abhängigkeit ihres Kühlungsbedarfs zugeführt. Die Umleitung der Kühlluft reduziert den gesamten Energieumsatz in der Brenn-

kammer. Des Weiteren senkt die Vermischung der Kühlluft mit der Turbinenhauptströmung den Turbinenwirkungsgrad. Als Konsequenz wird die für die Kühlluftvorbereitung benötigte Verdichterarbeit nicht optimal in der Turbine verwertet. Die zur Verteilung benötigte Drosselung der Kühlluft verursacht letztlich weitere Totaldruckverluste ohne Arbeitrückgewinn. Eine direkte Folge dieses Kühlungskonzepts ist eine Abnahme des thermischen Wirkungsgrades und der Leistung der Turbine im Vergleich zum idealen Joule-Brayton-Prozess. Mindestens ein Zehntel der Wirkungsgradreduzierung von 58% auf 38% zwischen einem idealen und einem realen offenen Gasturbinenprozess bei einem Druckverhältnis von 20 kann beispielweise auf den Einsatz von Kühlluft für die Turbinenkomponenten zurückgeführt werden. Nach Smouth (2000) reduziert das Kühlluftsystem von Fluggasturbinen den spezifischen Brennstoffverbrauch TSFC (auf Englisch *Thrust Specific Fuel Consumption* genannt) um bis zu 6%. Wenn darüberhinaus berücksichtigt wird, dass die Lufttemperatur in Kühlluftsystemen ohne externen Wärmetauscher direkt mit dem Verdichterdruckverhältnis steigt (vgl. Änderung 1 bis 2 in Abb. 1.1), wird offensichtlich, dass heutzutage eine weitere Erhöhung von Turbineneintrittstemperatur und Druckverhältnis nur in Kombination mit einer optimalen Auslegung des Kühlluftsystems zu einem bedeutenden Wirkungsgradanstieg führen kann.

Diese Tatsache wird deutlich an der weltweit großen Zahl von Forschungsarbeiten über Komponenten des Kühlluftsystems. Abb. 1.2 stellt exemplarisch typische Komponenten dieses Systems dar, welches auch Sekundärluftsystem genannt wird. Allein am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) der Universität Karlsruhe wurden neben den Arbeiten zur Schaufelkühlung zahlreiche Dissertationen veröffentlicht, wie z.B.: Jacobsen (1987), Waschka (1991), Jakoby (1996), Denecke (2008) und Schramm (2011) über Labyrinthdichtungen und Ringspaltströmungen oder Weissert (1997) über rotierende Bohrungen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einer weiteren Sekundärluftsystemkomponente, dem Vordralldüsensystem, welches die Luft zu rotierenden Schaufeln führt. Damit setzt dieses Vorhaben die experimentellen Untersuchungen fort, die Geis (2002) und Dittmann (2006) im Rahmen ihrer Dissertationen am ITS durchgeführt haben.

Das Vordralldüsensystem wird üblicherweise für die Rotorschaukeln der ersten Stufe eingesetzt (siehe Abb. 1.2), welche aufgrund hoher Temperaturen und hoher mechanischer Belastungen intensiv gekühlt werden müssen. Nach den Leitschaufeln der ersten Reihe sind demzufolge die Rotorschaukeln der zweite Sekundärluftverbraucher. Somit bildet das Vordralldüsensystem eine bedeutende potenzielle Komponente zur Reduzierung der Sekundärluft und zur Steigerung der Kühleffektivität in Gasturbinen. Da diese Komponente meistens den maximal verfügbaren Kühlluftdruck benötigt, welcher stromab vom Verdichtereindiffusor (Position 3 in Abb. 1.2) verfügbar ist, wird das Vordralldüsensystem häufig zwischen dem Turbineneintritt und dem Verdichteraustritt angeordnet. Außerdem befindet sich das Vordralldüsensystem auf einem Radius, bei dem hohe Umfangsgeschwindigkeiten der Rotorflächen (siehe Kapitel 3.1.3) zu erwarten sind. Wie im Schnitt A-A von Abb. 1.2 gezeigt wird, beschleunigen Vordralldüsen (Position 24) die Kühlluft in die Rotordrehrichtung vor den Receiverbohrungen (Position 19), die das Kühlmedium zur rotierenden Schaufel (Position 9) führen. Infolge des Vordralls nimmt die relative tangential Geschwindigkeit der Strömung ab und damit strömt die Kühlluft in die Receiverbohrungen mit einem stark verringerten tangentialen Anströmwinkel ein. Dies ermöglicht zum

einen geringere Strömungsverluste am Eingang der rotierenden Bohrungen. Darüber hinaus führt der Vordrall zu einer bedeutenden Reduzierung der Kühllufttemperatur in den Receiverbohrungen (etwa 90 K nach Abschnitt 3.1.3). Beide Effekte werden häufig in der Literatur erwähnt, um die Kühlluftersparung bzw. die Erhöhung der Kühleffektivität zu begründen, die das Vordralldüsen-system erlangt. Aufgrund des zentralen Aspekts dieser Zusammenhänge müssen beide Grundmechanismen in den folgenden Abschnitten noch ausführlicher erläutert und quantifiziert werden.

Wie gerade beschrieben, ist die Hauptfunktion des Vordrall-Kühlluftsystems die Sicherstellung von ausreichendem Kühlluftmassenstrom und hinreichender Druckmarge in den Kühlungskanälen der Laufschaufeln bei einer vorgegebenen Kühllufttemperatur. Als Konsequenz ihrer besonderen Lage in der Gasturbine (vgl. Abb. 1.2) übernimmt diese Komponente weitere Aufgaben im Sekundärluftsystem wie den Schubausgleich der Lager, die Kühlung der hoch belasteten Rotorscheibe (Position 10) sowie das Abdichten der Vordrallkammer (Position 20) und eventueller oberer Ringkavitäten (Position 21) unterhalb des Hauptkanals gegen Heißgaseinbruch.

Nicht zuletzt wird diese Komponente dank der hohen tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten in der Vordrallkavität (Position 20) als Schmutzpartikelabscheider eingesetzt (siehe Rudolph et al. (2009) und Granovski et al. (2009)). Letztere Funktion könnte noch an Bedeutung zunehmen aufgrund der Gefahr von Kühlbohrungsverstopfung durch in der Kühlluft enthaltene Schmutzpartikel, die eine weitere Optimierung der Kühleffektivität durch beispielweise kleinere Kühlbohrungen für eine Effusionskühlung begrenzen. Da diese Thematik im Laufe dieser Arbeit nicht mehr behandelt wird, soll hier auf die experimentellen und numerischen Untersuchungen von O. Schneider von der Universität Duisburg verwiesen werden (siehe Schneider et al. (2002), Schneider et al. (2003b), Schneider et al. (2003a), Schneider et al. (2004a), Schneider et al. (2004b), Schneider et al. (2005) und Schneider (2005)). Ähnliche experimentelle und numerische Arbeiten wurden am ITS mit dem in Vorgängerarbeiten beschriebenen Prüfstand durchgeführt (siehe Bricaud et al. (2005b), Diplomarbeit von T. Schneider (2007), Garcia Villora et al. (2011)).

In Anbetracht des über mehrere Jahrzehnte andauernden Einsatzes von Vordralldüsen-systemen in Gasturbinen und der damit entstandenen zahlreichen Untersuchungen stellt sich nun die Frage, wie effizient moderne Vordralldüsen-systeme arbeiten und welches Verbesserungspotenzial sie noch bieten. Nachdem die Vorgehensweise zur Beantwortung dieser Fragestellung in Kapitel 2 dargelegt wird, soll eine detaillierte Analyse der Strömung und des Wärmeübergangs in unterschiedlichen Vordralldüsen-systembauarten durchgeführt werden, um Wege zu erhöhter Kühleffektivität in Gasturbinen aufzuzeigen.

2 Vorgehensweise

Die Fragestellung, wie effizient moderne Vordrall-Kühlluftsysteme arbeiten, kann nicht einfach beantwortet werden, da keine Ergebnisse vorliegen, die ihre Gesamteffizienz quantifizieren. Darüber hinaus können die vielseitigen Gestaltungsformen dieser Komponente (vgl. Abschnitt 3.1.1) als ein Hinweis für die Meinungsverschiedenheit der Konstrukteure bei ihrer Auslegung interpretiert werden.

Deshalb werden zunächst in der vorliegenden Arbeit die Grundströmungsgleichungen herangezogen, die in der Vorauslegung eingesetzt werden können. Abschnitt 3.1 dient somit als Einführung für diejenigen Leser, welche mit dieser Sekundärluftkomponente nicht vertraut sind. Ziel ist dabei die Vermittlung einfacher Berechnungsansätze, anhand derer die Druck- und Temperaturänderungen innerhalb eines Vordralldüsensystems schnell abgeschätzt werden können. Weiterhin sollen diese Gleichungen entgegenwirkende Strömungseffekte zeigen, die die Herleitung einer optimierten Konfiguration erschweren. Die Aufgabe gestaltet sich also schwierig.

Deswegen werden im zweiten Teil von Kapitel 3 verfügbare Daten aus der Literatur zur Ermittlung der Strömungsverluste im Vordrall-Kühlluftsystem vorgestellt. Dafür werden Ergebnisse von veröffentlichten Untersuchungen in eine einheitliche Form gebracht, um bessere Vergleiche ziehen zu können. Die Analyse der Literatur führt Kennzahlen ein, anhand derer das Durchflussverhalten, die Totaldruckverluste, die Drehimpulsverluste in der Vordrallkammer und die resultierende Kühllufttemperatur bestimmt werden können. Gleichzeitig weist jedoch Abschnitt 3.2 auf zwei Mängel der bisherigen Publikationen hin.

Zum einen ist wegen des hohen experimentellen Aufwands die Anzahl der veröffentlichten Messdaten gering im Vergleich zu den möglichen Variationen der konstruktiven Parameter. Zugleich werden in der Literatur die Ähnlichkeitsanalyse und die Übertragung der Ergebnisse bei unterschiedlichen Konfigurationen kaum diskutiert. Als Konsequenz kann die Kühleffektivität nur für eine geringe Anzahl von Vordralldüsensystemen als validiert betrachtet werden (siehe insbesondere Abschnitt 3.2.4.1 für die Definition der Kühleffektivität). Ein weiterer Mangel der veröffentlichten Studien besteht darin, dass nahezu keine Analyse die strömungsseitigen Aspekte von Vordrallsystemen in einem umfassenden Rahmen behandelt. Durchflussverhalten, Druckverluste und die durch den Vordrall, den Wärmeübergang sowie die Reibungsaufheizung verursachten Lufttemperaturänderungen werden nicht integral berücksichtigt. Die Auswertung der Effizienz kann somit nicht vollständig durchgeführt werden (vgl. Abschnitt 3.2.5).

Demzufolge besteht die Aufgabe dieser Arbeit in der Bereitstellung experimenteller Ergebnisse, die die Strömung und den Wärmeübergang in unterschiedlichen Vordralldüsensystemen beschreiben. Die getesteten Vordrallkammerauslegungen erweitern damit die in der Literatur bereits untersuchten Fälle. Hierzu ist ein entsprechender Prüfstand erforderlich. Das Modell für die untersuchten Vordrallkammern ergibt sich aus einer Skalierung von modernen Vordralldüsensystemen, deren Geometrie zur Vereinfachung des Messaufbaus angepasst werden muß. Die Konstruktionslösung wird dabei durch die eingesetzte Instrumentierung bestimmt. Insbesondere ist eine an die engen Rotor-Stator-Zwischenräume angepasste Messtechnik erforderlich, deren Beschreibung mit dem Auswertungsverfahren in Kapitel 4 dargestellt wird. Dadurch kön-

nen globale Strömungsgrößen wie Durchflussbeiwerte und die Temperaturabsenkung in den rotierenden Receiverbohrungen erfasst werden. Zum besseren Verständnis für die Entstehungsorte der Strömungsverluste müssen Details der Vordrallkammerströmung ebenfalls analysiert werden. Dazu müssen radiale Temperaturverteilungen, Druckgradienten sowie Strömungsgeschwindigkeiten gemessen werden. Letztere Messungen erfordern besondere konstruktive und messtechnische Maßnahmen, da die Erfassung der Strömung in engen Kavitäten mit hohen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsgradienten eine Herausforderung auch für die modernen Lasermesstechniken darstellt. Die am Rotor durchgeführten Wärmeübergangsmessungen können Rückschlüsse auf Strömungsdetails liefern, mit Hilfe derer Aussagen über die Kühllufttemperaturänderungen bei nicht adiabaten Wänden gewonnen werden können und darüber wie effektiv die Kühlung der hoch belasteten Rotorscheibe in Vordralldüsensystemen ist. In der Literatur sind kaum Wärmeübergangsmessungen entlang der rotierenden Scheibe eines Vordralldüsensystems zu finden. Damit kann hier eine neue Vergleichsbasis zur Validierung der Wärmeübergangszahlen in ähnlichen Rotor-Stator-Kavitäten gewonnen werden.

Trotz ihrer detaillierten Auflösung geben in der Regel in derart komplexen Systemen die Messdaten nur ein Teilbild der Strömung ab. Ohne numerische Strömungsberechnungen bleibt die Interpretation der experimentellen Ergebnisse schwierig. Deshalb müssen CFD-Analysen der Strömung in den untersuchten Konfigurationen durchgeführt werden. Zunächst werden die numerischen Vorhersagen in Abschnitt 5.2 allein vorgestellt, um eine Abbildung der komplexen Strömung zu vermitteln. Weil aufgrund Messdatenmangels die Genauigkeit der numerischen Verfahren bei Vordralldüsensystemen wenig untersucht wurde, sollen in einem zweiten Schritt die Strömungsberechnungen mit den experimentellen Daten verglichen werden (vgl. Abschnitt 5.3). Der Vergleich erstreckt sich auf mehrere geometrische Konfigurationen und behandelt globale Strömungsgrößen sowie die experimentell erfassten Strömungsdetails.

Damit werden zwei Ziele verfolgt (vgl. Kapitel 5). Zuerst sollen die Möglichkeiten und die Grenzen der aktuellen numerischen Verfahren bei der Modellierung der Vordrallkühlung gezeigt werden. Diese Problemstellung ist äußerst wichtig für die Ingenieure, da heutzutage die Entwicklung neuer Vordralldüsensysteme anhand von CFD-Berechnungen durchgeführt wird. Aus dem Abgleich mit den neuen experimentellen Daten kann die Unsicherheit der Vorhersage für ähnliche Konfigurationen abgeleitet werden (siehe Abschnitt 5.3). Dementsprechend können die Berechnungen korrigiert und dadurch die Genauigkeit der Vorhersage erhöht werden. Somit stellt Kapitel 5 einen ersten Weg zur Übertragung der Messergebnisse auf leicht unterschiedliche Vordrall-Kühlluftsysteme dar. Darüber hinaus muss die Identifizierung der erfolgreich berechneten Strömungseffekte zur Interpretation der Messergebnisse herangezogen werden.

Mit Unterstützung der numerischen Ergebnisse können schließlich die Messdaten ausgewertet werden (vgl. Kapitel 6). Die Analyse bezieht sich zunächst auf die Durchfluss-Charakteristiken und die Totaldruckverluste, gefolgt von den Temperaturänderungen in den untersuchten Vordrallkammern. Mit den Erkenntnissen über die Strömung können anschließend die am Rotor gemessenen Wärmeübergangszahlen optimal analysiert werden. Bei der Auswertung der Messdaten muss zunächst versucht werden, den Einfluss einzelner Effekte zu quantifizieren, um später Verbesserungspotenziale herauszufinden. In einem weiteren Schritt soll durch die Entwicklung

von praxistauglichen Korrelationen die Problematik der Übertragung auf Gasturbinenbedingungen gelöst werden. Im Vergleich zu den Durchflussbeiwerten des Vordralldüsen-systems ist bei der Analyse der Temperaturänderungen sowohl die Trennung einzelner Einflussparameter als auch die Korrelation der Daten schwieriger. Dies ist insbesondere auf die größere Anzahl der Einflussgrößen zurückzuführen. Für die Korrelation der Temperaturmessdaten kann eine Methode herangezogen werden, die auf vereinfachten Grundströmungsgleichungen in der Vordrallkammer basiert. Die daraus resultierenden Strömungsgrößen können mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse kalibriert werden. Die Größen, die nicht gemessen werden können, müssen aus den numerischen Vorhersagen extrahiert und eventuell korrigiert werden. Die Gültigkeit der Annahme kann dann beim Vergleich der korrelierten Größen mit den gemessenen und numerischen Daten kontrolliert und für die Interpretation der am Rotor gemessenen Wärmeübergangszahlen weiter eingesetzt werden.

Mit Hilfe der einzelnen Korrelationen kann schließlich die Gesamteffizienz von modernen Vordralldüsen-systemen berechnet und somit die Hauptfragestellung dieser Arbeit beantwortet werden (vgl. Kapitel 7).

3 Analyse des Vordrall-Kühlluftsystems

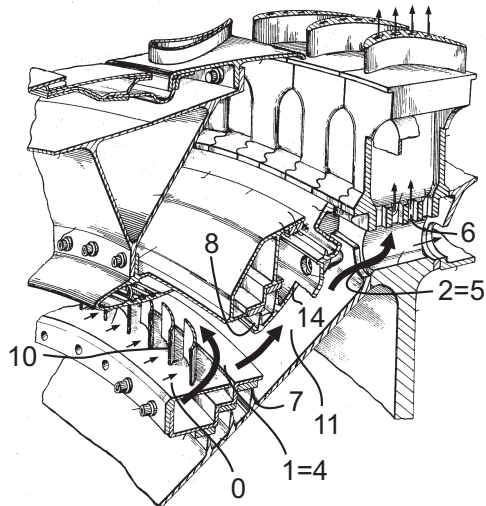
3.1 Kühlluftzufuhr zu rotierenden Schaufeln - Gestaltung und Grundprinzipien

3.1.1 Hauptkomponenten und Bezeichnungen

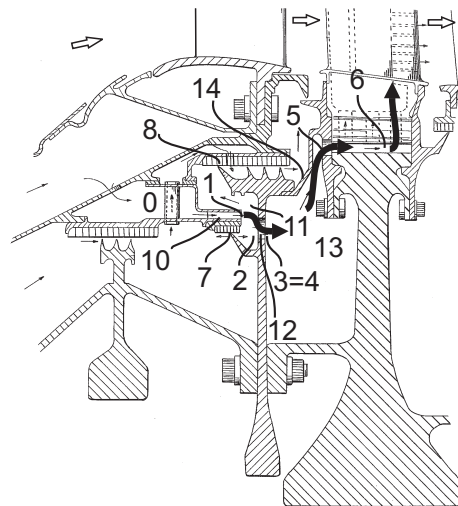
Wie bereits in Kapitel 1 gezeigt und aus Abb. 1.2 ersichtlich stellt das Vordrall-Kühlluftsystem eine außerordentlich komplexe technische Herausforderung dar. Insbesondere ist die Ermittlung der Effizienz der Kühlung des Systems und der sie bestimmenden Parameter von zentraler Bedeutung. Dabei ist die Optimierung der Wärmeabfuhr und der entsprechenden Strömungsverluste zu berücksichtigen. Vor einer näheren Betrachtung müssen die Hauptkomponenten des Vordrall-Kühlluftsystems nochmals herausgestellt werden, um die relevanten Schnittstellen einzuführen. Aus Abb. 3.1 wird im Vergleich verschiedener Konstruktionen deutlich, wie unterschiedliche Vordralldüsensysteme zur Kühlung der Laufschaufeln die Kühlluft vom Stator in den Rotor leiten. Dabei wird die Verdichterluft (Position 0) über einen Drallerzeuger in die Ringkammer (Position 11) geleitet, die aus Stator- und Rotor-Flächen besteht. Mit Hilfe des Drallerzeugers (Position 10) wird die Kühlluft innerhalb der Vordrallkavität 11 in Rotordrehrichtung beschleunigt. Dadurch werden die auf dem Rotor angebrachte Empfängerkanäle (Position 12) mit einem günstigeren Anströmwinkel (siehe Abb. 3.4) versorgt. Die Receiverkanäle 12 führen dann die Luft zum Schaufelfuß, wo das Kühlmedium ins Schaufelinnere gelangen kann. Um die Leckage an den inneren und äußeren Stator-Rotor Schnittstellen der Vordrallkammer zu kontrollieren (vgl. jeweils Position 7 und 8), müssen Dichtungen eingesetzt werden, deren Eigenschaften maßgeblich für das Druck- und Temperaturniveau der Schaufelkühlluft sind.

Entlang des Kühlluftpfads können 8 Schnittstellen definiert werden, die in den folgenden Abschnitten von Bedeutung sind. Diese Positionen entsprechen dem Drallerzeugereintritt, dem Drallerzeugeraustritt, dem Eintritt der Receiverkanäle, der Position kurz stromabwärts des Eintritts der Receiverkanäle, dem Eintritt und Austritt der rotierenden Ringkammer, dem Eintritt der Schaufelkanäle, der inneren und der äusseren Dichtung. Sie sind mit den Zahlen von 1 bis 8 in Abb. 3.1 gekennzeichnet und werden mit den gleichen Indizes weiterhin erwähnt. Schnittstelle 3 befindet sich in der Nähe vom Eintritt der Receiverkanäle bei etwa dem gleichen Radius ($r_3 \approx r_2$) und bei einem Abstand kleiner als dem 4-fachen Durchmesser der Receiverbohrungen. Da manche Konfigurationen keine rotierende Ringkammer besitzen (vgl. Abb. 3.1), können in dieser Studie die Schnittstellen 3 bis 6 die gleiche Position beschreiben.

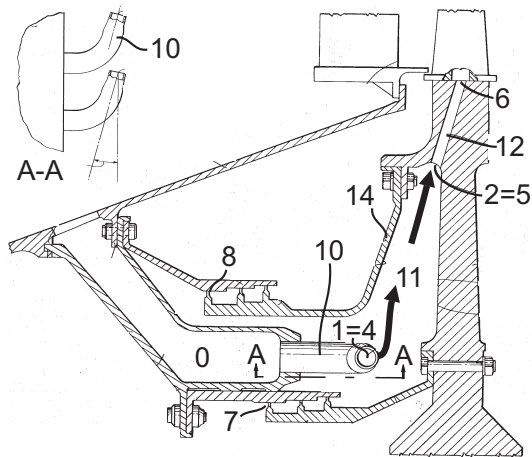
Die letzte Bemerkung führt zum zweiten Ziel von Abschnitt 3.1.1, welches darin besteht, die vielseitigen Gestaltungsformen der Vordrall-Kühlluftsysteme zu verdeutlichen. Zum Beispiel kann der Vordrallapparat aus einem Leitgitter (vgl. Abb. 3.1(a), 3.1(d)) oder tangential orientierten Düsen (vgl. Abb. 1.2, 3.1(c)) konstruiert werden, die zum Ausdruck *Vordralldüsensystem* geführt haben. Die Strömung kann durch den Drallerzeuger zusätzlich zu ihrer tangentialen Umlenkung der Vordrallkammer entweder axial (vgl. Abb. 3.1) oder radial (vgl. Abb. 1.2) zugeführt werden. Die Gestaltung der Vordrallkavität ergibt sich aus den Stator- und Rotor-Profilen. Da-



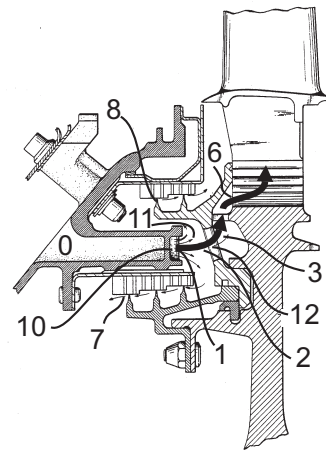
(a) Bobo et al. (1971)



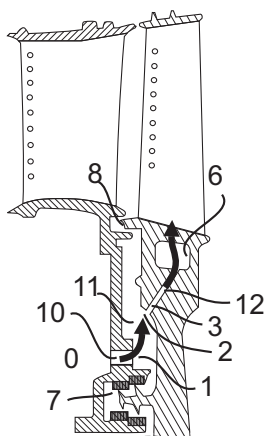
(b) General Electric Company (1976)



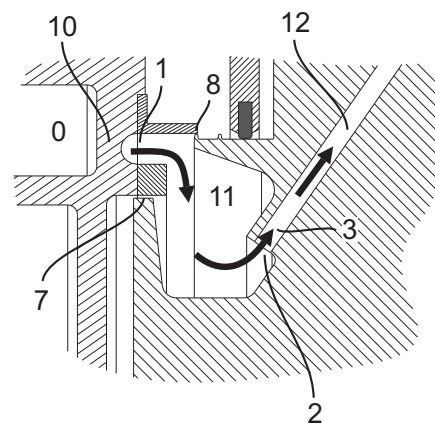
(c) United Aircraft Corporation (1973)



(d) United Technologies Corporation (1989)



(e) Quelle Rolls-Royce



(f) Schneider (2005)

Abb. 3.1: Komponenten unterschiedlicher Vordrall-Kühlluftsysteme:

0: Drallerzeugereintritt, 1: Drallerzeugeraustritt, 2: Eintritt der Receiverkanäle, 3: kurz stromabwärts des Eintritts der Receiverkanäle, 4: Eintritt der rotierenden Ringkammer, 5: Austritt der rotierenden Ringkammer, 6: Eintritt der Schaufelkanäle, 7: Innere Dichtung, 8: Äussere Dichtung, 10: Drallerzeuger, 11: Vordrallkammer, 12: Receiverkanäle, 13: Rotierende Ringkammer, 14: Deckscheibe

bei kann sich das Verhältnis der rotierenden Flächen zu statischen Flächen von Konfiguration zu Konfiguration sehr stark unterscheiden, wie in Abb. 3.1(a) und Abb. 3.1(e) mit einem hohen bzw. niedrigeren Anteil an rotierenden Flächen deutlich wird. Die rotierenden Receiverkanäle sind meistens in die Rotorscheibe eingebrachte Bohrungen (vgl. Abb. 3.1(c), 3.1(e) und 3.1(f)) oder kurze Öffnungen (vgl. Abb. 1.2, 3.1(b) und 3.1(d)) in einer sogenannten Deckscheibe (Position 14 in Abb. 3.1 und Position 18 in Abb. 1.2), welche an der Turbinenscheibe befestigt ist. Wenn die Kühlluft über die rotierende Ringkammer zwischen der Deckscheibe und Rotorscheibe von einem inneren Radius auf einen bedeutend größeren Radius strömt, um den Eintritt der Schaufelkanäle zu erreichen (siehe Abb. 1.2 und 3.1(c)), wird die Konfiguration in der Literatur (Geis (2002), Dittmann (2006)) Vordrall-Kühlluftsystem mit Deckscheibe - auf Englisch *coverplate system* (Zimmermann (1990), Pilbrow et al. (1998)) - genannt. Aufgrund der relativen Position des Drallapparats gegenüber dem Schaufelfuß bezeichnen Scricca und Moore (1997) auch ein solches System als Konfiguration mit niedrigerem Radius (*low radius design*) und stellen es einem System mit peripherer Kühlluftzufuhr (Begriff von Geis (2002)) gegenüber, in der die Kühlluft wie in Abb. 3.1(d) direkter zu den Schaufelkanälen geleitet wird. Darum wird diese letzte Konfiguration zugleich direktes System (vgl. Geis (2002), Dittmann (2006), Schneider (2005)) genannt. Später führten Schneider (2005) und Jarzombek et al. (2006) die englischen Ausdrücke *Low Radius*, *Mid Radius* und *High Radius Preswirl* ein, um den radialen Versatz zwischen dem Drallerzeugeraustritt und Receiverkanaleintritt zu bezeichnen, wie in Abb. 3.1(e), bzw. Abb. 3.1(d) und Abb. 3.1(f) verdeutlicht ist. Schließlich ist die Benennung dieser Sekundärluftsystemkomponente in der Literatur beinahe so vielfältig wie ihre Gestaltungen in Gasturbinen. Während in der englischen Literatur Kombinationen mit dem Ausdruck *Preswirl* am meisten verbreitet sind (siehe *Preswirl System* in Dittmann et al. (2002a), *Preswirl Rotor-Stator System* in Wilson et al. (1997), *Preswired Cooling Air Delivery System* in Chew et al. (2003) oder *Preswirl Rotating-Disc Systems* in Karabay et al. (2000)), werden die spezifischen Begriffe der Gasturbinenhersteller TOBI (*Tangential Onboard Injector*) oder ATS (*Air Transfer System*) von Scricca und Moore (1997) bzw. von Jennions et al. (1998) und Granovskiy et al. (2009) auch zur Benennung des Vordrall-Kühlluftsystems verwendet.

Die Vielfältigkeit in der Gestaltung dieser Komponente lässt vermuten, dass sie das Ergebnis eines komplexen Auslegungsprozesses ist. Neben strömungstechnischen Merkmalen bestimmen mechanische, konstruktive, fertigungstechnische und kostenrelevante Kriterien die endgültige Konstruktion mit. Obwohl eine Optimierung des Vordrall-Kühlluftsystems die Berücksichtigung erwähnter Aspekte erfordert, wird sich die vorliegende Analyse vornehmlich auf seine Strömungseffekte beschränken. Hierzu dient im nächsten Abschnitt die Beschreibung der globalen Druck- und Temperaturänderungen der Kühlluft als Einstieg in die strömungsseitigen Grundprinzipien des Vordralldüsenystems.

3.1.2 Globale Druck- und Temperatur-Änderungen der Kühlluft

Die Entwicklung eines effizienten Vordralldüsenystems führt in einem ersten Schritt zu der Frage, wie hoch die Kühllufttemperatur $T_{\text{rel}6}$ am Schaufelfuß (Position 6 in Abb. 3.2) ist, wenn der Kühlluftmassenstrom, der Plenumsdruck p_{t0} und die Plenumtemperatur T_{t0} (Position 0 in

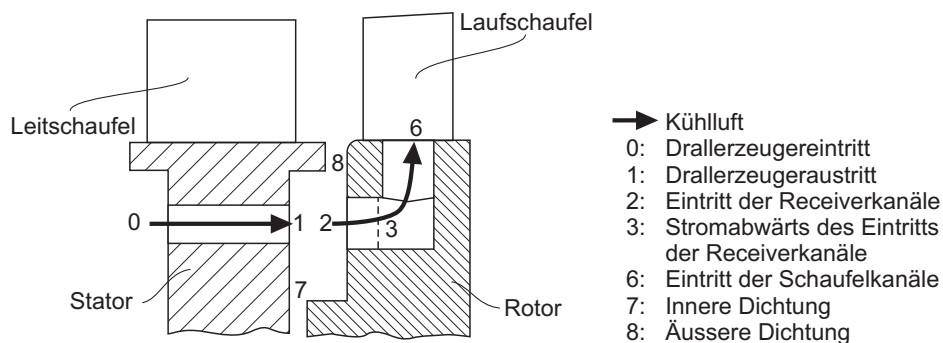


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Hauptschnittstellen eines Vordrall-Kühlluftsystems

Abb. 3.2) sowie der am Schaufelfuß benötigte relative Totaldruck p_{trel6} vorgegeben sind. Mit Hilfe einer einfachen thermodynamischen Betrachtung der Druck- und Temperaturänderungen der Kühlluft werden die Kühllufttemperatur T_{trel6} und ihr entsprechender theoretisch minimaler Wert $T_{trel6\min}$ berechnet. Klargestellt wird bei dieser Methode, dass die Lufttemperatur T_{trel6} vorwiegend durch das Druckverhältnis p_{trel6}/p_{t0} über das Kühlluftsystem bestimmt ist. Dies sollte besondere Beachtung finden.

Zu diesem Zweck werden Änderungen des Totaldrucks und der Totaltemperatur der Kühlluft in den h - s Diagrammen von Abb. 3.3 schematisch dargestellt. Hierzu werden folgende Vereinfachungen durchgeführt: Alle Wände werden adiabat betrachtet und eine Vermischung der Kühlluft mit anderen Strömungen in der Vordrallkammer wird ausgeschlossen. Nur der Luftzustand im Versorgungsplenum 0, in der Vordrallkammer kurz vor dem Receivereintritt 2 und am Schaufelfuß 6 sind in Abb. 3.3 angezeigt. Damit kann in Abb. 3.3 erkannt werden, dass zuerst Totaldruckverluste $p_{t0} - p_{t2}$ vom Drallerzeuger bis zum Receivereintritt auftreten. Die Totaltemperatur der Kühlluft bleibt aber zwischen Position 0 und 2 konstant. Danach wird entweder die Kühlluft bis zum Schaufelfuß entspannt (vgl. Abb. 3.3(a)) oder verdichtet (vgl. Abb. 3.3(b) und 3.3(c)). Während der Entspannung vom Zustand 2 bis 6 gibt die Kühlluft Arbeit zur Turbinenscheibe ab. Im anderen Fall wird ein Teil der Rotorarbeit an die Kühlluft übertragen. Der

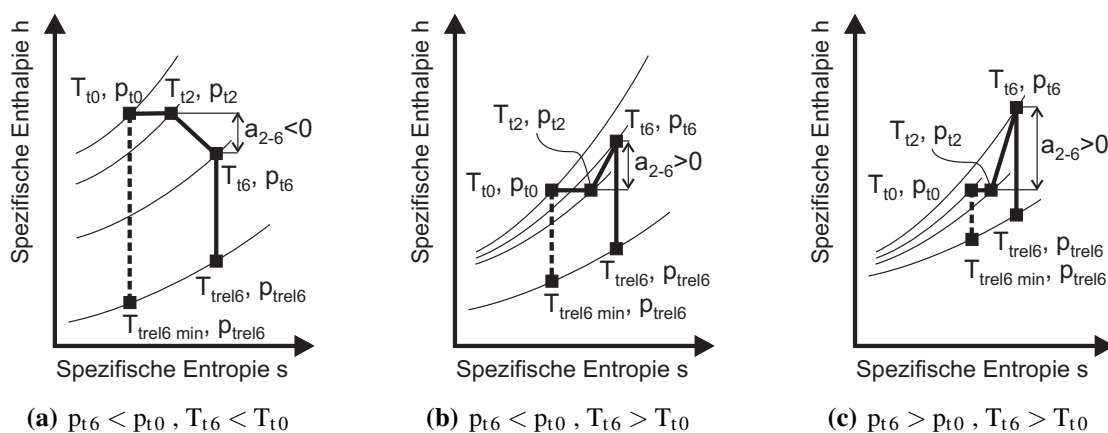


Abb. 3.3: h - s Diagramme der charakteristischen Zustandsänderungen der Kühlluft im Vordrall-Kühlluftsystem - adiabate Betrachtung mit 0: Drallerzeugereintritt, 2: Eintritt der Receiverkanäle, 6: Eintritt der Schaufelkanäle (vgl. Abb. 3.2)

erste Fall gilt für die meisten Vordrall-Kühlluftsysteme. Dennoch können für einen großen Radialunterschied zwischen dem Receivereintritt 2 und dem Schaufelfuß 6 (vgl. Abb. 3.1(c)) die Situationen von Abb. 3.3(b) und 3.3(c) entstehen. Der Endzustand der Entspannung und der Verdichtung sind in Abb. 3.3 durch den Totaldruck p_{t6} und die Totaltemperatur T_{t6} im nicht rotierenden Bezugssystem definiert. Weder die Rotorarbeit a_{2-6} noch der Druck p_{t6} und die Temperatur T_{t6} können gemessen werden. Mit der Annahme, dass die tangentielle Geschwindigkeit am Schaufelfuß c_{t6} gleich der Rotorumfangsgeschwindigkeit u_6 ist, können aber T_{t6} und p_{t6} aus den messbaren Größen relativer Totaltemperatur $T_{\text{trel}6}$ und relativem Totaldruck $p_{\text{trel}6}$ wie folgt berechnet werden:

$$T_{t6} = T_{\text{trel}6} + \frac{u_6^2}{2c_p} \quad \text{und} \quad p_{t6} = p_{\text{trel}6} \left(\frac{T_{t6}}{T_{\text{trel}6}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3.1)$$

Dabei ist die Rotorumfangsgeschwindigkeit u_6 proportional zum Radius r_6 und zur Winkelgeschwindigkeit ω nach Gl. (3.2).

$$u_i = \omega r_i \quad \text{mit:} \quad \omega = 2\pi n \quad \text{und} \quad i = [0, \dots, 8] \quad (3.2)$$

wobei n die Drehzahl der Turbinenscheibe ist.

Nach der Beschreibung der möglichen Kühlflutpfade in Abb. 3.3 wird ersichtlich, dass die minimale theoretisch erreichbare Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}6 \text{ min}}$ für ein ideales adiabates Vordrall-Kühlluftsystem anhand Gl. (3.3) ermittelt werden kann.

$$T_{\text{trel}6 \text{ min}} = T_{t0} \left(\frac{p_{\text{trel}6}}{p_{t0}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (3.3)$$

wobei hier die Kühlluft mit einem konstanten Isentropenexponent κ als perfektes Gas betrachtet wird. Aus Abb. 3.3 kann auch eine einfache Berechnungsmethode für die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}6}$ eines verlustbehafteten Vordralldüsen-systems abgeleitet werden. Gl. (3.4) zeigt, dass zur Berechnung von $T_{\text{trel}6}$ die Kenntnis des Parameters η_{p6} genügt. η_{p6} wird in dieser Arbeit analog zu der im Turbomaschinenbau verwendeten Terminologie polytroper Wirkungsgrad genannt, wobei die Effizienz als Wirkungsgrad definiert ist.

$$\frac{T_{\text{trel}6}}{T_{t0}} = \frac{T_{\text{trel}6}}{T_{t6}} \left(\frac{p_{t6}}{p_{t0}} \right)^{\frac{n_6-1}{n_6}} \quad \text{mit:} \quad (3.4)$$

$$n_6 = \frac{1}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa} \eta_{p6}} \quad \text{für} \quad p_{t6} < p_{t0} \quad \text{und} \quad T_{t6} < T_{t0}$$

$$n_6 = \frac{\eta_{p6}}{\eta_{p6} - \frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad \text{für} \quad p_{t6} > p_{t0} \quad \text{und} \quad T_{t6} > T_{t0}$$

Gl. (3.3) und (3.4) zeigen den ersten ungünstigen Effekt für die Schaufelkühlung. Bei einem gegebenen Design begleitet eine Reduzierung der Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}6}$ eine Absenkung des Versorgungsdrucks $p_{\text{trel}6}$. Aus diesem Grund muss beim Vergleichen der Effizienz unterschiedlicher Vordralldüsen-systeme die Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}6} - T_{t0}$ im Zusammenhang mit dem erreichten Kühlluftdruck $p_{\text{trel}6}$ gebracht werden. Dabei kann der polytrope Wirkungsgrad η_{p6}

dazu dienen, die Effizienz in Bezug zu einem idealen System zu quantifizieren. Dennoch hat die Verwendung des polytropen Wirkungsgrades in diesen Zusammenhang mehrere Nachteile.

Für den Fall $p_{t6} < p_{t0}$ und $T_{t6} > T_{t0}$ (vgl. Abb. 3.3(b)), der wie in Abschnitt 7.1 gezeigt wird bei modernen Vordralldüsensystemen auftreten kann, ergibt sich ein negativer Wert für η_{p6} . Des Weiteren liefert η_{p6} keine Aussage über die Temperaturänderungen ab, die durch die Vermischung mit anderen Strömungen in der Vordrallkammer oder durch die Wärme Konvektion mit der Struktur verursacht werden. Schließlich gibt Gl. (3.4) keinen Hinweis über die Position und die Natur der Strömungsverluste in der Kühlluftkomponente. Insbesondere zeigt Gl. (3.4) in keiner Weise, warum ein Vordrall stromaufwärts der Receiverkanäle für die Effektivität des Systems vorteilhaft sein sollte. Eine weitere Detaillierung der Strömungsvorgänge wird daher im nächsten Abschnitt durchgeführt. Es sei noch vermerkt, dass in der verfügbaren Literatur keine Werte für η_{p6} zu finden sind.

3.1.3 Vordralleffekte

Die Präsenz eines Drallerzeugers in jedem Vordrall-Kühlluftsystem (siehe Abb. 3.1) führt zu der Frage nach den Grundlagen drallbehafteter Strömungen in Vordrallkammern. Dazu werden nun weitere relevante Grundprinzipien für die Bestimmung der Effizienz dieser Komponente eingeführt.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist die erste Aufgabe des Drallerzeugers, die Kühlluft am Eintritt der rotierenden Receiverkanäle mit einem relativen Anströmwinkel β von nahezu 0° zu führen. Der Strömungswinkel β für den Fall ohne und mit Drallerzeuger ist zusammen mit der Rotorumfangsgeschwindigkeit u , der absoluten Strömungsgeschwindigkeit c und der relativen Strömungsgeschwindigkeit w in Abb. 3.4 schematisch dargestellt. Der Vordrall verkleinert das Strömungsablösungsgebiet, welches im Gegenfall (siehe Abb. 3.4(a)) den Eintritt der Receiverkanäle teilweise versperrt. Dadurch kann der Totaldruckverlust zwischen der Vordrallkammer (Position 2 in Abb. 3.2) und dem Schaufelfuß (Position 6 in Abb. 3.2) minimiert werden. Um die damit erzielte Reduzierung der Druckverluste zu bestimmen, sollen noch Berechnungsansätze aus Vorgängerpublikationen (siehe Abschnitt 3.2.2.2) herangezogen werden. Dennoch kann

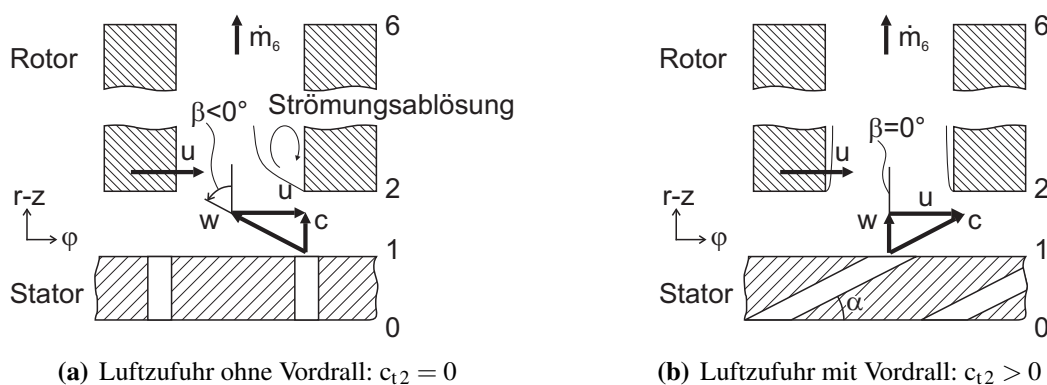


Abb. 3.4: Geschwindigkeitsdreiecke stromauf der Receiverkanäle
(Nomenklatur wie in Abb. 3.1 und 3.2)

schon hier angemerkt werden, dass die Ablösungsgefahr am Eintritt der Receiverkanäle die maximale Drallgeschwindigkeit c_{t2} auf etwa die Umfangsgeschwindigkeit u_2 (vgl. Gl. (3.2)) am Receiverseintritt begrenzt. Diese Begrenzung liegt am Receivereintritt, der häufig senkrecht zur Rotordrehrichtung orientiert ist. Als Konsequenz werden die Vordralldüsenysteme daher meistens mit einer nominalen Drallsituation $c_{t2} \approx u_2$ ausgelegt, obwohl diese Einstellung kein Minimum für die Kühllufttemperatur darstellt. Die Kühllufttemperatur kann nämlich beim Erhöhen der Strömungsgeschwindigkeit c_{t2} stetig reduziert werden. Dieser von der Strömungsablösung unabhängige Effekt soll nun ausführlicher diskutiert werden.

Durch Induzieren eines Dralls stromaufwärts der Receiverkanäle kann die Arbeit des Rotors reduziert werden, die benötigt wird, um die Kühlluft auf die Umfangsgeschwindigkeit der Receiverbohrungen zu beschleunigen (siehe Bobo et al. (1971), Meierhofer und Franklin (1981), Laurello et al. (2004), Laurello et al. (2006), Rudolph et al. (2009)). Da die Rotorarbeit eine Erhöhung der relativen Totaltemperatur (im rotierenden System) der Kühlluft verursacht, führt die Arbeitreduzierung zu einer Senkung der Kühllufttemperatur. Dies wirkt sich mit einer möglichen reduzierten Kühlluftmenge und einer leichten Steigerung der Turbinenarbeit doppelt positiv auf den Gasturbinenwirkungsgrad aus. Diese Effekte können mittels elementarer Gleichungen im Folgenden abgeschätzt werden.

Als Referenz wird eine Konfiguration ohne Vordrall (vgl. Abb. 3.4(a)) betrachtet, in welcher die Kühlluft die absolute Totaltemperatur T_{t2} stromauf der Receiverkanäle besitzt. Am Schaufelfuß (Position 6 in Abb. 3.2) wird angenommen, dass die tangentielle Geschwindigkeitskomponente der Strömung c_{t6} gleich der Umfangsgeschwindigkeit u_6 ist. Beim Anwenden der Energiegleichung und der Eulerschen Turbinengleichung an den rotierenden Kanälen zwischen Positionen 2 und 6 ergibt sich für die absolute Totaltemperatur T_{t6} :

$$c_p (T_{t6}^{c_{t2}=0} - T_{t2}) = u_6^2 - u_2 \cdot 0 + \frac{Q_{W\ddot{u}}^{c_{t2}=0}}{\dot{m}_6} \quad (3.5)$$

mit $Q_{W\ddot{u}}^{c_{t2}=0}/c_p\dot{m}_6$ der Temperaturerhöhung aufgrund des konvektiven Wärmeübergangs innerhalb der rotierenden Kanäle.

Da c_{t6} gleich u_6 ist, kann der Zusammenhang zwischen der absoluten Totaltemperatur T_{t6} und der relativen Totaltemperatur im rotierenden System $T_{\text{tr}el6}$ wie folgt geschrieben werden:

$$T_{t6} = T_6 + \frac{c_{r6}^2}{2c_p} + \frac{c_{z6}^2}{2c_p} + \frac{u_6^2}{2c_p} = T_{\text{tr}el6} + \frac{u_6^2}{2c_p} \quad (3.6)$$

Dabei ist T_6 die statische Temperatur, welche per se unabhängig vom Bezugssystem bleibt. Weil die relative Totaltemperatur im rotierenden System $T_{\text{tr}el6}$ die relevante Größe für die innere Schaufelkühlung ist, wird Gl. (3.5) in Gl. (3.7) umgeschrieben.

$$T_{\text{tr}el6}^{c_{t2}=0} - T_{t2} = \frac{u_6^2}{2c_p} + \frac{Q_{W\ddot{u}}^{c_{t2}=0}}{c_p\dot{m}_6} \quad (3.7)$$

Meierhofer und Franklin (1981) so wie Geis et al. (2004) verifizierten Gl. (3.7) mit Hilfe von Temperaturmessungen und validierten dadurch ihre rotierenden Temperatursonden. Dabei war u_6 gleich u_2 und der Wärmeübergang in den rotierenden Kanälen vernachlässigbar.

Für die relative Totaltemperatur $T_{\text{trel}6}^{c_{t2}>0}$ eines Kühlluftsystems mit Vordrall (siehe Abb. 3.4(b)), welches die gleiche Kühlluftmenge \dot{m}_6 , Kühllufttemperatur T_{t2} und Umfangsgeschwindigkeit u_6 wie das Referenzsystem ohne Vordrall hat, ergibt sich in ähnlicher Weise wie in Gl. (3.7):

$$T_{\text{trel}6}^{c_{t2}>0} - T_{t2} = \frac{u_6^2}{2c_p} - \frac{u_2 c_{t2}}{c_p} + \frac{Q_{\text{Wü}}^{c_{t2}>0}}{c_p \dot{m}_6} \quad (3.8)$$

Damit entsteht eine Temperaturreduzierung zwischen dem System mit Vordrall und ohne Vordrall von:

$$T_{\text{trel}6}^{c_{t2}>0} - T_{\text{trel}6}^{c_{t2}=0} = -\frac{u_2 c_{t2}}{c_p} \quad \text{mit:} \quad \left| \frac{Q_{\text{Wü}}^{c_{t2}>0}}{c_p \dot{m}_6} - \frac{Q_{\text{Wü}}^{c_{t2}=0}}{c_p \dot{m}_6} \right| \ll \frac{u_2 c_{t2}}{c_p}, \quad (3.9)$$

wenn angenommen wird, dass die Wärmeabfuhr vergleichsweise relativ gering ist. Es sei auf Abschnitt 3.2.4.4 für eine Fortsetzung der Diskussion über die Wärmeabfuhr in der Vordrallkammer verwiesen. Die mit Hilfe des Vordralls erzielte Reduzierung der Rotorleistung W_{2-6} im Vergleich zu einem System ohne Vordrall ($c_{t2} = 0$) lautet darüber hinaus:

$$W_{2-6}^{c_{t2}>0} - W_{2-6}^{c_{t2}=0} = \dot{m}_6 (u_6^2 - u_2 c_{t2}) - \dot{m}_6 u_6^2 = -\dot{m}_6 u_2 c_{t2} \quad (3.10)$$

Eine kurze Berechnung mit für Gasturbinen typischen Werten macht das Kühlungspotenzial des Vordralleffekts ersichtlich. Dazu wird wie bei Bobo et al. (1971) davon ausgegangen, dass die tangentielle Geschwindigkeit des Vordralls etwa gleich der Umfangsgeschwindigkeit u_2 am Eintritt der Receiverkanäle ist. Mit einem Wert für u_2 von 315 ms^{-1} , was für eine 50 Hz stationäre Gasturbine ($r_2 = 1 \text{ m}$) und für ein Triebwerk ($n = 15000 \text{ Umin}^{-1}$, $r_2 = 0,2 \text{ m}$) realistisch ist, und mit einer Kühllufttemperatur von 780 K ($c_p = 1094 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$) ergibt sich eine Temperaturreduzierung von 90 K . Gleichung (3.9) zeigt auch, dass bei einer vorgegebenen Umfangsgeschwindigkeit u_2 die Senkung der Kühllufttemperatur direkt proportional zum Vordrall c_{t2} ist. Außerdem ist nach Gl. (3.9) die maximal erreichbare Temperaturreduzierung erstens durch die von der Turbinenauslegung gegebene, möglichst maximale Umfangsgeschwindigkeit u_2 und zweitens gegebenenfalls durch die Schallgeschwindigkeit am Austritt des Drallapparats begrenzt.

Da für beide Konfigurationen - mit und ohne Vordrall - dieselbe absolute Temperatur T_{t2} in Gl. (3.9) angenommen wurde, stellt sich nun die Frage, ob die drallbehaftete Strömung einen zusätzlichen Einfluss auf das Temperaturniveau in der Vordrallkammer hat. Mit Hilfe einer analytischen Abschätzung des Reibmoments einer turbulenten Strömung auf einer rotierenden Vollscheibe durch Goldstein (1935) schlägt Geis (Geis (2002) und Geis et al. (2004)) einen vereinfachten analytischen Ausdruck für die an die Kühlluft innerhalb der Vordrallkammer angebrachte Rotorleistung $W_{1-2}^{v_{\varphi\infty} \geq 0}$ vor (siehe auch Abschnitt 3.2.3.2):

$$W_{1-2}^{v_{\varphi\infty} \geq 0} \approx 0,1676 \omega \rho_{\infty} v_{\infty}^{0,2} \frac{r_{\text{max}}^{4,6} - r_{\text{min}}^{4,6}}{4,6} \left(\omega - \frac{v_{\varphi\infty}}{r_m} \right) \left| \omega - \frac{v_{\varphi\infty}}{r_m} \right|^{0,8} \quad (3.11)$$

wobei $v_{\varphi\infty}$, ρ_{∞} , v_{∞} jeweils die tangentielle Geschwindigkeit, die Dichte und die kinematische Viskosität der Strömung außerhalb der Rotorgrenzschicht sind. Außerdem bezeichnen in Gl. (3.11)

r_{\min} , r_{\max} , und $r_m = (r_{\max} + r_{\min})/2$ den inneren, äußeren bzw. mittleren Radius der Vordrallringkammer.

Gl. (3.11) zeigt, dass der Vordrall $v_{\varphi\infty}$ die auf die Strömung übertragene Arbeit der rotierenden Ringkammer-Fläche reduziert. Demzufolge sinkt die Reibungsaufheizung, die für die Steigerung der Temperatur T_{t2} gegenüber der Kühllufttemperatur T_{t1} am Eintritt in die Vordrallkammer verantwortlich ist. Dieser zusätzliche positive Vordralleffekt ist bei Rotor-Stator und Rotor-Rotor-Ringkammern schon lange bekannt (siehe Patentschrift von Rolls-Royce (1970)). Nach Gl. (3.11) kann sogar ein Überdrall ($v_{\varphi\infty} > u$) in der Vordrallkammer die absolute Kühllufttemperatur T_{t2} senken, wenn angenommen wird, dass die Temperaturerhöhung aufgrund konvektiven Wärmeübergangs und Leckage in die Vordrallkammer vernachlässigbar ist. Wenn gleich in Rotor-Stator Zwischenräumen die Erwärmung der Kühlluft mehr als 100 K erreichen kann (siehe Zitierung von Haaser et al. (1987) in Geis (2002)), ist die Reibungsaufheizung der Luft eines Vordrallkühlluftsystems $W_{1-2}^{v_{\varphi\infty} \geq 0}$ wegen der bedeutenden Kühlluftmenge sogar mit leichtem Vordrall eine Größenordnung niedriger als die Eulerleistung $W_{2-6}^{v_{\varphi\infty} \geq 0}$. Eine Abschätzung dieses Verhältnisses ist in Anhang A.1 dokumentiert.

Dagegen ist aber die Reibungsaufheizung für die Lufttemperatur in der Rotor-Grenzschicht und dadurch für die Wandtemperatur der Rotorscheibe von Bedeutung. Dies wird mit Hilfe der Betrachtung der adiabaten Wandtemperatur deutlicher. Hierzu wird der Ausdruck von Chew (1985) für die adiabate Rotorwandtemperatur in einer Kavität mit einer rotierenden Strömung verwendet. Mit der Voraussetzung, dass die Geschwindigkeit in der Freiströmung sehr klein ist, gilt für die adiabate Wandtemperatur $T_{aw}^{v_{\varphi\infty}=0}$ des Rotors (weitab von den Receiverbohrungen) in einer Ringkammer ohne Vordrall:

$$T_{aw}^{v_{\varphi\infty}=0} = T_{t\infty}^{v_{\varphi\infty}=0} + R \frac{u^2}{2c_p} \quad (\text{mit: } R \approx \text{Pr}^{\frac{1}{3}}) \quad (3.12)$$

wobei $T_{t\infty}^{v_{\varphi\infty}=0} = T_{\infty}^{v_{\varphi\infty}=0}$ und R die absolute Totaltemperatur außerhalb der Rotorgrenzschicht bzw. der Rückgewinn-Faktor (auf Englisch *recovery factor*) sind. Die entsprechende adiabate Wandtemperatur für eine drallbehaftete Strömung nach Chew (1985) lautet dann:

$$T_{aw}^{v_{\varphi\infty}>0} = T_{t\infty}^{v_{\varphi\infty}>0} - \frac{v_{\varphi\infty}^2}{2c_p} + R \frac{(v_{\varphi\infty} - u)^2}{2c_p} \quad (\text{mit: } R \approx \text{Pr}^{\frac{1}{3}}) \quad (3.13)$$

Die analytische Herleitung von Gl. (3.13) kann in der Veröffentlichung von Owen (1971) und von Chew (1985) gefunden werden. Ihre experimentelle Validierung wurde erst später von El-Oun und Owen (1988) in einer Rotor-Stator Kammer mit radial nach außen gerichteter Massenströmung durchgeführt. Von einer weiteren experimentellen Bestätigung wird nicht berichtet, während die CFD-Berechnungen von Karabay et al. (2001b) und Farzaneh-Gord et al. (2005) sie stützen. Trotzdem wird der adiabate Wandtemperaturunterschied ohne oder mit Drall wie folgt abgeschätzt:

$$T_{aw}^{v_{\varphi\infty}>0} - T_{aw}^{v_{\varphi\infty}=0} \approx -\frac{u v_{\varphi\infty}}{c_p} \quad \text{mit } R \approx 1 \quad \text{und} \quad T_{t\infty}^{v_{\varphi\infty}>0} \approx T_{t\infty}^{v_{\varphi\infty}=0} \quad (3.14)$$

Gl. (3.14) und Gl. (3.9) zeigen, dass die Temperaturreduzierung in der Rotorgrenzschicht von gleicher Größenordnung ist wie die Temperaturabsenkung der Kühlluft, die die Turbinenschau-

fel versorgt. Um die vorteilhafte Wirkung des Vordralls auf die Rotorwandtemperatur vollständiger beschreiben zu können, muss aber sein Einfluss auf die Wärmeübergangszahlen mitberücksichtigt werden, wie in Abschnitt 6.3 noch erläutert wird.

Darüber hinaus kann der Vordrall eine positive Wirkung auf die innere und äußere Dichtung der Vordrallkammer (Position 8 und 7 in Abb. 3.1) aufweisen. Wie in der Vordrallkammer kann der Vordrall am Eintritt der Dichtung die Reibleistung der Dichtungen reduzieren. Hier soll auf die experimentellen Arbeiten von McGreehan und KO (1989) und Denecke et al. (2005) verwiesen werden. Durch den Vordrall kann sogar der Durchflussbeiwert von Labyrinthdichtungen leicht abnehmen (um maximal 10% nach den Messergebnissen von Denecke et al. (2004)). Die Frage, in wieweit der Vordrall für die Temperatur und Integrität der Dichtungen von Vorteil ist, kann wiederum nur durch eine Berücksichtigung des konvektiven Wärmeübergangs beantwortet werden. Hier können die am ITS durchgeführten experimentellen Arbeiten von Waschka (1991) und Willenborg et al. (2002) als Einführung in diese Thematik dienen.

Nach der Betrachtung der Grundprinzipien, die den Vordrall stromaufwärts der Receiverbohrungen begründen, kann weiterhin die Effizienz von Vordralldüsen systemen nicht bestimmt werden. Hierzu fehlen Daten über die Druckverluste und das Durchflussverhalten. Außerdem ist die Kenntnis des Vordralls c_{t2} , der Reibungsaufheizung und der Wärmeübergang innerhalb der Vordrallkammer eine Grundvoraussetzung zur Bestimmung der Kühllufttemperatur eines Vordralldüsen systems. Dies soll nun in Folgendem mit Hilfe von Ergebnissen aus der Literatur diskutiert werden.

3.2 Quantifizierung der Strömungsverluste: Kenntnisstand

Obwohl die positiven Effekte des Vordralldüsen systems bei den Herstellern von Gasturbinen bereits vor Anfang der 70er Jahre bekannt waren (siehe Patentschrift von Bobo et al. (1971)), kamen die ersten veröffentlichten Untersuchungen über Vordralldüsen systeme mit Meierhofer und Franklin (1981) und später mit El-Oun und Owen (1988) erst in den 80er Jahren auf. Dank der Publizierung experimenteller Daten und dank leistungsfähiger Berechnungsmöglichkeiten erhöhte sich in den letzten zehn Jahren die Anzahl der veröffentlichten Arbeiten zur Validierung von analytischen und numerischen Auslegungsmethoden. Die Ergebnisse sollen nun in eine einheitliche Form gebracht werden, um die diskutierten Effekte genauer quantifizieren zu können. Hierzu sollen Kennzahlen eingeführt werden, die für die Ermittlung von Kühlluftmassenstrom und Kühlluftdruck am Eintritt der Receiverbohrungen benützt werden. Danach sollen Ergebnisse abgeleitet werden, anhand derer der Vordrall stromaufwärts der Receiverbohrungen bestimmt werden kann. Dadurch können die Kennlinien, die die Änderungen der Kühllufttemperatur realer Vordralldüsen systeme beschreiben, besser verstanden werden. Schließlich wird eine erste Antwort zur Gesamteffizienz dieser Komponente gegeben. Da die Ergebnisse in der Literatur meistens in Zusammenhang mit dimensionslosen Strömungsgrößen dargestellt werden, müssen zuvor die entsprechenden Strömungsparameter eingeführt werden. Im weiteren Verlauf wird auch auf mehrere ungeklärte Fragestellungen hingewiesen, die die experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit motiviert haben.

3.2.1 Dimensionslose Einflussparameter

3.2.1.1 Achsensymmetrische Rotor-Stator Strömungen

Die Strömung in der Vordrallkammer hängt von dimensionslosen Einflussgrößen ab, die für die Übertragung der in Prüfständen gewonnenen Messergebnisse auf das Druck- und Temperaturniveau einer Gasturbine erst identifiziert werden müssen. Dies ist in dieser Arbeit von besonderer Bedeutung, weil in der Praxis nutzbare Korrelationen aus den experimentell gewonnenen Daten abgeleitet werden sollen.

Ein Grossteil der in der Literatur vorhandenen Arbeiten über Vordralldüsenysteme wird anhand von Ähnlichkeitsparametern beschrieben, die aus Untersuchungen bei achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen gewonnen wurden. Ziel dieses Abschnitts ist deshalb, diese Einflussgrößen einzuführen. Dabei sollen die Haupteffekte und Ergebnisse aufgezeigt werden, die den Einsatz dieser Parameter in achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen begründen. Daraus kann abgeleitet werden, ob sie für das Vordralldüsenystem ebenso geeignet sind. Diese Begründung wird selten in der Literatur diskutiert. Daher ist es hier nötig auf diese Thematik einzugehen, da eine erfolgreiche Übertragung der Messdaten auf Gasturbinenbedingungen davon abhängt.

Zur Einführung der relevanten Strömungsgrößen genügt die Analyse des generischen Falls, in dem die Rotor-Stator Kammer aus einem axialen Spalt mit der Breite s besteht (siehe Abb. 3.5). Der Spalt ist von zwei zur Rotorachse z senkrechten Wänden begrenzt, von denen eine mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotiert. Die Rotor-Stator Kammer endet an beiden Wänden bei den Radien r_{\min} und r_{\max} . Üblicherweise entsteht in der Ringkammer eine drallbehaftete Strömung, deren tangentielle Geschwindigkeitskomponente $v_{\varphi\infty}$ mit Hilfe des Kernrotationsfaktors k (auch Drallzahl genannt) relativ zur Rotorgeschwindigkeit ausgedrückt wird.

$$k = \frac{v_{\varphi\infty}}{\omega r} \quad (3.15)$$

Ein radial überlagerter Massenstrom \dot{m}_{rad} kann die Luft durch den Spalt spülen. \dot{m}_{rad} wird, wie alle anderen in dieser Arbeit vorkommenden radialen Massenströme, positiv gezählt, wenn die gespülte Luft vom kleineren zum größeren Radius strömt. Außerdem werden die Indizes S und R für die Stator- bzw. Rotor-Parameter im folgenden verwendet. Weitere Konventionen sind in Abb. 3.5 erläutert.

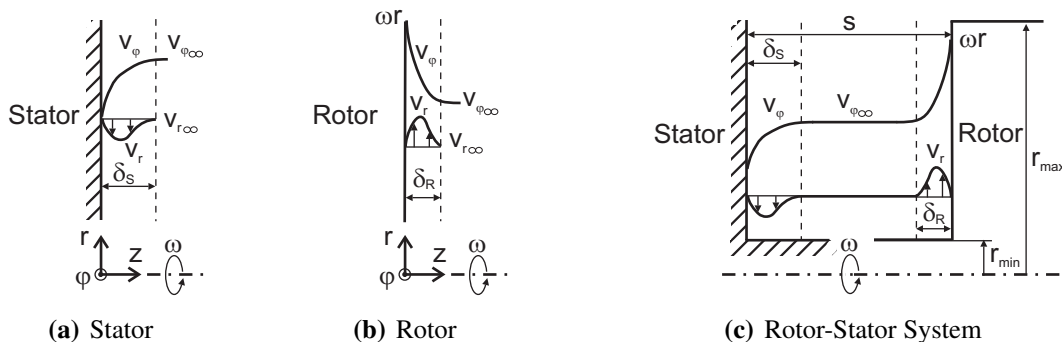


Abb. 3.5: Konventionen und Darstellungen der Grenzschichten im Rotor-Stator System

Die Umfangs-Reynolds-Zahl Re_φ (vgl. Gl. (3.16)) zählt zu den ersten Ähnlichkeitsparametern von achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen, welche zur Charakterisierung der Strömung in Vordrallkammern eingesetzt werden.

$$Re_\varphi = \frac{\omega r_{\max}^2}{\nu} \quad (3.16)$$

Als Begründung können die Geschwindigkeitsmessungen und theoretischen Überlegungen von Daily und Nece (1960) erwähnt werden. In Abhängigkeit von der Umfangs-Reynolds-Zahl Re_φ und der dimensionslosen Spaltweite s/r_{\max} klassifizieren sie die Strömung in Rotor-Stator Konfigurationen ohne radial überlagerten Massenstrom in vier Regime. Die Zusammenstellung veröffentlichter Ergebnissen durch Owen und Rogers (1989) zeigt insbesondere den Umschlag von **laminarer** zur **turbulenter Grenzschicht** in einer unendlich breiten Kammer ($s/r_{\max} > 0,05$) bei einer kritischen Umfangs-Reynolds-Zahl von $Re_\varphi \approx 1,8 \cdot 10^5$ voraus. Trotz weniger Arbeiten über den laminar-turbulenten Übergang im Rotor-Stator System mit einem radialen Massenstrom (Zitat von Owen et al. (1985)) wird meistens vorausgesetzt, dass die Rotor- und Stator Grenzschicht in Ringkavitäten von Gasturbinen turbulent und durch eine rotierende Kernströmung getrennt sind. Dieser Zustand, den Daily und Nece (1960) Regime IV nennen, wird dadurch ebenso in der Vordrallkammer eines Vordralldüsen systems angenommen. Re_φ genügt aber zur Charakterisierung der Rotor- und Stator-Grenzschicht einer drallbehafteten Freiströmung nicht, wie nun gezeigt wird.

Zwei weitere wichtige Einflussparameter für Rotor-Stator-Systeme sind der dimensionsfreie radiale Massenstrom C_{wi} und der so genannte turbulente Strömungsparameter λ_{Ti} .

$$C_{wi} = \frac{\dot{m}_i}{\mu r_{\max}} \quad \text{und} \quad \lambda_{Ti} = C_{wi} Re_\varphi^{-4/5} \quad \text{mit:} \quad i = [\text{rad; R; S; ...}] \quad (3.17)$$

Um ihre Relevanz für das Vordralldüsen system beurteilen zu können, müssen erst allgemeine Erkenntnisse über den radialen Massenstrom $\dot{m}_{R/S}$ in der Rotor- (Index R) oder Stator-Grenzschicht (Index S) erinnert werden. Diese Erläuterung wird auch als Gelegenheit benützt, spezifische Begriffe von Rotor-Stator Systemen einzuführen.

Zum einen ist nach der Kontinuitätsgleichung (3.18) die Änderung von $\dot{m}_{R/S}$ maßgeblich für die axiale Geschwindigkeitskomponente $v_{z\infty}$ am Grenzschichtende ($z = \delta_{R/S}$ nach Abb. 3.5). Das Vorzeichen von $v_{z\infty}$ ermöglicht die Trennung zwischen Ringbereichen, wo die Strömung in die Grenzschicht angesaugt wird ($v_{z\infty} < 0$ nach Abb. 3.5) und Ringbereichen, wo sie die Grenzschicht verlässt ($v_{z\infty} > 0$ nach Abb. 3.5). Diese Bereiche werden in der Literatur häufig **Quelle** bzw. **Senke** genannt (siehe auch Abb. 3.6(d)).

$$v_{z\infty} = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d\dot{m}_{R/S}}{dr} \quad \text{mit:} \quad \dot{m}_{R/S} = 2\pi r \rho \int_0^{\delta_{R/S}} v_r dz \quad (3.18)$$

Wenn dagegen $v_{z\infty}$ null ist, wird nach Gl. (3.18) der Massenstrom $\dot{m}_{R/S}$ entlang des Radius konstant. In diesem Fall wird die Grenzschicht in der englischsprachigen Literatur (siehe Owen et al. (1985), Owen (1988), Owen und Rogers (1989)) **non-entrainment layer** genannt, als Gegensatz zu **entrainment layer** für die negative axiale Geschwindigkeitskomponente $v_{z\infty}$. Auch der Begriff **Ekman-Grenzschicht** kann für die *non-entrainment layer* verwendet werden.

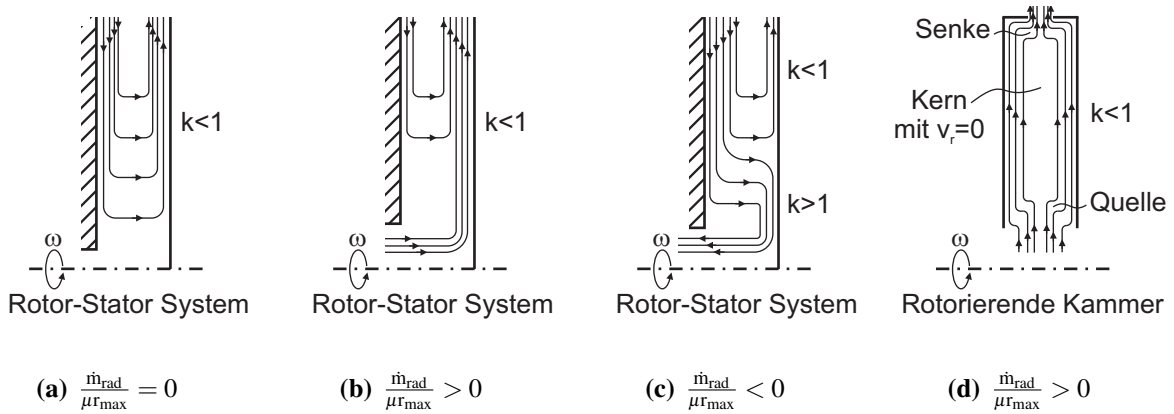


Abb. 3.6: Schematische Darstellung der Strömungslinien für breite Spalte und überlagerte radiale Massentröme \dot{m}_{rad} (vgl. Owen und Rogers (1989), Owen et al. (1985))

Die Identifizierung dieser Grenzschichttypen über die Kenntnis des radialen Massenstroms $\dot{m}_{R/S}$ ist insofern wichtig, als Zusammenhänge von $\dot{m}_{R/S}$ mit der Wandreibung und dem Wärmeübergang sowie auch mit der radialen Drallverteilung in der Kernströmung bestehen. Mit Hilfe des Ekman-Ansatzes (vgl. Owen und Rogers (1989)) kann sich beispielsweise die über die Grenzschichtdicke $z = \delta_{R/S}$ integrierte tangentielle Impulsgleichung (3.19)

$$\frac{d}{dr} \left(2\pi r^2 \rho \int_0^{\delta_{R/S}} v_r v_\varphi dz \right) + 2\pi r^2 \rho v_{\varphi\infty} v_{z\infty} = -2\pi r^2 \tau_{\varphi w R/S} \quad (3.19)$$

wie folgt ausdrücken lassen:

$$\frac{1}{\pi} \frac{\omega'}{\omega} \text{Re}_\varphi^{-1} \frac{\dot{m}_{R/S}}{\mu r} \approx -\frac{\tau_{\varphi w R/S}}{\rho \omega^2 r_{\text{max}}^2} \quad (\text{Ekman-Ansatz}). \quad (3.20)$$

Dabei stellt $\tau_{\varphi w R/S}$ in Gl. (3.19) und (3.20) die Umfangskomponente der Wandschubspannung dar. ω' ist in der Ekman-Vereinfachung eine beliebige konstante Winkelgeschwindigkeit - um die gleiche Rotorachse z - eines Hilfebezugsystems, die je nach Grenzschichttyp bevorzugte Werte annimmt. Somit gelten in Rotor-Stator Systemen oft folgende Ansätze:

$$\text{Stator-Grenzschicht:} \quad \frac{\omega'}{\omega} = k \quad \text{und} \quad \tau_{\varphi w S} \geq 0 \quad (\text{mit } k \geq 0)$$

$$\text{Rotor-Grenzschicht:} \quad \frac{\omega'}{\omega} = 1, \quad \tau_{\varphi w R} \leq 0 \quad \text{für } k \leq 1 \quad \text{und} \quad \tau_{\varphi w R} \geq 0 \quad \text{für } k \geq 1$$

Aus Gl. (3.20) kann zum einen die Ursache der Strömungsrichtung in Rotor-Stator Grenzschichten interpretiert werden. Um die auf die Strömung wirkende Wandreibung in der Rotor-Grenzschicht einer drallbehafteten Strömung mit einer Drallzahl k kleiner als eins auszugleichen, muss nach Gl. (3.20) ein radial nach außen fließender Massenstrom ($\dot{m}_R > 0$) entstehen (siehe Abb. 3.6). Bei einer Drallzahl größer als eins ändert sich das Vorzeichen der Wandschubspannung $\tau_{\varphi w R}$ und damit die Richtung der radialen Geschwindigkeitskomponente ($\dot{m}_R < 0$) entlang der Rotor-Grenzschicht (siehe Abb. 3.6(c)). Obwohl der Ekman-Ansatz mathematisch für eine Drallzahl nahezu gleich eins begründet ist, kann er auch als Abschätzung für die Stator-Grenzschicht verwendet werden (siehe Owen (1988)). Dabei erkennt man, dass aufgrund der

positiven Schubspannung $\tau_{\phi w S}$ in Gl. (3.20) eine radial nach innen fließende Wandströmung auftreten wird. Die in Abb. 3.6 gezeigten Fälle wurden nicht nur analytisch hergeleitet, sondern wurden auch bei zahlreichen Messungen beobachtet (siehe Daily und Nece (1960), Daily et al. (1964), Dibelius et al. (1982) und Owen et al. (1985))

Aus Gl. (3.20) können auch einfache analytische Beziehungen zwischen $\dot{m}_{R/S}$ und dem Kernrotationsfaktor k hergeleitet werden. Hierzu ist die Voraussetzung eines Wandreibungsgesetzes nötig. Üblicherweise (siehe Owen und Rogers (1989)) wird für eine turbulente Stator-Grenzschicht die folgende mathematische Annäherung des universalen logarithmischen Wandgesetzes verwendet:

$$\left| \frac{v_{\infty \text{ref}}}{u_{\tau}} \right| = 8,74 \left(\frac{|u_{\tau}| \delta_S}{\nu} \right)^{\frac{1}{7}} \quad \text{mit:} \quad |u_{\tau}| = \sqrt{\frac{|\tau_w|}{\rho}} \quad \text{und} \quad |\tau_w| = \sqrt{\tau_{\phi w}^2 + \tau_{r w}^2} \quad (3.21)$$

Für die Rotor Grenzschicht wird die Freistömungsgeschwindigkeit $v_{\infty \text{ref}} = (v_{r\infty}^2 + v_{\phi\infty}^2)^{0,5}$ durch die relative Geschwindigkeit $w_{\infty \text{ref}} = (v_{r\infty}^2 + w_{\phi\infty}^2)^{0,5}$ in Gl. (3.21) ersetzt. Um die in Gl. (3.21) eingeführte Grenzschichtdicke $\delta_{R/S}$ zu bestimmen, werden in der Grenzschicht häufig Geschwindigkeitsprofile $v_r/v_{r\infty} = f_1(z/\delta)$ und $v_{\phi}/v_{\phi\infty} = f_2(z/\delta)$ angenommen (siehe Kármán (1921)). Zusätzlich wird gleichzeitig die folgende Beziehung zwischen der radialen und tangentialen Komponente der Wandschubspannung und Geschwindigkeit vorausgesetzt:

$$\frac{\tau_{r w}}{\tau_{\phi w}} = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{v_r}{v_{\phi} - v_{\phi}(z=0)} = -f(k) \quad \text{siehe Gl. (3.27) für typische Werte} \quad (3.22)$$

Beim Kombinieren von Gl. (3.19), (3.21) und (3.22) ergeben sich somit Gl. (3.23) bis (3.27), die aus verschiedenen Literaturquellen (siehe unten) für diese Studie im folgenden zusammengefasst wurden.

$$\begin{array}{l} \text{Frei rotierende Scheibe} \\ \text{Kármán (1921)} \end{array} \quad k \approx 0 : \quad \frac{\dot{m}_R}{\mu r_{\max}} = 0,219 \text{Re}_{\phi}^{\frac{4}{5}} r^{*\frac{13}{5}} \quad (3.23)$$

$$\begin{array}{l} \text{Rotor-Seite} \\ \text{Owen (1988)} \end{array} \quad 0,7 \leq k \approx 1 : \quad \frac{\dot{m}_R}{\mu r_{\max}} = 0,140 \text{Re}_{\phi}^{\frac{4}{5}} r^{*\frac{13}{5}} (1-k) |1-k|^{\frac{3}{5}} \quad (3.24)$$

$$\begin{array}{l} \text{Stator-Seite} \\ \text{Owen (1988)} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{Ekman-} \\ \text{Vereinfachung} \end{array} : \quad \frac{\dot{m}_S}{\mu r_{\max}} = -0,140 \text{Re}_{\phi}^{\frac{4}{5}} r^{*\frac{13}{5}} k^{\frac{4}{5}} \quad (3.25)$$

$$\begin{array}{l} \text{Rotor-Seite} \\ \text{Owen und Rogers (1989)} \end{array} \quad \frac{\partial k}{\partial r} \approx 0 : \quad \frac{\dot{m}_R}{\mu r_{\max}} = f(k) g(k) \text{Re}_{\phi}^{\frac{4}{5}} r^{*\frac{13}{5}} (1-k) |1-k|^{\frac{3}{5}} \quad (3.26)$$

$$\text{mit} \quad f(k) = \left(\frac{2300(1+8k)}{49(1789-409k)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad g(k) = \frac{49\pi}{60} \left(\frac{81(1+f(k)^2)^{\frac{3}{8}}}{49(23+37k)f(k)} \right)^{\frac{4}{5}} \quad (3.27)$$

wobei r^* die dimensionslose radiale Position $r^* = r/r_{\max}$ ist.

Durch Gl. (3.20) sowie durch Gl. (3.23) bis (3.26) wird ersichtlich, dass vorzugsweise Massenströme in Ringkavitäten mit Hilfe von $C_{w i}$ und $\lambda_{T i}$ dimensionslos ausgedrückt werden können. Damit wird auch klar, dass sich die Potenz $4/5$ in der Definition von $\lambda_{T i}$ allein aus der mathematischen Annäherung des logarithmischen Wandgesetzes in Gl. (3.21) ergibt.

C_{wi} und λ_{Ti} ermöglichen es, nicht nur Erkenntnisse über Grenzschichtparameter zu gewinnen, sondern können Aussagen über die radiale Drallverteilung in der Kernströmung liefern. Hierzu wurden zwei Beispiele von achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen gewählt. Wie Owen (1988) vorgeschlagen hat, wird mit dem Ekman-Ansatz (Gl. (3.24) und (3.25)) die Kontinuitätsgleichung $\dot{m}_R + \dot{m}_S = \dot{m}_{rad}$ in eine Konfiguration mit radial nach außen überlagertem Massenstrom $0,140((1-k)|1-k|^{\frac{3}{5}} - k^{\frac{4}{5}}) = \lambda_{T_{rad}} r^{*-\frac{13}{5}}$. Damit zeigt letztere Gleichung, dass k nur eine Funktion von $\lambda_{T_{rad}}$ und Radius r/r_{max} ist. Gl. (3.28) von Daily et al. (1964), die Geschwindigkeitsmessungen der Kernströmung bei verschiedenen radial nach außen fließenden Massenströmen korreliert, beweist, dass die vorherige Aussage sich nicht nur auf theoretische Ansätze wie in Owen (1988), sondern auch auf experimentelle Ergebnisse stützt.

$$k = \frac{k^{\dot{m}_{rad}=0}}{12,74 \lambda_{T_{rad}} \left(\frac{r_{max}}{r}\right)^{\frac{13}{5}} + 1} \quad \text{für} \quad 0 \leq \lambda_{T_{rad}} \leq 0,065; \quad 2,9 \cdot 10^5 \leq Re_\phi \leq 6,9 \cdot 10^5 \quad (3.28)$$

Weitere Untersuchungen weisen dennoch darauf hin, dass Re_ϕ , C_{wi} und λ_{Ti} einen sekundären Einfluss auf die radiale Drallverteilung in einer Ringkavität mit **radial nach innen gerichtetem Massenstrom** haben. Insbesondere nehmen Owen et al. (1985) an, dass es keine universale Beziehung zwischen k , $\lambda_{T_{rad}}$ und r/r_{max} (wie Gl. (3.28)) gibt, sondern dass der Drallverlauf besonders von den Bedingungen am äußerem Radius wie dem Vordrall abhängt. Später zeigen in Owen und Rogers (1989) dokumentierte numerische Ergebnisse von Ong und Vaughan, dass die Vordrallverteilung vor allem abhängig von der Eintrittsdrallzahl $k_{r=r_{max}}$ ist. Damit kann angenommen werden, dass weitere Strömungsparameter die Strömung in der Vordrallkammer eines Vordralldüsen systems bestimmen. Dies wird im nächsten Abschnitt deutlicher.

3.2.1.2 Vordrallkammer Strömungen

Während erste Ähnlichkeitsparameter aus der Grenzschichttheorie für achsensymmetrische Rotor-Stator Systeme übernommen wurden, wurden die restlichen Einflussgrößen aus der Analogie zwischen einem Vordralldüsen system und einer Turbinenstufe abgeleitet. Somit schlagen Meierhofer und Franklin (1981) die Mach-Zahl, zwei Geschwindigkeitsdreiecke und die Reynolds-Zahl als dimensionslose Einflussgrößen vor. Wenngleich sie keine explizite Definition dieser Parameter vorgeben, können sie leicht aus ihrer Arbeit und nachfolgenden Veröffentlichungen abgeleitet werden. Meierhofer und Franklin (1981) nutzen die maximale thermodynamisch mögliche tangentielle Geschwindigkeit c_{t1is} :

$$c_{t1is} = c_{1is} \cos \alpha = \sqrt{2c_p T_{t0} \left(1 - \Pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}}\right)} \cos \alpha \quad \text{mit:} \quad \Pi = \frac{p_{t0}}{p_1} \leq \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3.29)$$

Dabei ist Π das Druckverhältnis über dem Vordrallapparat, α der Austrittswinkel des Vordrallapparats, wie schon in Abb. 3.4(b) gezeigt. Die als Indizes stehenden Nummern bezeichnen die Position im Vordralldüsen system, die in Abb. 3.2 bereits eingeführt wurde und im Laufe dieser Arbeit weiter verwendet werden. Wie in Abschnitt 3.1.3 angedeutet, bleibt Π üblicherweise kleiner als das kritische Druckverhältnis (siehe Gl. (3.29)). Dank Gl. (3.29) kann die **isentropie**

Mach-Zahl als erster Kontrollparameter für das Strömungsfeld gewonnen werden:

$$\text{Ma}_{1\text{is}} = \frac{c_{1\text{is}}}{\sqrt{\kappa \mathfrak{R} T_{1\text{is}}}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} (\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1)} \quad \text{mit} \quad \frac{T_{1\text{is}}}{T_{t0}} = \Pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \quad (3.30)$$

Als Alternative zur Mach-Zahl $\text{Ma}_{1\text{is}}$ bietet sich auch das **Druckverhältnis** Π an, wenn κ nahezu konstant bleibt.

Allein durch die Temperaturmessungen von Meierhofer und Franklin (1981) und später durch Geschwindigkeitsmessungen anderer Autoren (siehe Abschnitt 3.2.3.1) wird klar, dass die isentrope Mach-Zahl $\text{Ma}_{1\text{is}}$, bzw. die isentrope Geschwindigkeit $c_{t1\text{is}}$, den Drall in der Vordrallkammer stark überschätzt. Um den Vordrall genauer zu quantifizieren, nutzen dann viele Autoren eine tangentielle Geschwindigkeit c_{t1} , die entsprechend der Kontinuitätsgleichung aus dem Massenstrom am Düsenaustritt \dot{m}_1 hergeleitet wird, und die zu einem weiteren von Meierhofer und Franklin (1981) erwähnten Einflussparameter führen wird.

$$c_{t1} = c_1 \cos \alpha = \frac{\dot{m}_1}{\rho_1 A_1} \cos \alpha \quad (3.31)$$

Die Dichte am Düsenaustritt wird aber je nach Veröffentlichung unterschiedlich berechnet. Während El-Oun und Owen (1988) sowie Yan et al. (2003) eine mittlere Dichte in der Vordrallkammer benutzen, wird ρ_1 bei Dittmann et al. (2002b) und Geis (2002) wie folgt berechnet:

$$\rho_1 = \frac{p_1}{\mathfrak{R} T_1} \quad \text{mit} \quad T_1 = T_{t1} - \frac{c_1^2}{2c_p} = T_{t0} - \frac{c_1^2}{2c_p} \quad (3.32)$$

Die Berechnung von c_{t1} , ρ_1 und T_1 erfolgt dann iterativ anhand von Gl. (3.31) und (3.32), wenn \dot{m}_1 , T_{t0} , p_{t0} und p_1 bekannt sind. In Gl. (3.31) und (3.32) wird vorausgesetzt, dass die Wärmezufuhr entlang des Drallerzeugers vernachlässigbar ist ($T_{t0} = T_{t1}$). Da weiterhin angenommen werden kann, dass der reale Massenstrom \dot{m}_1 für ein gegebenes Druckverhältnis Π implizit Eintritts- und Austrittstotaldruckverlust sowie Wandreibung darstellt, wird am ITS c_1 *polytrope Geschwindigkeit* genannt (siehe Dittmann et al. (2002b) oder Geis (2002)). Im Prinzip ist der Unterschied zwischen der Definition von El-Oun (1988), Yan et al. (2003) und der sogenannten polytropen Geschwindigkeit minimal. Aufgrund Ihrer Eindeutigkeit wird aber in dieser Arbeit die Definition von Dittmann et al. (2002b) und Geis (2002) bevorzugt und weiter verwendet. Das Verhältnis $c_{t1}/c_{t1\text{is}}$ ist etwa gleich dem Durchflussbeiwert der Düsen C_{dV} (siehe Gl. (3.35)). Der exakte Zusammenhang ist im Kapitel 5.3.1 beschrieben. Die meisten Autoren lassen c_{t1} durch die Umfangsgeschwindigkeit u_1 dimensionslos ausdrücken. Das Verhältnis K_1 wird dann **Drallzahl am Vordralldüsenaustritt** genannt.

$$K_1 = \frac{c_{t1}}{u_1} \quad (3.33)$$

Somit bilden K_1 und der geometrische **Düsenaustrittswinkel** α (Abb. 3.4(b)) zwei weitere dimensionslose Parameter, aus denen die Geschwindigkeitsdreiecke konstruiert werden können.

Endlich ergeben sich die für den **Rotor bzw. Stator relevanten Reynolds-Zahlen** in ähnlicher Weise wie für Rotor-Stator Strömungen (siehe Gl. (3.23) bis (3.26)) aus den jeweiligen folgenden Verknüpfungen zwischen Drallzahl und Umfangs-Reynolds-Zahl $K_1 \cdot \text{Re}_\phi$ und

$|K_1 - 1| \cdot \text{Re}_\varphi$. Somit ist Re_φ allein keine aussagekräftige Größe für die Grenzschichten innerhalb einer Vordrallkammer.

Während die Mach-Zahl Ma_{1is} oder das Druckverhältnis Π in vielen Veröffentlichungen kaum erwähnt werden, bevorzugen Owen et al. C_{wi} oder λ_{Ti} , wie sie im vorherigen Abschnitt definiert wurden. C_{wi} oder λ_{Ti} stehen in keiner Weise im Widerspruch zu den hier eingeführten Kennzahlen, da sie direkt miteinander verknüpft sind, wie in Gl. (3.34):

$$K_1 = \frac{c_{t1}}{u_1} = \frac{r_{\max}^3 \cos \alpha}{A_1 r_1} \frac{C_{w1}}{\text{Re}_\varphi} = \frac{r_{\max}^3 \cos \alpha}{A_1 r_1} \lambda_{T1} \text{Re}_\varphi^{-\frac{1}{5}} \quad \text{mit: } \dot{m}_7 = \dot{m}_8 \quad (\text{vgl. Abb 3.2}) \quad (3.34)$$

Gl. (3.34) bedeutet, dass in einem Vordrall-Kühlluftsystem mit $\dot{m}_7 = \dot{m}_8$ bei einer gegebenen Umfangs-Reynolds-Zahl Re_φ die Effekte von λ_{T1-2} und C_{w1-2} äquivalent zu dem Einfluss von K_1 sind.

Damit ist die Liste der in der Literatur meist verwendeten Einflussströmungsgrößen eines Vordralldüsen systems komplett. Ihre Effekte auf die Strömungsverluste können somit anhand von publizierten Ergebnissen diskutiert werden.

3.2.2 Durchfluss-Charakteristiken und Totaldruckverluste

Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erklärt, ist die Kenntnis des Totaldruckverlusts zwischen dem Drallerzeugereintritt 0 und dem Schaufelfuß 6 (siehe Abb 3.2) erforderlich zur Auswertung der Gesamteffizienz eines Vordrall-Kühlluftsystems. Weil sich diese Studie detaillierter mit der Strömung in der Vordrallkammer zwischen den Schnittstellen 1 und 2 von Abb. 3.2 beschäftigen soll, werden die Druckverluste, die kurz nach dem Receiver eintritt (Position 3 in Abb. 3.2) bis zum Schaufelfuß 6 entstehen weder in diesem Abschnitt noch in den nächsten Kapiteln weiter behandelt. Stattdessen sei hier als Einführung für Strömungen in rotierenden Kanälen auf die am ITS von Weissert (1997) geschriebene Dissertation und auf die späteren Veröffentlichungen von Alexiou et al. (2000) und Idris et al. (2004b) verwiesen.

Wegen starker Geschwindigkeitsgradienten am Eintritt 2 der Receiverkanäle eignet sich die Schnittstelle 3 besser für eine messtechnische Erfassung der Strömung am Austritt der Vordrallkammer. Demzufolge endet das hier relevante Kontrollvolumen mit Stelle 3 kurz stromabwärts des Eintritts der Receiverkanäle. Die erste Bedingung für Schnittstelle 3 ist, dass sie etwa beim gleichen Radius liegt wie der Eintritt der Receiverbohrungen. Des Weiteren muss der Abstand zwischen der Schnittstelle 2 und 3 kleiner als ungefähr der 4-fache Durchmesser d_3 der Receiverbohrungen sein, damit der durch die Wandreibung in den Receiverbohrungen induzierte Druckverlust als vernachlässigbar angenommen werden kann. Diese Annahme basiert auf den Ergebnissen für nicht rotierende Bohrungen (siehe Idelchik (1986) oder Literaturzusammenfassung in Weissert (1997)). Unter diesen beiden Voraussetzungen kann in Schnittstelle 3 ein repräsentativer Druckverlust für den Austritt der Vordrallkammer bzw. für den Eintritt der Receiverkanäle bestimmt werden.

Die hier gewählte Zusammenstellung von Publikationen bezieht sich der Anwendung entsprechend auf Konfigurationen mit zur Rotationsachse z parallelen Receiverbohrungen. Außerdem

ist generell die Bohrungslänge l_R (vgl. Abb. 4.1) in den betrachteten Vordralldüsensystemen genügend kurz ($l_R/d_3 \leq \approx 4$), um die Ergebnisse für Schnittstelle 3 als gültig zu betrachten.

Während sich mehrere Veröffentlichungen (Karabay et al. (2000), Karabay et al. (2001b), Yan et al. (2003), Lewis et al. (2006), Jarzombek et al. (2006), Jarzombek et al. (2007)) mit lokalen Totaldruckverlusten oder lokalen Drehimpulsverlusten in der Vordrallkammer beschäftigen, behandeln nur wenige Autoren den gesamten Druckverlust $p_{trel3} - p_{t0}$ entlang der Kühlluftzufuhr. Eine Ausnahme ist die numerische Arbeit von Lewis et al. (2008), der die starke Abhängigkeit von p_{trel3}/p_{t0} mit der Drallzahl K_1 und implizit mit T_{trel3}/T_{t0} (siehe Abschnitt 3.1.2) zeigt. Stattdessen analysieren zahlreiche Studien Durchfluss-Charakteristiken, aus denen p_3/p_{t0} abgeleitet werden kann. Je nach Konfiguration stellt der statische Druck p_3 eine ausreichend genaue Abschätzung für den relativen Totaldruck p_{trel3} dar. Gegebenenfalls muss der dynamische Druck zu p_3 zur Herleitung von p_{trel3} addiert werden (siehe Abschnitt 6.1.3.2).

Da das Druckniveau zwischen dem Drallerzeuger und den Receiverbohrungen von Bedeutung für die radialen Leckage in der Vordrallkammer (siehe Position 7 und 8 in Abb. 3.2) ist, muss das Durchflussverhalten von Vordralldüsensystemen mittels getrennter Durchfluss-Charakteristiken für den Drallerzeuger und für die Receiverbohrungen analysiert werden. Dies erfolgt in den Abschnitten 3.2.2.1 und 3.2.2.2. Hierzu werden Kennzahlen eingeführt, mit Hilfe derer das Durchflussverhalten beider Komponenten gemessen wird. Dabei werden die bekannten Strömungsgrößen erwähnt, die diese Kennzahlen beeinflussen. Da im Laufe dieser Untersuchungen neue Messdaten über das Durchflussverhalten von Vordralldüsensystemen gewonnen wurden, wird der Einfluss der Geometrie auf die Durchfluss-Charakteristiken am Ende dieser Arbeit diskutiert. Diese Gliederung der Analyse vermeidet somit Wiederholungen und ermöglicht einen anschaulicheren Vergleich der neuen Ergebnisse mit vorhandenen Daten aus der Literatur.

3.2.2.1 Drallerzeuger

Der Massenstrom \dot{m}_1 , der durch den Drallerzeuger strömt (siehe Abb. 3.1), wird in der Literatur häufig aus dem Durchflussbeiwert C_{dV} des Drallerzeugers wie folgt abgeleitet:

$$\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_{1is}} = \frac{\dot{m}_1 \sqrt{\Re T_{t0}}}{A_1 p_{t0}} \frac{1}{\Phi(\Pi, \kappa)} = C_{dV} \quad (3.35)$$

Dabei ist $\Phi(\Pi, \kappa)$:

$$\text{für } \Pi \leq \Pi_{krit} = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \Phi(\Pi, \kappa) = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left(\Pi^{-\frac{2}{\kappa}} - \Pi^{-\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)} \quad (3.36)$$

$$\text{für } \Pi \geq \Pi_{krit} = \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \Phi(\Pi, \kappa) = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \left(\Pi_{krit}^{-\frac{2}{\kappa}} - \Pi_{krit}^{-\frac{\kappa+1}{\kappa}}\right)} \quad (3.37)$$

Als erster Einflussparameter zählt das Druckverhältnis Π , mit dem C_{dV} steigt. Dieser Effekt kann in einer vorherigen am ITS durchgeführten Arbeit von Dittmann et al. (2002a) sowie in den Studien von Kutz und Speer (1994) und Chew et al. (2003) beobachtet werden. Der Einfluss

von Π wird in Abschnitt 6.1 detaillierter analysiert, da Π einer der einflussreicheren Parameter ist.

Der aus der inneren Dichtung 7 strömende radiale Massenstrom \dot{m}_7 kann ebenfalls C_{dV} beeinflussen. Aus den Messdaten von Chew et al. (2003) wird ersichtlich, dass ein radialer Massenstrom \dot{m}_7/\dot{m}_1 von 56% die Größe C_{dV} um mehr als 10% senkt. Da bei konventionellen Vordrallkammern \dot{m}_7 deutlich unterhalb 30% gehalten wird, wird der Einfluss von \dot{m}_7 auf C_{dV} hier als ein sekundärer Effekt berücksichtigt. Diese Beurteilung stützt sich weiterhin auf unveröffentlichte experimentelle Daten (siehe Bricaud et al. (2005a)).

Um den negativen Effekt des Rotors auf C_{dV} bei hoher Drehzahl und bei hoher Unterdrall ($c_{t2} < u_2$) zu berücksichtigen, führen Dittmann et al. einen letzten Einflussparameter ein (Dittmann et al. (2002a), Dittmann et al. (2003a), Dittmann (2006)). Dieser Parameter w_{t2}/w_{z2} entspricht mit $\tan \beta = w_{t2}/w_{z2}$ einem abgeschätzten Strömungswinkel β am Eintritt der Receiverbohrungen (siehe Abb. 3.4(b)). Indirekt stellen Dittmann et al. die bisher unbeantwortete Frage, unter welcher Bedingung der Rotor den Durchflussbeiwert C_{dV} beeinflusst.

Sie untersuchen die Wirkung von geometrischen Parametern wie der Spaltbreite s/d_1 der Vordrallkammer oder des abgerundeten Receiverintritts. Da die Zusammenstellung der bisher getesteten Konstruktionsparameter gegenüber die Wahl der Möglichkeiten klein bleibt, ist die Gewinnung von zusätzlichen Messdaten erforderlich, um die in der Literatur beobachteten Tendenzen zu bestätigen. Dabei muss insbesondere noch der Effekt des Flächenverhältnisses A_1/A_3 zwischen dem Düsenaustritt und den Receiverbohrungen experimentell untersucht werden. Der Grund dafür ist, dass die größte experimentelle Datenbasis über das Durchflussverhalten, welche von Dittmann am ITS gewonnen wurde, nur für ein im Vergleich zu konventionellen Vordralldüsenystemen deutlich kleineres Flächenverhältnis A_1/A_3 von zirka 1,6 gilt. Deshalb muss die Diskussion über die Einflussparameter von C_{dV} nach der Einführung im Rahmen dieser Arbeit gewonnener Daten weiter fortgeführt werden.

3.2.2.2 Receiverkanäle

Im Gegensatz zum Drallerzeuger bestehen in der Literatur mehrere Definitionen für die Kennzahl, anhand derer das Durchflussverhalten der Receiverkanäle gemessen wird. Die Gründe dafür sind zum einen, dass die Receiverkanäle rotieren und zum anderen, weil das Strömungsfeld stromaufwärts der Receiverkanäle nicht homogen und sehr komplex ist. Deshalb soll vor der Wahl der geeigneten Definition für diese Studie ein Überblick über die verschiedenen Definitionen vermittelt werden.

Die Definition einer charakteristischen Größe zur Beschreibung des Durchflussverhaltens der Receiverbohrungen eines Vordralldüsenystems wurde von den Arbeiten über rotierende Bohrungen beeinflusst. Darum werden nun auch Ergebnisse aus Untersuchungen über rotierende Bohrungen erwähnt. Zuerst wurde der statische Druck stromauf der Bohrungen als Referenz zur Bildung des Druckverhältnisses für inkompressible (Meyfarth und Shine (1965)) und kompressible Strömung (Samoilovich und Morozov (1957), Wittig et al. (1996)) eingesetzt. Nachdem Durchflussbeiwerte größer als eins (bis 1,18 in Jakoby et al. (1997)) für einen Eintrittsradius

der Bohrung $r_R/d_3 = 0,5$) wegen der Rotorarbeit und durch die Berücksichtigung des statischen Drucks beobachtet wurden, stellt sich später in der Literatur für rotierende Bohrungen der Totaldruck vor der Rotorscheibe im relativen Bezugssystem als treibende Größe für den Durchfluss heraus (Weissert (1997), Jakoby et al. (1997), Maeng et al. (1998), Zimmermann et al. (1998), Dittmann et al. (2003b), Idris et al. (2004a)). Demzufolge führen Popp et al. (1998) und Dittmann et al. (2002a) einen auf dem relativen Totaldruck basierenden Durchflussbeiwert C_{dR} für die Receiverkanäle eines Vordrallkühlluftsystems ein (siehe Gl. 3.38).

$$C_{dR} = \frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_{3id}} = \frac{\dot{m}_3 \sqrt{\Re T_{trel}}}{A_3 p_{trel}} \frac{1}{\Phi\left(\frac{p_{trel}}{p_3}, \kappa\right)} \quad (3.38)$$

Dabei sind T_{trel} , p_{trel} , bzw. Φ , in Gl. (3.39), bzw. in Gl. (3.36) und (3.37) definiert.

$$\frac{p_{trel}}{p_t} = \left(\frac{T_{trel}}{T_{t0}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \text{mit:} \quad \frac{T_{trel}}{T_{t0}} = 1 + \frac{u_2^2 - 2u_2 c_t}{2c_p T_{t0}} \quad (3.39)$$

Beim Vernachlässigen der Strömungsverluste entlang der Vordralldüsen und der Vordrallkammer setzen Dittmann et al. (2002a) die isentrope Geschwindigkeit c_{t1is} am Austritt der Düsen und den Totaldruck p_{t0} vor dem Drallerzeuger für die Unbekannten c_t und p_t von Gl. (3.39) ein. In weiteren Veröffentlichungen schlagen Dittmann et al. drei andere Methoden zur Herleitung von T_{trel} und p_{trel} vor (Dittmann et al. (2002b), Dittmann et al. (2003a), Dittmann (2006)). Insbesondere wird in ihrem letzten Ansatz T_{trel} anhand Gl. (3.39) und $c_t = \tilde{c}_{eff} \cos \alpha$ (vgl. Gl. (3.62)) errechnet, während p_t wie folgt hergeleitet wird:

$$\frac{p_t}{p_1} = \left(\frac{T_{t0}}{T_{t0} - \frac{\tilde{c}_{eff}^2}{2c_p}}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3.40)$$

Dadurch schließen sie in C_{dR} die Strömungsverluste des Drallerzeugers und der Vordrallkammer aus, so dass C_{dR} gegenüber seiner ersten Definition um etwa 25% steigt. Um die radiale Änderung der relativen Totaltemperatur T_{trel} in einer Konfiguration mit gegenüber den Empfängerbohrungen radial versetzten Düsen zu berücksichtigen, verwenden Yan und später Lewis Gleichung (3.41) für die Ermittlung von C_{dR} (vgl. Yan et al. (2003), Lewis et al. (2006), Lewis et al. (2008)).

$$C_{dR} = \frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_{3id}} = \frac{\dot{m}_3}{A_3 \frac{p_{t1}}{\Re T_{t1}} \left(\frac{p_3}{p_{t1}}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{2c_p T_{t1} \left(1 - \left(\frac{p_3}{p_{t1}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right) + 2(u_3 c_{t3} - u_1 c_{t1}) - c_{t3}^2}} \quad (3.41)$$

Die Ableitung von Gl. (3.41) ist in Anhang A.2 zu finden.

Abgesehen von einer vorherigen Veröffentlichung vom Autor (Bricaud et al. (2007)) ist der Anströmwinkel β am Eintritt der Receiverbohrungen (siehe Abb. 3.4(b)) der einzige in der Literatur zitierte Strömungsparameter, welcher C_{dR} deutlich beeinflusst. Diese Beobachtung ergab sich aus den folgenden publizierten Studien.

Unabhängig von seiner Definition erreicht C_{dR} nach Messungen von Dittmann, Yan und Lewis sowie nach CFD Berechnungen von Popp, Yan, Lewis und Ciampoli et al. (2008) einen Maximalwert C_{dRmax} bei steigendem Vordrall c_t , bis $\tan\beta = w_{t2}/w_{z2}$ oder $K_1 = c_{t1}/u_1$ gleich einen kritischen Wert werden. Danach sinkt C_{dR} bei bedeutendem Überdrall wieder ab (für $\beta \gg 0^\circ$ oder $K_1 \gg 1$). Eine graphische Darstellung dieses Effekts ist in Abb. 6.6 zu finden. Die Ursache der Änderung von C_{dR} mit dem Vordrall wird in der Literatur auf das vom Anströmwinkel kontrollierte Ablösegebiet am Bohrungseintritt zurückgeführt. Dieses Ablösegebiet, welches bereits in Abschnitt 3.1.3 erwähnt wurde, wird in der numerischen Arbeit von Lewis et al. (2006) dargestellt. Aus diesem Grund geben Zimmermann und Lewis zwei vereinfachte analytische Ausdrücke von C_{dR} (Gl. (3.42) von Zimmermann (1990) und Gl. (3.43) von Lewis et al. (2008)), die nur eine Funktion des Anströmwinkels der Receiverbohrung und des maximalen Durchflussbeiwerts C_{dRmax} sind.

$$r_1 \approx r_2 : \quad \frac{C_{dR}}{C_{dRmax}} = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\varphi 2} - u_2}{w_{id}}\right)^2} \quad \text{mit} \quad w_{id} = \sqrt{2c_p T_{t0} \left(1 - \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}\right)} \quad (3.42)$$

$$r_1 \neq r_2 : \quad \frac{C_{dR}}{C_{dRmax}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{v_{\varphi 2} - u_2}{c_{z2}}\right)^2}} \quad \text{mit} \quad c_{z2} = \frac{\dot{m}_3}{A_3 \rho_1} \quad (3.43)$$

Nach Messungen von Dittmann et al. (2002a) in einer Konfiguration mit nur vier Receiverbohrungen ($N_R = 4$) und einem Durchmesser-Spalt-Verhältnis $d_3/s = 1,73$ (vgl. Abb. 4.1) hat ein überlagerter radialer Massenstrom bis zu $\dot{m}_7/\dot{m}_1 = \dot{m}_8/\dot{m}_1 = 50\%$ (vgl. Abb 3.2) keine erkennbare Wirkung auf C_{dR} .

Es sei schon darauf hingewiesen, dass für die Bestimmung der Effizienz das Durchflussverhalten ebenso eine Rolle spielt. Aus den gleichen Gründen wie für den Drallerzeuger benötigt die Validierung der Durchflussbeiwerte für die Receiverkanäle zusätzliche experimentelle Daten, die im Laufe dieser Arbeit noch gezeigt werden müssen. Darüber hinaus muss auf die Thematik der Definition von C_{dR} noch näher eingegangen werden. Besonders problematisch ist dabei die tangentiale Strömungsgeschwindigkeit c_t , die zur Ermittlung des Referenzdrucks p_{trel} gewählt werden muss. Dies ist ein weiterer Grund, weshalb der Wert der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt der Receiverbohrungen in der vorliegenden Untersuchung ermittelt werden soll.

3.2.3 Drehimpulsverlust in der Vordrallkammer

In Abschnitt 3.1.3 wurde deutlich, wie zentral die Kenntnis des Vordralls stromaufwärts der Receiverkanäle zur Auswertung der Kühleffektivität eines Vordralldüsenystems ist. Die Bestimmung des Vordralls führt zunächst auf die Ermittlung des Drehimpulsverlustes in der Vordrallkammer zurück. Aus diesem Grund befasst sich der erste Teil von Abschnitt 3.2.3 mit der Quantifizierung des Drehimpulsverlustes in Vordralldüsen-Prüfständen. Die Übertragung der Ergebnisse auf Gasturbinenbedingungen erfordert das genaue Verständnis des Drehimpulsverlustes. Da in der Regel die Hauptursache des Drehimpulsverlustes in der Wandreibung innerhalb der Vordrallkammer gesucht wird, stellt Kapitel 3.2.3.2 publizierte Berechnungsansätze für die

Ermittlung der Wandschubspannungen in der Ringkavität vor. Gleichzeitig sollen ungeklärte Fragestellungen bezüglich der Bestimmung des Vordralls hervorgehoben werden.

3.2.3.1 Vordrall am Eintritt der Receiverbohrungen

Das Verhältnis $(r_2 v_{\varphi 2}) / (r_1 c_{t1})$ wird hier benutzt, um den Drehimpulsverlust von der Vordralldüse bis zum Receivereintritt (vgl. Abb. 3.2) zu quantifizieren. Dabei bezeichnet $v_{\varphi 2}$ die tangentielle Strömungsgeschwindigkeit vor den Receiverbohrungen, während c_{t1} bereits in Kapitel 3.2.1.2 definiert wurde. Aus publizierten Daten werden für unterschiedliche Vordrallkammerkonstruktionen Korrelationen zwischen $(r_2 v_{\varphi 2}) / (r_1 c_{t1})$ und erwarteten Einflussgrößen gesucht, wie der Eintrittsdrallzahl K_1 , dem turbulenten Strömungsparameter λ_{T2} oder der Umfangs-Reynolds-Zahl Re_{φ} (Abschnitt 3.2.1.1). Die gefundenen Korrelationen stellen eine einfache Methode dar, den Vordrall und den Drehimpulsverlust in der Vordrallkammer zu bestimmen. Sie gelten aber nur für die getesteten Konfigurationen und die Übertragung der daraus gewonnenen Ergebnisse auf geometrisch unterschiedliche Konstruktionen ist somit schwierig. Eine weitere Analyse des Vordralls in der Vordrallkammer muss daher noch durchgeführt werden (siehe Kapitel 6).

Das Drehimpulsverhältnis $(r_2 v_{\varphi 2}) / (r_1 c_{t1})$ wird in der Literatur vorwiegend als Funktion der Drallzahl K_1 dargestellt. Vor einer näheren Betrachtung von $(r_2 v_{\varphi 2}) / (r_1 c_{t1})$ muss diese Wahl begründet werden. Nach Theorie von achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen (vgl. Kapitel 3.2.1.1) wird erwartet, dass K_1 und der turbulente Strömungsparameter λ_{T2} die Hauptströmungsparameter sind, die die Strömungsformen und die tangentielle Strömungsgeschwindigkeit in der Vordrallkammer bestimmen. Dies wird durch achsensymmetrische CFD Berechnungen von Pilbrow et al. (1998), Karabay et al. (1999) und Karabay et al. (2001b) in der rotierenden Kammer einer Deckscheibe-Konfiguration (vgl. Abb. 3.1) für K_1 zwischen 1,2 und 3 und für λ_{T2} zwischen 0,1 und 0,4 bestätigt. Dennoch behaupten Karabay et al. (1999) für λ_{T2} größer als ein kritischer turbulenter Strömungsparameter λ_{T2krit} , dass die sogenannte Quelle (vgl. Abb. 3.6) den ganzen Deckscheibe-Raum bis zu den Receiverbohrungen füllt. Für den Wert λ_{T2krit} schlagen Karabay et al. (1999) den Ausdruck der Rotor-Stator-Theorie von Owen und Rogers (1995) vor:

$$\lambda_{T2krit} = 0,437 \left(1 - (K_1 r_1^{*2})^{1,175} \right)^{1,656} \quad \text{mit:} \quad r_1^* = \frac{r_1}{r_{\max}} \quad \text{und} \quad K_1 r_1^{*2} < 1 \quad (3.44)$$

Nach Karabay et al. (1999) ist das Kriterium $\lambda_{T2} > \lambda_{T2krit}$ in realen Deckscheibe-Systemen meistens erfüllt. Somit kann K_1 nach ihren Beobachtungen als der einzige entscheidende Parameter für den Drallverlauf in einer Deckscheibe-Konfiguration betrachtet werden. Die Untersuchungen von Yan et al. (2003), Farzaneh-Gord et al. (2005) und Lewis et al. (2008) in Konfigurationen mit radial nach innen versetzten Vordralldüsen für λ_{T2} von 0,12 bis 0,36 führen wie im Deckscheibe-System zur Schlussfolgerung, dass die radiale Drallverteilung hauptsächlich von der Eintrittsdrallzahl K_1 beeinflusst wird. Nach diesen Erläuterungen können die gefundenen Korrelationen zwischen dem Impulsverhältnis $(r_2 v_{\varphi 2}) / (r_1 c_{t1})$ und K_1 eingeführt werden.

Basierend auf einem vereinfacht achsensymmetrischen CFD Modell stellen Karabay et al. (2001

b) folgende Beziehung für die Strömungsgeschwindigkeit am Receiverintritt in einer **Deckscheibe-Kavität** auf:

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = \frac{v_{\varphi 1}}{c_{t1}} \quad \text{mit: } v_{\varphi 1}/c_{t1} = 1,034 - 0,043K_1 \quad \text{und} \quad r_1/r_{\max} = 0,485. \quad (3.45)$$

Gl. (3.45) zeigt, dass die Kernströmung die gleiche radiale Verteilung der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit wie die eines Potenzialwirbels hat.

Nach Umrechnungen kann die von Yan et al. (2003) gemessene Geschwindigkeitsreduzierung am Eintritt von Receiverbohrungen bei $r_2/r_1 = 1,25$ und für den Vordralldüsenaustrittswinkel α von 20° wie folgt korreliert werden:

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,442 + \frac{0,158}{K_1} \quad (0,9 \leq K_1 \leq 2,9 \quad \varepsilon_1 = 8\% \quad \frac{A_3}{A_1} = 5,8) \quad (3.46)$$

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,537 + \frac{0,158}{K_1} \quad (0,5 \leq K_1 \leq 1,5 \quad \varepsilon_1 = 16\% \quad \frac{A_3}{A_1} = 2,9) \quad (3.47)$$

Gl. (3.45), Gl. (3.46) und (3.47) quantifizieren zunächst den negativen Einfluss der Eintrittsdrallzahl K_1 auf den Drehimpuls am Eintritt der Receiverbohrungen. Gl. (3.46) und (3.47) deuten zusätzlich darauf hin, dass der Vordrall $v_{\varphi 2}$ mit steigender Vordralldüsenanzahl N_1 bzw. steigendem Umfangsanteil $\varepsilon_1 = (\sqrt{A_1 N_1}) / (2\pi r_1 \sin \alpha)$ der Austrittsfläche der Düsen zunimmt. Der Einfluss eines weiteren geometrischen Parameters stellen Lewis et al. (2008) vor, indem sie den Drallverlauf bei verschiedenen **radialen Versätzen zwischen Vordralldüsen und Receiverbohrungen** numerisch untersuchen. Aus ihren CFD Ergebnissen folgern sie für den Vordrall am Receiverintritt:

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,640 + \frac{0,201}{K_1} \quad (0,5 \leq K_1 \leq 2 \quad \frac{r_2}{r_1} = 1,25 \quad \varepsilon_1 = 100\% \quad \frac{A_3}{A_1} \approx 2) \quad (3.48)$$

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,650 + \frac{0,195}{K_1} \quad (0,5 \leq K_1 \leq 2 \quad \frac{r_2}{r_1} = 1,11 \quad \varepsilon_1 = 100\% \quad \frac{A_3}{A_1} \approx 2) \quad (3.49)$$

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,819 + \frac{0,082}{K_1} \quad (0,5 \leq K_1 \leq 2 \quad \frac{r_2}{r_1} = 1,00 \quad \varepsilon_1 = 100\% \quad \frac{A_3}{A_1} \approx 2) \quad (3.50)$$

Dadurch wird deutlich, dass der Drehimpulsverlust in der Vordrallkammer mit steigendem radialem Versatz zwischen Vordralldüsen und Receiverbohrungen zunimmt. Demzufolge ist nach den Berechnungen von Lewis et al. das sogenannte **direkte Vordralldüsen-system** (vgl. Abschnitt 3.1.1) mit $r_2/r_1 = 1$ die günstigste Konfiguration für die Erhaltung des Drehimpulses.

Die PIV-Messungen von Geis (2002) (vgl. Gl. (3.51)) und Vorstudien zu dieser Arbeit (vgl. Gl. (3.52) aus Bricaud et al. (2007)) in direkten Vordralldüsen-systemen mit Düsenaustrittswinkel $\alpha = 20^\circ$ liefern ergänzende Daten über die Drallreduzierung in der Vordrallkammer bei verschiedenen Flächenverhältnissen A_3/A_1 und Umfangsanteilen der Düsenaustrittsfläche ε_1 .

$$\frac{v_{\varphi 2}}{c_{t1}} = 0,626 + \frac{0,071}{K_1} \quad (0,4 \leq K_1 \leq 8 \quad 1,1 \leq \Pi \leq 1,35 \quad \varepsilon_1 = 16\% \quad \frac{A_3}{A_1} = 1,56) \quad (3.51)$$

$$\frac{v_{\varphi 2}}{c_{t1}} = 0,831 + \frac{0,091}{K_1} \quad (0,72 \leq K_1 \leq 9,4 \quad 1,2 \leq \Pi \leq 1,6 \quad \varepsilon_1 = 27\% \quad \frac{A_3}{A_1} = 3) \quad (3.52)$$

Ohne weitere Untersuchungen kann insbesondere nicht erschlossen werden, ob der kleinere Impulsverlust in Gl. (3.52) im Vergleich zu Gl. (3.51) auf den höheren Umfanganteil der Düsenaustrittsfläche ε_1 oder auf das höhere Flächenverhältnis A_3/A_1 zurückzuführen ist. Trotz des unterschiedlichen Flächenverhältnisses A_3/A_1 und einer vereinfachten Modellierung der Vordralldüsen durch einen achsensymmetrischen Spalt stimmt schließlich die CFD-Vorhersage von Lewis et al. (2008) (vgl. Gl. (3.50)) mit den im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Messdaten (vgl. Gl. (3.52)) gut überein.

Aus weiteren Geschwindigkeitsmessungen (Bricaud et al. (2007)) in einer Vordrallkammer mit **radial nach außen versetzten Vordralldüsen** (mit $r_2/r_1 = 0,917$) kann wiederum ein Zusammenhang zwischen dem Drall vor den Receiverbohrungen und der Kennzahl K_1 erkannt werden (siehe Gl. (3.53)).

$$\frac{r_2 v_{\varphi 2}}{r_1 c_{t1}} = 0,794 + \frac{0,136}{K_1} \quad (0,75 \leq K_1 \leq 7,18 \quad 1,2 \leq \Pi \leq 1,4 \quad \varepsilon_1 = 25\% \quad \frac{A_3}{A_1} = 3) \quad (3.53)$$

Der Vergleich von Gl. (3.53) mit Gl. (3.52) führt zur Feststellung, dass die radial nach außen versetzten Düsen kaum mehr Drehimpulsverlust in der Vordrallkammer verursachen als in einem direkten System. Der Drehimpulsverlust ist dagegen sogar in der Konfiguration mit radial nach innen versetzten Vordralldüsen deutlich größer (vgl. Gl. (3.48) und (3.50)).

Somit basiert ein Großteil der Ergebnisse über den Drallverlauf in Vordrallkammern auf numerischen Untersuchungen, die in wenigen Fällen (siehe Karabay et al. (1999), Yan et al. (2003), Wilson et al. (1997) und Benra et al. (2008)) mit Messdaten verglichen wurden. Generell wird zwar der Drall im radialen Raum zwischen den Receiverbohrungen und radial versetzten Vordralldüsen besonders für hohe turbulente Strömungsparameter ($\lambda_{T2} > \lambda_{T2krit}$) durch CFD Vorhersagen zufriedenstellend erfasst, aber häufig ist die Validierung der Geschwindigkeit im Bereich der Vordralldüsen insbesondere wegen der niedrigen Messauflösung nicht möglich. Außerdem wurde die Ursache der Drallreduzierung in der Vordrallkammer bisher nicht behandelt, so dass die Herleitung von Verbesserungsvorschlägen zu Reduzierung des Drehimpulsverlustes ungeklärt bleibt. Deshalb sind Geschwindigkeitsmessungen und eine detailliertere Analyse des Vordralls für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung.

3.2.3.2 Wandschubspannung

Da die Wandreibung als ein Teil der Strömungsverluste die Effizienz des Vordralldüsen systems bestimmt, strebt diese Arbeit eine gründlichere Analyse der Wandreibung an. Zu diesem Zweck werden hier publizierte Methoden zur Berechnung der Wandschubspannung vorgestellt. Mangels einer kompletten Theorie über den Drehimpulsverlust schlagen verschiedene Autoren Abschätzungen des Reibungsmoments in der Vordrallkammer vor, um den Vordrall und die Temperaturabsenkung vor den Receiverbohrungen vorherzusagen.

Zur Berechnung des Rotorwandreibungsmoments setzen Karabay et al. (2001a) in der Kammer zwischen der Deckscheibe und dem Rotor ähnliche analytische Ansätze fort, wie jene für Rotor-Stator Systeme, die in Abschnitt 3.2.1.1 eingeführt wurden. Nach Integration von

Grenzschichtgleichungen wie in Gl. (3.19) leitet Karabay den folgenden Ausdruck für die Rotor-Wandschubspannung $\tau_{\varphi wR}$ her:

$$\frac{r^2 \tau_{\varphi wR}}{\rho \omega^2 r_{\max}^4} = -\frac{0,1667}{2\pi \text{Re}_{\varphi}} \frac{d}{dr^*} \left(r^{*2} (1-k) \frac{\dot{m}_R}{\mu r_{\max}} \right) = -\frac{0,1667 b}{2\pi \text{Re}_{\varphi}^{\frac{1}{5}}} \frac{d}{dr^*} \left(r^{*\frac{23}{5}} (1-k) |1-k|^{\frac{8}{5}} \right) \quad (3.54)$$

Dabei wird die Konstante b gleich 0,140 für eine turbulente Grenzschicht mit Ekman-Grenzschicht-Eigenschaften gewählt, während b mit 0,219 für eine turbulente Grenzschicht vergleichbar zu der einer frei rotierenden Scheibe angenommen wird.

Mit einem Wert von 0,219 für b und mit der Annahme eines Potenzialwirbels in der Kernströmung ($r v_{\varphi\infty} = r_1 c_{t1}$) erzielen Karabay et al. (2001a) eine gute Übereinstimmung zwischen Gl. (3.54) und einem achsensymmetrischen CFD Modell des Deckscheibe-Systems für turbulente Strömungsparameter kleiner als $\lambda_{T2} < 0,23$. Für λ_{T2} höher als 0,4 ist aber die Übereinstimmung nur solange gewährleistet, wie die Drallzahl K_1 kleiner als $K_{1 \text{ krit}} = (r_{\min}^2 + r_{\max}^2)/(2r_1^2)$ bleibt.

Für die Rotorreibungsmomente eines direkten Vordralldüsenystems schlägt Geis (2002) einen vereinfachten Ausdruck aus der analytischen Arbeit von Goldstein (1935) vor, in der die Rotor-grenzschicht durch das 1/7-Potenzgesetz (vgl. Gl. (3.21)) modelliert wird. Nach Umformung des Autors kann der Ausdruck von Geis (2002) wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{r^2 \tau_{\varphi wR}}{\rho \omega^2 r_{\max}^4} = -\frac{0,1676}{2\pi} \text{Re}_{\varphi}^{-\frac{1}{5}} r^{*\frac{18}{5}} (1-\bar{k}) |1-\bar{k}|^{\frac{4}{5}} \quad \text{mit:} \quad \bar{k} = \frac{2\bar{v}_{\varphi\infty}}{\omega(r_{\min} + r_{\max})} \quad (3.55)$$

wobei $\bar{v}_{\varphi\infty}$ die mittlere tangentielle Geschwindigkeit in der Vordrallkammer ist.

Aufgrund ihres gemeinsamen Ursprungs aus der Rotor-Stator-Theorie weisen die Ansätze von Karabay et al. (2001a) und Geis (2002) die gleichen Abhängigkeiten nach Re_{φ} und r^* und eine ähnliche Beziehung zur Drallzahl k mit einem Potenzfaktor 8/5 in Gl. (3.54) bzw. 9/5 in Gl. (3.55) auf. Um den Drallimpulsverlust in der Vordrallkammer eines direkten Systems zu quantifizieren, setzen später Chew et al. Gl. (3.56) und (3.57) für Stator- bzw. Rotor Wandreibung ein (vgl. Chew et al. (2003) und Chew et al. (2005)). Dabei bestimmen Chew et al. aus einer vorherigen Arbeit über rotierende Kammerströmungen (Chew und Rogers (1988)) den gleichen Reibungskoeffizienten c_f für Rotor- und Stator-Grenzschichten. Im Gegensatz dazu wählen Benra et al. (2008) nach den Ergebnissen über Rotor-Stator Strömungen von Owen und Rogers (1989) unterschiedliche Ausdrücke für c_f je nach Fläche einer Vordrallkammer mit radial nach außen versetzten Vordralldüsen (vgl. Gl. (3.58) und (3.59)).

$$\begin{array}{l} \text{Stator-Seite} \\ \text{Chew et al. (2003)} \end{array} \quad \tau_{\varphi wS} = 0,5 c_f \rho \bar{v}_{\varphi\infty}^2 \quad \text{mit} \quad c_f = 0,0534 \text{Re}_{\varphi}^{-\frac{1}{5}} \quad (3.56)$$

$$\begin{array}{l} \text{Rotor-Seite} \\ \text{Chew et al. (2003)} \end{array} \quad \tau_{\varphi wR} = \pm 0,5 c_f \rho (\omega r - \bar{v}_{\varphi\infty})^2 \quad \text{mit} \quad c_f = 0,0534 \text{Re}_{\varphi}^{-\frac{1}{5}} \quad (3.57)$$

$$\begin{array}{l} \text{Stator-Seite} \\ \text{Benra et al. (2008)} \end{array} \quad \tau_{\varphi wS} = c_{fS} \rho \omega^2 r_{\max}^2 \quad \text{mit} \quad c_{fS} = 0,063 \text{Re}_{\varphi}^{-\frac{1}{5}} k^{1,87} \quad (3.58)$$

$$\begin{array}{l} \text{Rotor-Seite} \\ \text{Benra et al. (2008)} \end{array} \quad \tau_{\varphi wR} = c_{fR} \rho \omega^2 r_{\max}^2 \quad \text{mit} \quad c_{fR} = 0,042 \text{Re}_{\varphi}^{-\frac{1}{5}} (1-k)^{\frac{27}{20}} \quad (3.59)$$

Da weder der Vorschlag von Geis (2002) noch die Ansätze von Chew und Benra et al. (2008) mit Messungen oder numerischen Berechnungen der Wandschubspannung in der Rotor-Stator-Kavität verglichen wurden, bleibt die Validierung dieser Ansätze offen. Demzufolge bleiben die

Ursachen des Drehimpulsverlustes auch unklar. Zur Ermittlung der Effektivität von modernen Vordralldüsen systemen muss deswegen der Beitrag der Wandreibung im Zuge dieser Untersuchungen genauer analysiert werden.

3.2.4 Kühllufttemperatur in den rotierenden Receiverkanälen

Für einen Grossteil der publizierten Untersuchungen läuft die Bestimmung der Strömungsverluste in einem Vordralldüsen system auf die Vorhersage der realen Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ kurz stromaufwärts vom Eintritt der Receiverkanäle hinaus. Infolge des Totaldruckverlusts durch den Drallerzeuger und infolge des Drehimpulsverlusts in der Vordrallkammer ergibt sich nämlich eine Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$, die stets höher als die ideale Kühllufttemperatur von Gl. (3.3) ist. Darum stellt Abschnitt 3.2.4 veröffentlichte Kennzahlen und Temperatur-Kennlinien vor, anhand derer die reale Temperaturreduzierung $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ bestimmt werden kann. Diese Temperatur-Kennlinien werden in Abschnitt 3.2.4.2 für ein System mit adiabaten Wänden eingeführt. Damit soll Abschnitt 3.2.4.2 zeigen, dass trotz unterschiedlichen Aussehens alle gewählten Kennlinien die gleichen physikalischen Effekte darstellen. Der Einfluss eines radialen überlager ten Massenstroms und der Einfluss von nicht adiabaten Wänden auf $T_{\text{trel}3}$ werden anschließend in Abschnitt 3.2.4.3 bzw. 3.2.4.4 diskutiert. Da der Effekt der Geometrie auf die Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ eine zentrale Themenstellung dieser Studie ist, wird er in Abschnitt 3.2.5 als Zusammenfassung von Kapitel 3 behandelt werden.

3.2.4.1 Kennzahlen für die Kühllufttemperatur und die Kühleffektivität

Die am Bohrungseintritt durch den Vordrall induzierte Temperaturreduzierung $T_{\text{trel}2} - T_{t0}$ wurde von zahlreichen Autoren untersucht aber jeweils unterschiedlich dargestellt, so dass hier eine Einführung über die aus der Lufttemperaturänderung hergeleiteten Kennzahlen η_{eff} , Θ und $\eta_{\text{rel}is}$ sowie η_p nötig ist. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erklärt, wird die Temperatur aufgrund niedrigerer Geschwindigkeitsgradienten eher in den Receiverbohrungen (Stelle 3 in Abb. 3.2) statt am Eintritt (Stelle 2 in Abb. 3.2) berücksichtigt. Da aber die Radien r_2 und r_3 gleich sind, und da der konvektive Wärmeübergang entlang den Receiverbohrungen als vernachlässigbar betrachtet wird, wird in dieser Arbeit wie in den meisten Veröffentlichungen angenommen, dass $T_{\text{trel}2}$ gleich $T_{\text{trel}3}$ ist.

Für die Auswertung seiner Temperaturabsenkungsmessungen rechnet Meierhofer (1981) die Temperaturdifferenz $T_{\text{trel}3} - T_{t0} = T_{\text{trel}2} - T_{t0}$ in eine sogenannte effektive Geschwindigkeit c_{teff} um:

$$c_{\text{teff}} = \frac{u_2^2 + 2c_p(T_{t0} - T_{\text{trel}3})}{2u_2} \quad (3.60)$$

Daraus leitet er zur Quantifizierung der Vordralldüsen systemeffektivität ein auf der isentropen Geschwindigkeit (vgl. Gl. (3.29)) basierendes Geschwindigkeitsverhältnis η_{eff} her.

$$\eta_{\text{eff}} = \frac{c_{\text{eff}}}{c_{1is}} = \frac{c_{\text{teff}}}{c_{1is} \cos \alpha} \quad (3.61)$$

wobei α der geometrische Austrittswinkel des Drallerzeugers ist (siehe Abb. 3.4(b)). Chew et al. (2005) ersetzen c_{1is} durch c_1 (vgl. Gl. (3.31)) und nennen das Geschwindigkeitsverhältnis $c_{teff}/c_{t1} = c_{eff}/c_1$ Kammer-Wirkungsgrad, da das Verhältnis c_1/c_{1is} den Totaldruckverlust entlang der Vordralldüsen indirekt darstellt. Der Begriff Kammer-Wirkungsgrad wird auch für andere Geschwindigkeitsverhältnisse verwendet, die mit c_1 oder c_{t1} normiert sind (vgl. Geis (2002)). Statt aus Temperaturmessungen leiten Dittmann (Dittmann et al. (2003a) und Dittmann (2006)) c_{eff} aus Messungen des Rotordrehmoments M_{mess} wie folgt her:

$$\tilde{c}_{eff} = \frac{1}{\cos\alpha} \left(u_2 - \frac{M_{mess}}{\dot{m}_2 r_2} \right) \quad (3.62)$$

El-Oun und Owen (1988) fügen eine weitere dimensionslose Größe Θ für die Kühllufttemperatur ein, in dem sie $T_{trel3} - T_{t0}$ durch die Umfangsgeschwindigkeit dividieren.

$$\Theta = \frac{T_{t0} - T_{trel3}}{\frac{u_2^2}{2c_p}} \quad (3.63)$$

Θ wird später von Karabay et al. (1999) in einem Vordralldüsenystem ohne externen Wärmeaustausch adiabate Effektivität (auf Eng. *adiabatic effectiveness*) genannt.

Des weiteren stellt Dittmann (2006) in seiner Dissertation die Temperaturdifferenz $T_{trel3} - T_{t0}$ durch das folgende Temperaturverhältnis η_{relis} dar:

$$\eta_{relis} = \frac{T_{trel3} - T_{t0}}{T_{trel3is} - T_{t0}} = \frac{T_{trel3} - T_{t0}}{\frac{u_2^2 - 2u_2 c_{1is} \cos\alpha}{2c_p}} \quad (3.64)$$

Statt der isentropen Geschwindigkeit c_{1is} setzen Geis et al. (2004) die Geschwindigkeit c_1 in Gl. (3.64) ein und benennen das resultierende Temperaturverhältnis Kühleffektivität des Vordralldüsenystems.

Wie es schon im Abschnitt 3.1.2 vorgeführt wurde, kann auch ein Polytropexponent η_p zur Beschreibung der realen Temperaturabsenkung im Vergleich zu einem idealen Prozess definiert werden. Schließlich stellen andere Veröffentlichungen (Popp et al. (1998), Geis et al. (2004), Dittmann et al. (2002b)) die Temperaturabsenkung $T_{trel3} - T_{t0}$ der Einfachheit halber anhand des dimensionslosen Temperaturverhältnisses T_{trel3}/T_{t0} dar.

3.2.4.2 Temperatur-Kennlinien für ein adiabates System

Abb. 3.7 stellt die in Abschnitt 3.2.4.1 eingeführten Kennzahlen bei unterschiedlichen Betriebspunkten dar. Die Variationen der gezeigten Kennzahlen über die betrachteten Betriebsbereiche bilden Temperatur-Kennlinien, die charakteristisch für adiabate Vordrall-Kühlluftsysteme sind.

Um die betriebsbedingten Einflussparameter der Kennlinien von Abb. 3.7 deutlicher klarzustellen, sollen zuerst vereinfachte Zusammenhänge zwischen den Kennzahlen für die Lufttemperaturänderung und den in Abschnitt 3.2.1.2 definierten Einflussparametern aufgestellt werden. In diesen Vereinfachungen sind die Effekte des radialen überlagerten Massenstroms und des

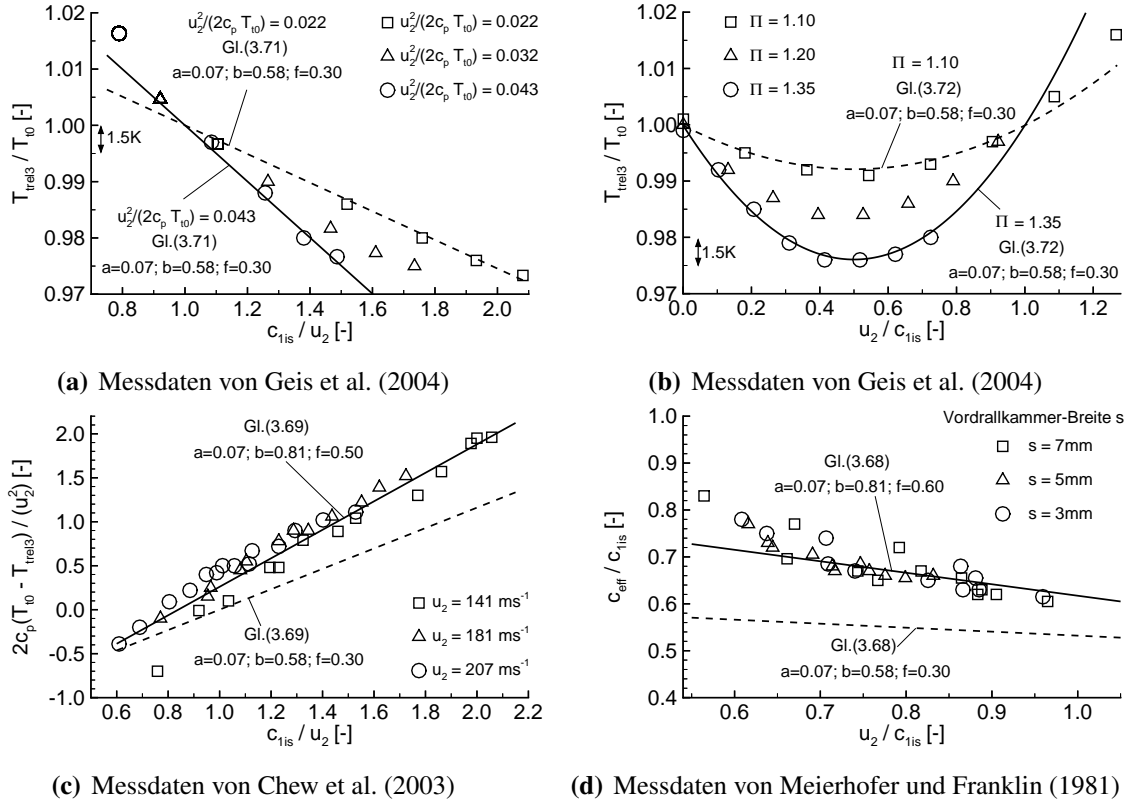


Abb. 3.7: Typische Temperatur-Kennlinien von nahezu adiabaten Vordralldüsensystemen

Wärmeübergangs mit den Wänden ausgeschlossen. Mit Hilfe der eingeführten Vereinfachungen ist vorausgesetzt, dass die Temperatur-Kennlinien, die sich je nach betrachteter Kennzahl unterscheiden (vgl. Abb. 3.7), die gleichen Effekte beschreiben.

Wie in Geis et al. (2004) kann die Temperaturänderung am Eintritt von Receiverbohrungen eines adiabaten Systems wie folgt analytisch ausgedrückt werden:

$$T_{\text{rel}3} - T_{t0} = \Delta T_{t2} + \frac{u_2^2 - 2u_2 c_{t2}}{2c_p} \quad \text{mit:} \quad \Delta T_{t2} = T_{t2} - T_{t0} \quad (3.65)$$

Während ΔT_{t2} die Totaltemperaturänderung in der Vordrallkammer darstellt, die durch die in der Grenzschicht geleistete Rotorarbeit verursacht wird, quantifiziert das rechte Glied in Gl. (3.65) die Temperaturänderung, die durch die tangentielle Umlenkung der Strömung am Bohrungseintritt induziert wird. Dabei ist c_{t2} der Vordrall am Eintritt der Receiverbohrungen, welcher schon in Kapitel 3.1.3 eingeführt wurde. Genauere Definitionen für c_{t2} werden noch im Laufe dieser Arbeit vorgeschlagen (vgl. Kapitel 6.2). Für ΔT_{t2} wird dagegen Gl. (3.66) von Geis (2002) (siehe Abschnitt 3.2.3.2) zuerst angenommen.

$$\frac{\Delta T_{t2}}{\frac{u_2^2}{2c_p}} \sim f \quad \text{mit:} \quad f = 2 \frac{r_{\text{max}}^{4,6} - r_{\text{min}}^{4,6}}{27,446 r_m^{4,6}} \lambda_{T2}^{-1} \left| 1 - \frac{v_{\varphi\infty}}{\omega r_m} \right| \left(1 - \frac{v_{\varphi\infty}}{\omega r_m} \right)^{0,8} \quad (3.66)$$

Nach Gl. (3.66) ist f unter anderem eine Funktion von λ_{T2} und der Drallzahl $v_{\varphi\infty}/(\omega r_m)$. In Kapitel 3.2.3.1 wurde gezeigt, dass sich die Luftgeschwindigkeit $v_{\varphi 2}$ in der Vordrallkammer

als Funktion von c_{t1} und u_1 korrelieren lässt. Demzufolge können ähnliche Zusammenhänge für c_{t2} erwartet werden. Da u_1 zu u_2 und c_{t1} zur c_1 , so wie abschätzungsweise c_1 zur c_{1is} ($c_1 \approx C_{dV} c_{1is}$) proportional sind, kommt als erste Näherung für c_{t2} :

$$\frac{c_{t2}}{u_2} \sim a + b \frac{c_{1is}}{u_2} \quad \text{mit} \quad a \geq 0 \quad , \quad 0 \leq b \leq 1 \quad (3.67)$$

wobei a und b positive Konstanten sind, die nach den Korrelationen von Abschnitt 3.2.3.1 nur von der Geometrie abhängig sind.

Wenn angenommen wird, dass die Luft mit der Geschwindigkeit c_{1is} am Austritt der Düse innerhalb der Vordrallkammer verlustfrei (nach dem Bernoulli-Gesetz) in tangentielle Richtung umgelenkt werden kann, ist c_{1is} die maximal mögliche tangentielle Geschwindigkeitskomponente. Als Konsequenz muss die Konstante b kleiner als eins sein.

Mit Hilfe Gl. (3.66) und Gl. (3.67) können schließlich die für die Temperatur bereits erwähnten relevanten Kennzahlen als Funktion der Betriebsparameter wie folgt geschrieben werden:

$$\eta_{\text{eff}} = A - B \frac{u_2}{c_{1is}} \quad (3.68)$$

$$\Theta = -C + D \frac{c_{1is}}{u_2} \quad (3.69)$$

$$\eta_{\text{relis}} = \frac{C - D \frac{c_{1is}}{u_2}}{1 - 2 \frac{c_{1is}}{u_2} \cos \alpha} \quad (3.70)$$

$$\frac{T_{\text{trel3}}}{T_{t0}} = 1 + \frac{u_2^2}{2c_p T_{t0}} \left(C - D \frac{c_{1is}}{u_2} \right) \quad (3.71)$$

$$\frac{T_{\text{trel3}}}{T_{t0}} = 1 + \left(1 - \Pi^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right) \left(C \left(\frac{u}{c_{1is}} \right)^2 - D \frac{u}{c_{1is}} \right) \quad (3.72)$$

$$\text{mit} \quad A = \frac{b}{\cos \alpha}, \quad B = \frac{0,5f - a}{\cos \alpha} \geq 0, \quad C = 1 + f - 2a \geq 1 \quad \text{und} \quad D = 2b \leq 2 \quad (3.73)$$

Weil Θ bei einer drallfreien Strömung ($c_{1is} = 0$) aufgrund der Reibungsaufheizung maximal minus eins werden kann (vgl. Gl. (3.7) und (3.66)), ist nach Gl. (3.69) $C = 1 + f - 2a$ größer als eins bzw. $f - 2a$ ist positiv. Diese mathematische Bedingung deutet an, dass die durch die Rotorarbeit eventuell induzierte Erhöhung des Vordralls (vgl. Konstante a) wegen der überwiegenden Reibungsaufheizung in der Rotorgrenzschicht (vgl. Konstante f) keine Temperaturabsenkung $T_{\text{trel3}} - T_{t0}$ bewirken kann.

Aus Proportionalitätsgründen können Gl. (3.68) bis (3.72) ebenso mit Hilfe von c_{t1} bzw. K_1 ausgedrückt werden. Insbesondere lieferten Karabay et al. (1999) aus CFD Berechnungen und einer eindimensionalen Betrachtung den gleichen Ausdruck wie Gl. (3.69) für die Temperaturänderung in einer Deckscheibe-Konfiguration:

$$\Theta = -1 + 2 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 K_1 \quad (3.74)$$

Farzaneh-Gord et al. (2005) und Lewis et al. (2008) erweitern den theoretischen Ansatz (3.74) an Konfigurationen mit radial nach innen versetzten Vordralldüsen, indem sie das auf die statio-

nären Flächen wirkende Reibmoment M_S in der Vordrallkammer berücksichtigen (Gl. (3.75)).

$$\Theta = - \left(1 + \frac{M_S}{0.5 \dot{m}_2 \omega r_2^2} \right) + 2 \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 K_1 \quad (3.75)$$

Damit bestätigt Gl. (3.75) den Beitrag höher als eins für die Konstante C in Gl. (3.69).

Nach der Einführung der theoretischen Temperatur-Kennlinien können letztere mit veröffentlichten Messdaten in Abb. 3.7 verglichen werden. Hierzu wird vorausgesetzt, dass a , b und f nur von der geometrischen Konfiguration abhängig sind. Streng genommen gilt diese Annahme lediglich in begrenzten Betriebsbereichen. Abb. 3.7 beweist, dass Gl. (3.68) bis (3.73) die gemessenen Kennlinien im Grossteil des Messbereiches insgesamt gut wiedergeben (d.h. innerhalb der Temperaturmessgenauigkeit). Damit werden auch die Drallzahl c_{1is}/u_2 (bzw. K_1), die Größe $u_2^2/(c_p T_{t0})$ und das Druckverhältnis Π (bzw. Ma_{1is}) als Haupteinflussgröße der Temperaturabsenkung bestätigt.

Zuerst zeigt Abb. 3.7(a), dass für eine gegebene Kühllufttemperatur T_{t0} und eine Umfangsgeschwindigkeit u_2 ($u_2^2/(c_p T_{t0}) = \text{konstant}$) die Maximaltemperaturabsenkung bei maximalem Vordrall c_{1is} (mit $Ma_{1is} < 1$) erreichen wird. Wenn aber Π und dadurch der Vordrall c_{1is} gegeben ist, existiert eine optimale Umfangsgeschwindigkeit u_2 , bei der T_{trel3} ein Minimum erreicht (siehe Abb. 3.7(b)). Nicht nur in Abb. 3.7(b) kann dieses Verhalten beobachtet werden, sondern auch in den experimentellen Arbeiten von Popp et al. (1998) und Dittmann et al. (2002b). Die Abweichung der theoretischen Kennlinien von den Messdaten in Abb. 3.7(a) und 3.7(b) bei niedriger Drallzahl c_{1is}/u_2 weisen darauf hin, dass die Variablen a , b und f dort nicht mehr als konstant betrachtet werden können. Da dieser Fall mehr Ähnlichkeiten zur Strömung eines konventionellen Rotor-Stator Systems mit kleinem Vordrall darstellt, kann vermutet werden, dass Re_ϕ , λ_T , und C_w erst bei niedriger Drallzahl relevante Einflussgrößen für die Temperaturänderung in der Vordrallkavität werden.

Im Gegensatz zu T_{trel3}/T_{t0} in Abb. 3.7(a) und 3.7(b) sind η_{eff} und Θ in Abb. 3.7(d) und 3.7(c) von einem einzigen Strömungsparameter abhängig. Dadurch sind η_{eff} und Θ zum Vergleich von unterschiedlichen Datenquellen besser geeignet. Als Beispiel wurde in Abb. 3.7(d) und 3.7(c) die theoretische Kennlinie eingetragen, mit Hilfe derer hier die Messdaten von Geis et al. (2004) korreliert wurden.

Abb. 3.7(c) stellt Messdaten von Chew et al. (2003) dar, die den theoretischen linearen Zusammenhang von Θ mit c_{1is}/u_2 bestätigen. Diese lineare Abhängigkeit wird im direkten System anhand der Temperaturmessungen von El-Oun (1988) sowie der numerischen Vorhersagen von Chew et al. (2005) und von Ciampoli et al. (2008) mehrmals nachgewiesen.

Das mit u_2/c_{1is} leicht fallende Geschwindigkeitsverhältnis η_{eff} in Abb. 3.7(d) wird sowohl bei den Temperaturmessungen von Meierhofer und Franklin (1981) als auch bei der experimentellen und numerischen Untersuchung von Chew et al. beobachtet (vgl. Chew et al. (2003) und Chew et al. (2005)). Die Abhängigkeit von η_{eff} mit u_2/c_{1is} , die von Meierhofer und Franklin (1981) gemessen wurde, kann in Abb. 3.7(d) trotz Datenstreuung für u_2/c_{1is} zwischen 0,68 und 0,95 als angenähert linear gesehen werden. Für kleinere Geschwindigkeitsverhältnisse u_2/c_{1is} scheint aber die theoretische Kennlinie mit konstanten Faktoren a , b und f im Gegensatz zu

Abb. 3.7(b) zur Beschreibung der Messdaten nicht geeignet zu sein. Dieser Widerspruch mit Abb. 3.7(b) ist auf unvermeidbare kleine Temperaturmessfehler zurückzuführen, die bei einer niedrigeren Umfangsgeschwindigkeit u_2 eine nicht zu vernachlässigende Wirkung auf die Berechnungsgenauigkeit und Streuung von c_{eff} haben (siehe Gl. (3.60)). Die Messungen von Dittmann et al. (Dittmann et al. (2003a) und Dittmann (2006)) bestätigen das lineare Verhalten von η_{eff} mit der Drallzahl, wobei bemerkt werden soll, dass c_{eff} nach Gl. (3.62) bestimmt wurde. Bei nominaler Drallzahl erhalten Dittmann et al. (2003a) ein Geschwindigkeitsverhältnis $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ von etwa 0,55, was mit Temperaturmessungen von Geis et al. (2004) in einer ähnlichen Konfiguration gut übereinstimmt.

Mangels einer Erklärung in der Literatur weist die hier dargestellte theoretische Kennlinie Gl. (3.68) auf den Zusammenhang der Neigung von η_{eff} mit dem Koeffizienten $(0,5f - a)$ hin. Dies führt zum Erklärungsszenario, dass die Absenkung von η_{eff} durch den stärkeren negativen Effekt der Rotorleistung auf die Lufttemperatur in der Vordrallkammer bei kleinerer Drallzahl verursacht wird.

3.2.4.3 Einfluss eines überlagerten radialen Massenstroms

Die Kennlinien von Abb. 3.7 berücksichtigen den Einfluss eines radialen Leckage-Massenstroms \dot{m}_7 oder \dot{m}_8 (vgl. Abb. 3.2) nicht, obwohl er je nach Konfiguration maximal $\pm 30\%$ des Vordralldüsen-Massenstroms \dot{m}_1 erreichen kann. Für die hier betrachteten Konstruktionen werden nur geringfügige radiale Massenströme \dot{m}_7 und \dot{m}_8 erwartet. Dennoch soll nun kurz auf einige Effekte dieser radialen Massenströme eingegangen werden.

Grundsätzlich wird in der Literatur die negative Wirkung eines radialen Massenstroms ($\dot{m}_7 > 0$ oder $\dot{m}_8 < 0$) auf die Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ bestätigt. Für $\dot{m}_8/\dot{m}_1 > 0$ und $\dot{m}_7/\dot{m}_1 < 0$ kann dagegen eine leichte Reduzierung von $T_{\text{trel}3}$ erwartet werden (Meierhofer und Franklin (1981), El-Oun und Owen (1988)). Zur Erinnerung werden in dieser Arbeit \dot{m}_7 und \dot{m}_8 immer positiv gezählt, wenn die Luft radial zum äußeren Radius nach außen strömt. Wie stark der Einfluss ist, hängt vor allem von der geometrischen Konfiguration, dem Vordrall und der Temperatur des radialen Massenstroms ab. Die beiden letzteren Größen sind aber meistens im experimentellen Aufbau nicht bekannt, so dass die Interpretation der Messdaten häufig schwierig bleibt.

Zuerst kann der Drehimpuls $I_2 \approx \dot{m}_2 r_2 c_{t2}$ am Receiverbohrungseintritt durch einen überlagerten radialen Massenstrom verändert werden, wie es die Rotordrehmoment-Messungen von Dittmann beweisen. Dittmann et al. (2003a) finden nämlich in einem direkten System (vgl. Abschnitt 3.1.1) mit vier Receiverbohrungen eine Reduzierung von $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ (vgl. Gl. (3.62)) von 0,5 über 0,4 bis 0,3 bei einer Erhöhung des Radialmassenstroms \dot{m}_7/\dot{m}_1 von 0% über 30% bis 50% ($K_1 \approx 1$). In einer Konfiguration mit 12 Receiverbohrungen misst Dittmann (2006) für die gleiche Variation von \dot{m}_7/\dot{m}_1 eine vergleichbare Abnahme der Effektivität $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ von 0,51, über 0,42 bis auf 0,34.

Ein weiterer Effekt von radialen Leckagen ist der Wärmeaustausch zwischen der Vordralldüsenkühlluft und der üblicherweise heißeren Leckageluft aus der inneren oder äußeren Dichtung.

Dies kann sogar im extremen Fall, wie z.B. bei einem massiven Heißgaseinbruch, zum Versagen der Kühlfunktion des Vordralldüsensystems führen. Die CFD Ergebnisse von Wilson et al. (1997) in einem direkten System mit radialem Massenstrom $\dot{m}_8/\dot{m}_1 = \dot{m}_7/\dot{m}_1$ zwischen 20% bis 45% und K_1 zwischen 1 und 2 zeigen beispielsweise, dass die Leckageluft indirekt über sekundäre Wirbelsysteme an die Receiverbohrungen gelangt und dadurch die Kühllufttemperatur beeinflusst.

Weil es messtechnisch aufwendig ist, die beiden Effekte, die der radiale Massenstrom auf die Kühllufttemperatur hat, voneinander zu trennen, erweisen sich häufig analytische und numerische Modellierungs-Ansätze als die sicherste Methode zur Interpretation der Messergebnisse. Somit gelingt es El-Oun und Owen (1988), ihre Messungen der durch radiale Strömung induzierten Temperaturerhöhungen in einem direkten System mit Hilfe vereinfachter Energie- und Drehimpulsbilanzen nachzubilden.

3.2.4.4 Einfluss des Wärmeübergangs in der Vordrallkammer

Der konvektive Wärmeübergang zwischen der Kühlluft und den Wänden der Vordrallkammer ist ein weiterer Einflussparameter, der die Temperatur-Kennlinie von Abschnitt 3.2.4.2 verändern kann. Ein Beispiel dafür sind die numerischen Berechnungen von Karabay et al. (2001b), die darauf hinweisen, dass sich der Zusammenhang von Θ mit der Drallzahl K_1 aus dem Verhältnis zwischen dem Wärmeübergangseffekt und der Rotorarbeit ergibt. Dies wird in der folgenden Gleichung von Karabay et al. (2001b) analytisch ausgedrückt:

$$T_{\text{trel}3} - T_{\text{t}1} = \pi \left(1 - \frac{r_1^2}{r_{\text{max}}^2} \right) \frac{\text{Nu}_m}{\text{Pr} C_{w2}} (T_w - T_{\text{aw}})_m - 2 \left(2 \frac{r_1^2}{r_2^2} K_1 - 1 \right) \frac{u_2^2}{2c_p} \quad (3.76)$$

wobei Nu_m eine über die Rotorfläche gemittelte Nußelt-Zahl und $(T_w - T_{\text{aw}})_m$ die entsprechende gemittelte Differenz zwischen der Wandtemperatur T_w und die Referenzkühllufttemperatur T_{aw} sind.

Bei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Analyse von publizierten Daten wird aber nicht klar, ob der Effekt des Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ von Bedeutung ist. So erwarten z.B. Chew und Rogers (1988) aus der Reynolds-Analogie Wärmeübergangseffekte von mindestens gleicher Größenordnung wie der Reibungsaufheizung für eine Eckert-Zahl $u_2^2/(2c_p |T_w - T_{\text{aw}}|)$ kleiner oder etwa gleich eins. Nach der Abschätzung der Reibungsaufheizung in Abschnitt 3.1.3 ist dadurch der Einfluss des Wärmeübergangs auf $T_{\text{trel}3}$ von zweiter Ordnung. Trotzdem messen in einem direkten Vordralldüsensystem Wilson et al. (1997) eine Abnahme der Temperaturdifferenz Θ von 85% der adiabaten Temperaturdifferenz $|\Theta_{\text{ad}}|$ nach Gl. (3.74) für eine Rotorwandtemperaturdifferenz $T_w - T_{\text{t}0}$ größer als $5,8 u_2^2/(2c_p)$. Dabei wurden folgende Randbedingungen eingehalten: $K_1 = 2$, $\text{Re}_\varphi \approx 1,25 \cdot 10^6$, $C_{w1} \approx 2 \cdot 10^4$, $11\% \leq \dot{m}_7/\dot{m}_1 = \dot{m}_8/\dot{m}_1 \leq 22\%$. In der Deckscheibe-Konfiguration von Karabay et al. (2000) mit einer größeren Wandfläche und einer Wandtemperaturdifferenz $T_w - T_{\text{t}0}$ größer als $10 u_2^2/(2c_p)$ ist die gemessene Kühllufttemperaturdifferenz Θ mindestens um den Faktor 6 höher als Θ_{ad} von Gl. (3.74). Somit ist der Wärmeübergangseffekt noch stärker als in einem direkten Vordralldüsensystem.

Die Anzahl der Untersuchungen über den Wärmeübergang in Vordrallkammern ist niedrig, so dass die Generierung weiterer Messdaten zum Wärmeübergang nötig ist, um die hier erörterte Fragestellung genauer beantworten zu können. Hierzu müssen zuerst die Wärmeübergangszahlen h und die treibende Kühllufttemperatur T_{aw} , die die Kühlung des hoch belasteten Rotors gewährleisten, gemessen werden. Durch die Einführung von neuen Messdaten im Laufe dieser Arbeit wird diese Analyse in Kapitel 6 fortgesetzt. Zunächst soll jedoch die Diskussion auf die ursprüngliche Frage zurückgeführt werden.

3.2.5 Gesamteffizienz des Vordrall-Kühlluftsystems

Nach derzeitigem Kenntnisstand wurde in den bisher veröffentlichten Studien keine einzige Größe ermittelt, die die Gesamteffizienz des Vordralldüsen systems quantifiziert. Stattdessen werden in der Literatur die Parameter η_{eff} , \tilde{c}_{eff}/c_{1is} oder Θ von Abschnitt 3.2.4.1 zur Beschreibung der Kühleffektivität verwendet. Beim Abschätzen der Effekte der Kühleffektivität auf die Gesamteffizienz muss die Fragestellung zur Effizienz von Vordralldüsen systemen wie folgt pragmatisch interpretiert werden: wie hoch sind η_{eff} oder Θ in geometrischen Konfigurationen, die typisch für Gasturbinen sind?

Als Antwort könnte die Analyse der existierenden Veröffentlichungen dienen, die den Einfluss von unterschiedlichen geometrischen Parametern auf η_{eff} oder auf Θ untersucht haben. Die dazu zur Verfügung stehenden Daten basieren entweder auf experimentelle (Meierhofer und Franklin (1981), Chew et al. (2003)) oder rechnerische Untersuchungen (Popp et al. (1998), Jarzombek et al. (2006), Chew et al. (2005)). Nach mehreren am ITS durchgeführten experimentellen Untersuchungen (Dittmann et al. (2003a), Geis et al. (2004), Dittmann (2006)) wurden in einer begleitenden Studie Korrelationen für Θ publiziert, die auf entsprechenden Messreihen basieren (siehe Bricaud et al. (2007)). Aus diesen Arbeiten können das Flächenverhältnis A_3/A_1 , der Durchflussbeiwert C_{dV} , die Breite s und die Höhe h der Ringkavität sowie der radiale Versatz $r_1 - r_2$ der Vordralldüsen gegenüber den Receiverbohrungen als einflussreiche Parameter für die Kühleffektivität identifiziert werden.

Dennoch müssen die zahlreichen Strömungsberechnungen durch umfangreiche Messdaten bestätigt werden. Dabei sei noch einmal darauf hingewiesen (siehe Kapitel 3), dass η_{eff} , \tilde{c}_{eff}/c_{1is} , Θ oder T_{tre13}/T_{t0} nicht zur Bestimmung der Gesamteffizienz von Vordralldüsen systemen ausreichen. Die Kenntnis des Kühlluftdrucks p_{tre13} und des Kühlluftmassenstroms \dot{m}_3 sind dazu erforderlich, um entsprechende Vergleiche zu ermöglichen. Außerdem lässt eine Begrenzung der Analyse auf T_{tre13} eine Ermittlung der Strömungsverluste nicht zu und erschwert konstruktive Optimierungsmaßnahmen. Durch erweiterte Messungen, numerische Strömungsberechnungen und den daraus abgeleiteten Korrelationen muss eine breite Basis für die Auslegung modernerer Vordrall-Kühlluftsysteme geschaffen werden.

4 Experimenteller Aufbau und Messverfahren

Um die Fragestellung zur Effizienz von Vordralldüsen systemen zu beantworten, wird eine detaillierte Analyse der Einflüsse der Vordrallkammergeometrie notwendig, wie in Kapitel 3 dargestellt. Dabei soll sich ein Grossteil der Auswertung auf neue Messdaten stützen. Nach Kapitel 3 müssen die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit folgende Anforderungen erfüllen.

Neben der Kühllufttemperatur müssen das Durchflussverhalten und der Totaldruckverlust zur Bestimmung der Gesamteffizienz gemessen werden. Um eine Unterteilung der Strömungsverluste herzuleiten und damit später Verbesserungspotenziale identifizieren zu können, müssen weiterhin Informationen über das reale Strömungsfeld in der Vordrallkammer gewonnen werden. Zum Verständnis der realen Kühllufttemperatur sind Temperaturmessungen bei nahezu adiabaten Wänden und ebenso mit Wänden bei erhöhter Temperatur nötig. Da das Kühlungspotenzial der Vordrallkammerluft für die Hersteller von Gasturbinen auf die hoch belastete Rotorscheibe von besonderem Interesse ist, wurde die Heizung des Rotors bevorzugt, um den Wärmeübergang an den rotierenden Flächen der Vordrallkammer zu messen (vgl. Abb. 1.2 und Abb. 3.1). Auf Wärmeübergangsmessungen entlang der Stator-Fläche wird dagegen in dieser Arbeit verzichtet. Eine analytische Abschätzung des Wärmeübergangs am Stator wird dennoch nach der Auswertung der Messdaten vorgestellt (siehe Kapitel 7).

Infolgedessen erläutert Kapitel 4, wie die benötigten Messdaten ausgewählt und gewonnen wurden. Zuerst wird in Abschnitt 4.1 die Parametervariation definiert, die für diese Untersuchung notwendig ist. Danach kann der Versuchsträger beschrieben werden, in dem die geometrischen Parameter variiert wurden. Die Beschreibung der Luftversorgung zeigt in Abschnitt 4.3, wie die erforderlichen Randbedingungen für nahezu adiabate Wände und für einen warmen Rotor im Prüfstand aufgesetzt wurden. In Abschnitt 4.4 wird die Auswahl der Messgrößen begründet. Da wegen der engen Abmessungen für viele Messgrößen insbesondere keine Standardlösung verwendet werden konnte, musste im Rahmen dieser Untersuchung eine besondere Messtechnik für die Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen entwickelt und kalibriert werden. Dies wird in Abschnitt 4.5 gezeigt. Die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit und der Wärmeübergangszahlen erfordert komplexe Auswertungsverfahren, die zur Verständlichkeit der potenziellen Messfehler dieser beiden Größen in Abschnitt 4.7 und 4.8 erläutern werden müssen. Aus dem vorliegenden Messsystem und dem Messverfahren können die Messgenauigkeit der relevanten Größen für die Studie ermittelt werden. Dies erfolgt im letzten Abschnitt von Kapitel 4, bevor die Messergebnisse dargestellt werden.

4.1 Parametervariation

Um auf reale Vordralldüsen systeme übertragbare Messergebnisse zu gewinnen, mussten zunächst wegen der Grenzen der Anwendungsmöglichkeiten von Ähnlichkeitsparameter im Versuchsträger zur Gasturbine betriebsähnliche Strömungsparameter eingestellt werden. Zweitens mussten die untersuchten Konfigurationen zu modernen Vordrall-Kühlluftsystemen geometrisch ähnlich sein.

Kennzahlen	Π	K_1	$Cw_1 \approx Cw_2$	Re_φ
Prüfstand	1,1 bis 1,8	0,65 bis 40	$1,7 \cdot 10^4$ bis $7,0 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^5$ bis $3,0 \cdot 10^6$

Für alle Konfigurationen gilt $\dot{m}_7 \approx \dot{m}_8 \approx 0 \text{ gs}^{-1}$ und $\omega_{r_{\max}} \approx 185 \text{ ms}^{-1}$

Tab. 4.1: Die im Versuchsträger durchgeführten Variationen dimensionloser Kontrollparameter

Zur Erfüllung der ersten Anforderung musste der Prüfstand so ausgelegt werden, dass er die gleichen Druckverhältnisse Π und die gleichen Geschwindigkeitsdreiecke wie in der Vordrallkammer einer Gasturbine reproduziert (siehe Abschnitt 3.2.1.2). Dafür war bei einem gegebenen tangentialen Vordralldüsenwinkel α von 20° , welcher typisch für Gasturbinen ist, am Eintritt der Receiverbohrungen eine maximale Umfangsgeschwindigkeit $u_{2\max}$ von mindestens 170 ms^{-1} erforderlich. Dies stellt unter Laborbedingungen eine große Herausforderung dar (vgl. Abschnitt 4.2). Unter dieser Bedingung konnten verschiedene Druckverhältnisse Π und Drallzahlen K_1 realisiert werden, die den typischen Betriebsbereich von Gasturbinen ($0,8 \leq K_1 \leq 2,5$ und $\Pi \ll \Pi_{\text{krit}}$) abdecken, wie in Tab. 4.1 gezeigt.

Wie Ergebnisse aus der Literatur zeigen (siehe Abschnitt 3.2.3.1 und 3.2.4.2 sowie Ende von Abschnitt 3.2.1.1), ist Re_φ ein Kontrollparameter zweiter Ordnung gegenüber K_1 für die Geschwindigkeitsverteilung und die Temperaturabsenkung in der Vordrallkammer. Die Abhängigkeit der Wandschubspannungen mit Re_φ ist nach den theoretischen Ansätzen von Gl. (3.20) sowie Gl. (3.55) bis (3.59) mit einer Potenz von $-1/5$ modelliert. $-1/5$ ist mindesten viermal kleiner als die Potenz, die die Abhängigkeit von der lokalen Drallzahl k beschreibt. Des weiteren wurde der erwähnte Zusammenhang der Wandschubspannungen mit Re_φ bei Vordralldüsenystem noch nicht bewiesen. Aus diesen Gründen wurde im Prüfstand die Einhaltung der gleichen Reynolds-Zahl $K_1 \cdot Re_\varphi$ und $|K_1 - 1| \cdot Re_\varphi$ wie in Gasturbinen als nicht erforderlich be-

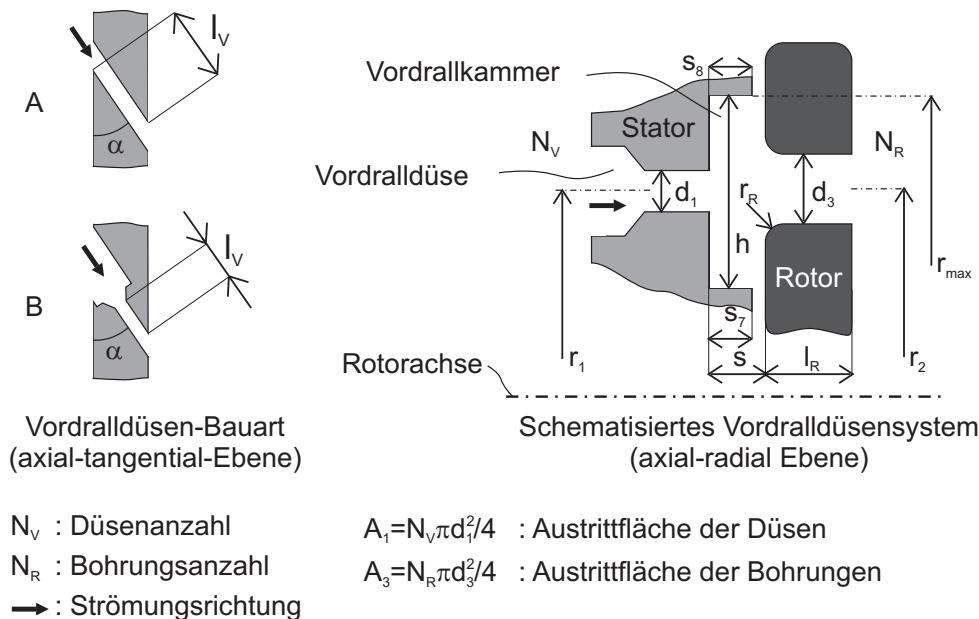


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der im Prüfstand variierten geometrischen Parameter

Konfigurationen								
Parameter (vgl. Abb. 4.1)	Einheit	G-Ref	G-Wü	G-r1>r2	G-hmin	G-smax	G-A3/A1=4,4	G-A3/A1=4,8
Vordralldüse								
Bauart		A	A	A	A	A	B	B
α	°	20	20	20	20	20	20	20
$\varepsilon_1 = \sqrt{A_1 N_V} / (2\pi r_1 \sin \alpha)$	–	0,30	0,30	0,28	0,30	0,29	0,18	0,16
l_V/d_1	–	1,25	1,25	1,25	1,25	1,25	2,25	2,25
Receiverbohrung								
$\varepsilon_3 = \sqrt{A_3 N_R} / (2\pi r_2)$	–	0,26	0,23	0,26	0,26	0,26	0,26	0,26
r_R/d_3	–	0,15	0,00	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
l_R/d_3 - Standard	–	4,00	3,80	4,00	4,00	4,00	4,00	4,00
l_R/d_3 - kurze Bohrungen ⁽¹⁾	–	1,00	–	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
Vordrallkammer								
A_3/A_1	–	3,01	3,19	3,01	3,01	3,01	4,41	4,81
$(r_1 - r_2)/d_1$	–	0,00	0,00	2,86	0,00	1,77	0,21	0,00
r_1/r_2	–	1,00	1,00	1,09	1,00	1,06	1,01	1,00
d_3/d_1	–	1,20	1,43	1,20	1,20	1,20	1,05	1,05
s/d_1	–	1,43	1,43	1,43	1,43	3,43	1,25	1,25
s_7/d_1	–	1,21	1,21	1,21	1,21	3,21	1,06	1,06
s_8/d_1	–	1,00	1,00	1,00	1,00	3,00	0,88	0,88
h/d_1	–	6,69	6,69	6,69	1,29	6,69	5,85	5,85
$(r_{\max} - r_2)/d_1$	–	4,34	4,34	4,34	0,64	4,34	3,80	3,80
r_2/d_1	–	31,43	31,43	31,43	31,43	31,43	27,50	27,50

Für alle Konfigurationen gilt $r_2 = 220$ mm

(1): Die in dieser Arbeit genannten Nicht-Standard-Konfigurationen besitzen kurze Receiverbohrungen und werden mit dem zusätzlichen Index $l_R/d_3 = 1$ gekennzeichnet.

Tab. 4.2: Geometrische Parameter der untersuchten generischen Vordralldüsensysteme

trachtet. Dadurch musste kein Gasturbinen vergleichbares Druck- und Temperaturniveau in der Messstrecke eingestellt werden. Dies führte zur deutlichen Vereinfachungen des Versuchsträgers, indem nahezu Umgebungsdruck und -temperatur im Vordrallkammermodell als für die Untersuchung ausreichend angenommen werden konnten. Als Ergebnis wurden im Versuchsträger um einen Faktor zehn kleinere als in Gasturbinen dimensionslose Größe Cw_2 und Re_ϕ erreicht (vgl. Tab. 4.1 und vgl. Wilson et al. (1997) für typische Werte in Gasturbinen). Da eine eventuelle Korrektur des Effekts der Reynolds-Zahl zentral für die Übertragung des Messdaten auf Gastur-

binebedingungen ist, muss diese Thematik in der Auswertungsphase dieser Arbeit wiederholt diskutiert werden (vgl. Abschnitt 6.2.2.5).

Nach den Erläuterungen von Abschnitt 3.2.4.3 wird ein vernachlässigbarer Einfluss des überlagerten radialen Massenstroms vorausgesetzt, wenn die radialen Massenströme die nahezu gleiche Temperatur wie die Kühllufttemperatur T_{t0} haben, und wenn \dot{m}_7/\dot{m}_1 und \dot{m}_8/\dot{m}_1 zwischen 0% und 10% sind. Um die Effizienz moderner Vordralldüsen systemen zu messen, wurde somit entschieden, dass \dot{m}_7 und \dot{m}_8 gleich Null gehalten werden konnten (vgl. Tab. 4.1). Damit stellte sich die Problematik der Messungen des Dralls und der Temperatur der radialen Massenströme nicht. Dies vereinfachte die Einstellung der Randbedingungen für die Vordrallkammer ohne merkliche Verletzung der Ähnlichkeit mit Gasturbinen.

Die Versuchsluftversorgung des ITS ermöglichte bei den Strömungsbedingungen von Tab. 4.1 die Durchführung der Untersuchung in einem Versuchsträger mit einem Flugtriebwerk nahen Abmessungen. Um die für die Gesamteffizienz entscheidenden geometrischen Parameter eindeutiger als in der Literatur (siehe Abschnitt 3.2.5) zu identifizieren, mussten unterschiedliche Ringkammer-Konfigurationen nachgebildet werden. Die in dieser Arbeit variierten Abmessungen sind in Abb. 4.1 schematisch dargestellt, während die experimentell untersuchten Konfigurationen mit ihren geometrischen Hauptparametern in Tab. 4.2 aufgelistet sind. Die meisten Abmessungen wurden in Tab. 4.2 durch den Vordralldüsendurchmesser d_1 normiert, um Vergleiche der Geometrie mit anderen Veröffentlichungen zu vereinfachen. Mit Hilfe des Wertes für den Radius r_2 in Tab. 4.2 können aber die absoluten Werte einzelner geometrischer Parameter berechnet werden.

Wie in Tab. 4.2 zu erkennen ist, dient zunächst die Konfiguration G-Ref als Referenz für die Analyse der Effekte geometrischer Änderungen auf die Effizienz der Kühlluftzufuhr in die Receiverbohrungen. Typisch für eine Konfiguration, die einer Gasturbine nahezu gleicht, sind dabei die tangential zugestellten zylindrischen Vordralldüsen, das hohe Flächenverhältnis A_3/A_1 von 3,0 und der abgerundete Eintritt der Receiverbohrungen $r_R/d_3 = 0,15$. Die Wirkungen der einflussreicheren Parameter wie des Flächenverhältnisses A_3/A_1 , des Durchflussbeiwerts C_{dV} , der Breite s und der Höhe h der Ringkavität sowie des radialen Versatzes $r_1 - r_2$ der Vordralldüsen sollten in Konfiguration G-A3/A1=4,8, G-A3/A1=4,4, G-smax, G-hmin und G-r1>r2 entsprechend getestet werden. Ebenso wurden zwei unterschiedliche Längen von Receiverbohrungen vorgesehen, um den potenziellen Einfluss der Strömung stromabwärts der Schnittstelle 3 auf die Vordrallkammerströmung zu charakterisieren. Weil die Gewinnung zusätzlicher Daten über den Wärmeübergang in der Vordrallkammer eine weitere Aufgabe dieser Untersuchungen war, wurde Konfiguration G-Wü gebaut, in der Wärmeübergangsmessungen durchgeführt werden konnten. Trotz eines leicht abgeänderten Rotors, der für die Wärmeübergangsmessungen benötigt wurde, bleibt Konfiguration G-Wü sehr ähnlich zur Referenzkonfiguration G-Ref.

Generell bestehen die Vordralldüsen aus tangential geneigten zylindrischen Bohrungen (siehe Düsen des Typs A in Abb. 4.1) mit Ausnahme von Konfigurationen G-A3/A1=4,4 und G-A3/A1=4,8, wo die zylindrischen Düsen eine optimierte Eintrittskontur (vgl. Typ B in Abb. 4.1) und dadurch einen erhöhten Durchflussbeiwert C_{dV} besitzen. Letztere Düsenauslegung wurde bereits von Geis (2002) und von Dittmann (2006) in Vordralldüsen systemen mit kleinerer Receiverbohrung-Austrittsfläche A_3 untersucht. Dadurch stellen Konfiguration G-A3/A1=4,4

und $G-A_3/A_1=4,8$ eine weitere Vergleichsbasis mit den Daten von Geis und Dittmann zur Auswertung des Effekts des Flächenverhältnisses A_3/A_1 dar.

4.2 Vordralldüsenprüfstand

Um die für diese Arbeit geplanten Parametervariationen von Abschnitt 4.1 auszuführen, konnte ein am ITS bereits zur Verfügung stehender Vordralldüsenprüfstand eingesetzt werden, welcher im Rahmen von Vorgängerarbeiten entwickelt wurde. Entscheidend für diese Wahl war die maximale Rotorumfangsgeschwindigkeit u_{\max} von über 185 ms^{-1} , die in diesem Versuchsträger erreicht werden konnte. Dank seines flexiblen Aufbaus konnte dieser Prüfstand nach den vom Autor durchgeführten folgenden Anpassungen verwendet werden.

Abb. 4.2 zeigt einen Axialschnitt des Versuchsträgers, in dem der Drallerzeuger (A), die Vordrallkammer (B) und die Receiverbohrungen (C) zu erkennen sind. Die relevanten Schnittstellen eines Vordrallkühlluftsystems (vgl. Abb. 3.2 und Kapitel 3) sind in Abb. 4.2 weiter mit den Indizes 0, 1, 2, 3, 7 und 8 gekennzeichnet. Um die bei den notwendigen Veränderungen der Geometrie Umbauarbeiten zu erleichtern, ist der Rotor fliegend gelagert und auf der Welle mittels eines Konus-Spannelements (M) als schnell lösbare reibschlüssige Wellen-Naben Verbindung befestigt. Dieses Konzept ermöglichte die Installation von sechs unterschiedlichen Vordrallplatten (G) und von drei verschiedenen Rotorscheiben (H), anhand derer die für diese Arbeit geplanten Parametervariationen von Abschnitt 4.1 realisiert werden können. Dabei erfordert der Austausch einer Vordrallplatte (G) zuerst die Entfernung des Rotors (H) und dann des Gehäuses (J). Als Konsequenz musste nach jeder Konfigurationsänderung aufgrund seiner bei der Montage entstandenen leichten Verkippung der Rotor erneut dynamisch ausgewuchtet werden.

Die Anpassungen des Prüfstandes verlangten die Fertigung von vier neuen Vordrallplatten und drei neuen Rotoren, während zwei Vordrallplatten aus den Doktorarbeiten am ITS von Geis

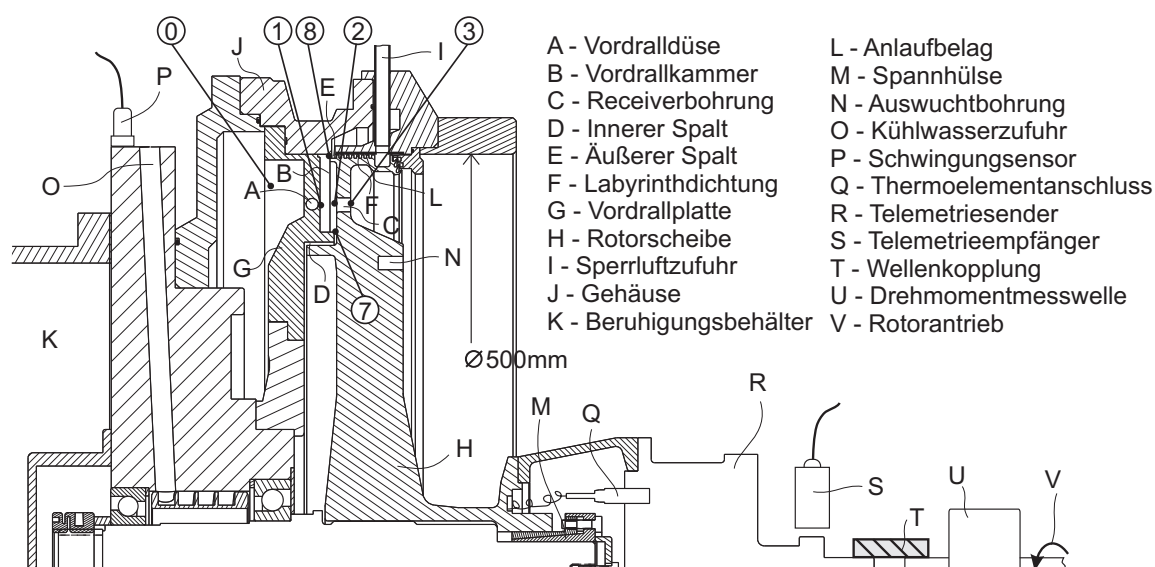


Abb. 4.2: Axialschnitt des Vordralldüsenprüfstands

(2002) und Dittmann (2006) wiederverwendet werden konnten. Die Anwendung neuer Druck- und Temperaturmessstellen, sowie die Anforderung eines optischen Zugangs für die Geschwindigkeitsmessungen führten zu weiteren konstruktiven Änderungen und zur Fertigung neuer Komponenten, die in Abschnitt 4.5 ersichtlich werden. Besonders kritisch war die Herstellung der neuen Rotoren, die mit einem Durchmesser von 500 mm für eine maximale Umfangsgeschwindigkeit $u_{\max} = 262 \text{ m s}^{-1}$ neu ausgelegt werden mussten. Vor ihrer Fertigung wurde die Spannungsverteilung in jedem Rotor anhand eines dreidimensionalen FEM Modells berechnet. Generell wurden Sicherheitsfaktoren gegenüber der 0,2%-Dehngrenze $R_{p0,2}$ oberhalb 2,6 für die neuen Rotoren dieser Arbeit berechnet (vgl. die vom Autor betreute Studienarbeit von Hofirek (2003)). Dafür wurde wie bei den Dissertationen von Geis und von Dittmann jeder Rotor in einem einzelnen geschmiedeten Ring aus einer in der Luft- und Raumfahrt häufig eingesetzten Titanlegierung (TiAl6V4) gefertigt. Aufgrund ihres guten Verhältnisses von Festigkeit zu Gewicht ist diese Legierung hervorragend geeignet für rotierende Bauteile mit einer großen Fliehkraftbeanspruchung.

Alle anderen in Abb. 4.2 dargestellten Komponenten wurden von den vorherigen Untersuchungen von Geis und Dittmann übernommen. Insbesondere trieb für diese Studie der gleiche stufenlos regelbarer Gleichstrommotor mit einer Leistung von 25,2 kW über einen Flachriemenantrieb die Welle (V) bis zu einer Maximaldrehzahl von 7000 U min^{-1} an. In Kombination mit der Luftversorgung vom Prüfstand (siehe Abschnitt 4.3) konnte dadurch die in Tab. 4.1 gegebene nötige Variation der Drallzahl K_1 erzielt werden. Ein weiteres konstruktives Merkmal der Anlage ist der Zwischenraum zwischen den Lagern, welcher während der in dieser Arbeit durchgeführten Wärmeübergangsmessungen die Schrägkugellager mit Wasser kühlte, um eine am Außenring gemessene Lagertemperatur unterhalb 70 C° zu gewährleisten. Für weitere Details der gemeinsamen Komponenten des Versuchsträgers mit den vorherigen Untersuchungen am ITS sei auf die Dissertation von Geis (2002) und Dittmann (2006) verwiesen.

4.3 Luftversorgung

Zwei unterschiedliche Luftversorgungsanordnungen mussten für die Charakterisierung der Strömung einerseits bei nahezu adiabaten Bedingungen und andererseits für die Messung des Wärmeübergangs am Rotor verwendet werden. Hierzu wurde der Vordralldüsenprüfstand an die Versuchsluftversorgung des ITS angeschlossen, wie es in Abb. 4.3 illustriert wurde. Für die sogenannte Standardkonfiguration (Abb. 4.3(a) und (c)) konnte der gleiche experimentelle Aufbau wie in der Dissertation von Geis (2002) und Dittmann (2006) übernommen werden. Dagegen mussten zusätzliche Luftanschlüsse und konstruktive Änderungen in der sogenannten Wärmeübergangskonfiguration (Abb. 4.3(b) und (d)) vorgesehen werden. Zur Verständlichkeit der gesamten Studie müssen im Folgenden beide Konfigurationen noch beschrieben werden.

Die Standardkonfiguration wurde für Durchfluss-, Temperatur- und Geschwindigkeitsmessungen bei nahezu adiabaten Wänden ausgelegt. Zu diesem Zweck musste das Druckverhältnis Π im Bereich von Tab. 4.1 beim Regeln des Versorgungsdrucks p_{t0} variiert werden. Gleichzeitig musste die Versorgungstemperatur T_{t0} bei Umgebungstemperatur eingestellt werden, um nahe-

zu adiabate Bedingungen zu erreichen. Demzufolge wurden zwei parallel geschaltete Schraubenkompressoren (Position A) eingesetzt, die mehr als 400 gs^{-1} Luft bei etwa 3 bar bereitstellen konnten. Durch einen Wärmetauscher (Position B) wurde die Versorgungsluft auf etwa die Labortemperatur (zirka 20°C) gekühlt. Mit Hilfe eines pneumatischen Stellventils (Position C) konnte der Druck in der Rohrleitung stromabwärts der Verdichter (Position D) unabhängig vom Luftverbrauch des Prüfstands konstant gehalten werden, indem ein Teil der Luft über einen Bypass direkt in einen Abluftkamin geleitet wurde. Die Regelung dieses Drucks erfolgte automatisch mittels eines PID Reglers, welcher das Stellventil C steuerte. Der durch die Vordralldüsen fließende Massenstrom \dot{m}_1 wurde anhand eines zweiten pneumatisch gesteuerten Ventils (Position E) eingestellt, während das geschlossene Handventil H den Anteil des radialen inneren Massenstroms \dot{m}_7/\dot{m}_1 gleich Null hielt. Die Regelung des Drucks im Hauptluftstrang war genau genug, um einen konstanten Druck p_{t0} stromaufwärts der Vordralldüsen zu gewährleisten. Abb. 4.3(c) verdeutlicht, wie die Hauptströmung der Vordralldüsen ins Innere des Versuchsträgers geleitet wurde. Beim Schließen des Handventils K (siehe Abb. 4.3(a)) wurde der radiale Massenstrom \dot{m}_8/\dot{m}_1 auch gleich Null gehalten, damit der Hauptteil der Kühlluft durch die Receiverbohrungen in die Umgebung gelangt. Durch den etwa 0,2 mm großen radialen Spalt am äußeren Radius des Rotors würde in den getesteten Konfigurationen ein um etwa 10% der

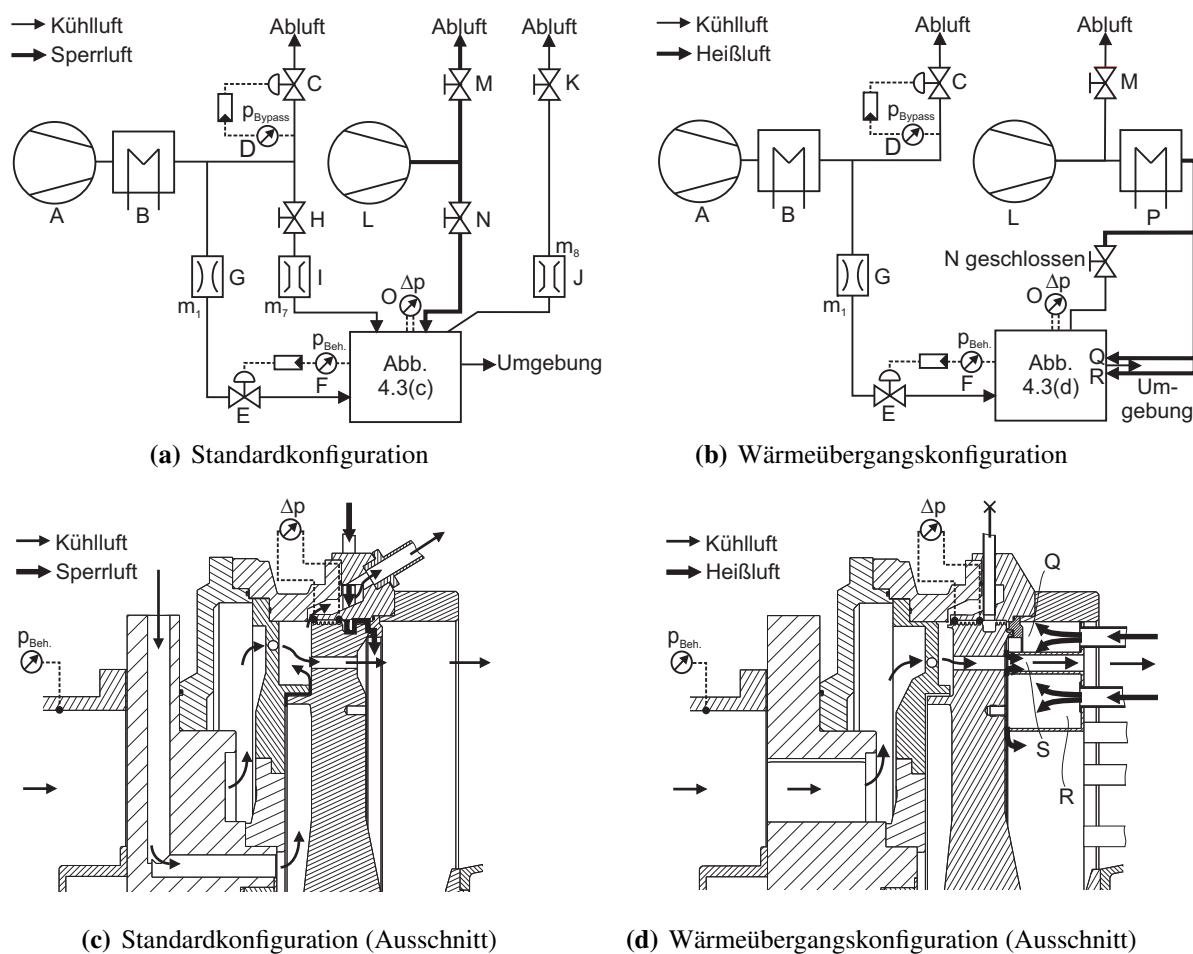


Abb. 4.3: Schemata der verwendeten Luftführungskombinationen der Versuchsanlage

Strömung der Receiverbohrungen entsprechender Massenstrom ohne die folgenden Massnahmen strömen. Um diese Leckage gegen einen vernachlässigbaren Wert zu reduzieren, wurde am äußeren Umfang des Rotors eine mehrspitzige Durchblicklabyrinthdichtung angebracht. Zusätzlich wurde dort Sperrluft über sechzehn am Umfang gleichmäßig verteilte Bohrungen im Gehäuse eingeblasen. Die Sperrluft wurde durch einen dritten Verdichter (Position L) versorgt. Der Sperrluft-Massenstrom wurde über die Handventile N und M so angepasst, dass die in dem ersten Labyrinthdichtungssegment gemessene Wanddruckdifferenz (O in Abb. 4.3(a)) mit der Leckage null wurde. Die Sperrluft verlässt den Prüfstand durch den zweiten Labyrinthdichtungsabschnitt.

Wie im Anhang A.5.2 verdeutlicht, wurden maximale wandnormale Wärmeströme auf der Oberfläche des Rotors in der Vordrallkammer angestrebt, um eine hohe Messgenauigkeit der Wärmeübergangszahlen zu erreichen. Das Lösungskonzept, bei dem die hintere Seite der Rotorscheibe durch Luft geheizt wird, ergab sich als die beste Wahl für diese Untersuchungen. Mit einer minimalen erreichbaren relativen Kühllufttemperatur $T_{\text{rel}2}$ von etwa 0°C und einer Temperatur der Heißluft von 120°C konnte nämlich eine mittlere axiale Temperaturdifferenz von zirka 40°C über der 38 mm dicken Titanaluminium-Rotorscheibe erreicht werden. Dadurch konnten mit einem reduzierten konstruktiven Aufwand ausreichend wandnormale Wärmeströme generiert werden.

In der Wärmeübergangskonfiguration wurde die Heizung der Rotorscheibe durch zusätzliche Luftanschlüsse mit der Versuchsluftversorgung des ITS realisiert, wie in Abb. 4.3(b) beschrieben. Verdichter L mit einem maximalen Massenstrom von 180 gs^{-1} bei einem Druckverhältnis von zirka 2,8 dient zur Versorgung der Heißluft, die mittels einer elektrischen Heizung auf 120°C erhitzt wird, bevor sie auf die Rückseite der Rotorscheibe in zwei Ringkammern oberhalb (Q) und unterhalb (R) des Bohrungsaustritts geblasen wird. Danach verlässt die Heißluft den Prüfstand über axiale Spalten zwischen den Ringkammern Q und R und der Rotorrückseite, um in die Umgebung abgeführt zu werden. Die Kühlluft von zirka 20°C , die wie zuvor durch den gleichen Strang zur Verfügung gestellt wird, erlaubt nicht nur die Vordrallkammer und Vorderseite des Rotors zu kühlen, sondern hält den Kernbereich des Versuchsträgers mit Unterstützung der Wasserkühlung (siehe Kapitel 4.2) unterhalb von 50°C . Wie in der Standardkonfiguration blieben Ventile H und K (siehe Abb. 4.3(a)) bei den Wärmeübergangsmessungen geschlossen. Des weiteren wurde beim Schließen des Handventils N keine Sperrluft in die Labyrinthdichtung eingesetzt, um minimale radiale Wärmeströme und somit eine möglichst homogene Wärmestromverteilung in der Rotorscheibe zu induzieren. Der Verzicht auf heiße Sperrluft löst eine kleine Leckage der kälteren Vordrallluft durch die Labyrinthdichtung zugunsten der nichtmetallischen Komponenten des Gehäuses aus. Dadurch bleiben ihre Temperaturen unterhalb 120°C . Diese Leckage wurde mit maximal 5% des Massenstroms durch die Receiverbohrungen abgeschätzt. Durch die Wärmeleitung im Rotor und Heißluft stromabwärts der Rotorscheibe stieg die Temperatur des Telemetriesenders (Position R in Abb. 4.2) kontinuierlich an, so dass der Sender durch radiale Aufprallung gekühlter Luftstrahlen des Hausdrucknetzes zusätzlich gekühlt wurde. Mehr Details zum Messaufbau für die Wärmeübergangsmessungen können in der vom Autor betreuten Studienarbeit von Murad (2006) und einer früheren Veröffentlichung nachgelesen werden (siehe Bricaud et al. (2005b)).

4.4 Auswahl der Messgrößen

In Abb. 4.4 wurden die Messgrößen schematisch dargestellt, die für die Auswertung der Effizienz der untersuchten Vordralldüsensysteme benötigt wurden. Als Erstes mußten die Parameter gemessen werden, die die Ermittlung der Kontrollparameter Π und K_1 ermöglichen. Dies erfordert die Messung des Massenstroms \dot{m}_1 , der Drehzahl n , des Totaldrucks p_{t0} und Totaltemperatur T_{t0} im Plenum 0 sowie des statischen Drucks p_1 am Austritt der Vordralldüsen. In dieser Arbeit wird das Druckverhältnis Π aus den einzelnen Druckmessstellen p_{ij} wie folgt berechnet:

$$\Pi = p_{t0}/p_1 \quad \text{mit} \quad p_{t0} = (p_{01} + p_{02})/2 \quad \text{und} \quad p_1 = (p_{11} + p_{12})/2 \quad (4.1)$$

wobei die genaue Position der Messstellen p_{ij} in Abschnitt 4.5.1 definiert sind.

Zur Bestimmung der Drallzahl $K_1 = c_{t1}/u_1$ wird, nach Gl. (3.31) und (3.32), die Größe c_{t1} aus dem Massenstrom \dot{m}_1 , dem Druck p_1 und der Totaltemperatur T_{t0} hergeleitet. Hierzu dienen die Temperaturmessstellen T_{01} und T_{02} zur Ermittlung von T_{t0} :

$$T_{t0} = (T_{01} + T_{02})/2 \quad (4.2)$$

Mit Hilfe der zusätzlichen Messung der Lufttemperatur in den Receiverbohrungen können das Durchflussverhalten, die Änderung des Totaldrucks $p_{\text{trel}3}/p_{t0}$ und der Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}/T_{t0}$ über das gesamte Vordralldüsensystem bestimmt werden, wie später in Kapitel 6 gezeigt. Aus diesem Grund ist eine genaue Messung von $T_{\text{trel}3}$ eine entscheidende Voraussetzung für diese Arbeit. $T_{\text{trel}3}$ wurde aus den Messwerten T_{3i} wie folgt berechnet:

$$T_{\text{trel}3} = \max(T_{31}, T_{32}) \quad (4.3)$$

Die Kenntnis der Messgrößen, die in Gl. (4.1) bis (4.3) benutzt sind, reicht aber nicht, um die Ursache der Strömungsverluste besser zu verstehen. Deshalb wurden neben zusätzlichen Druck-

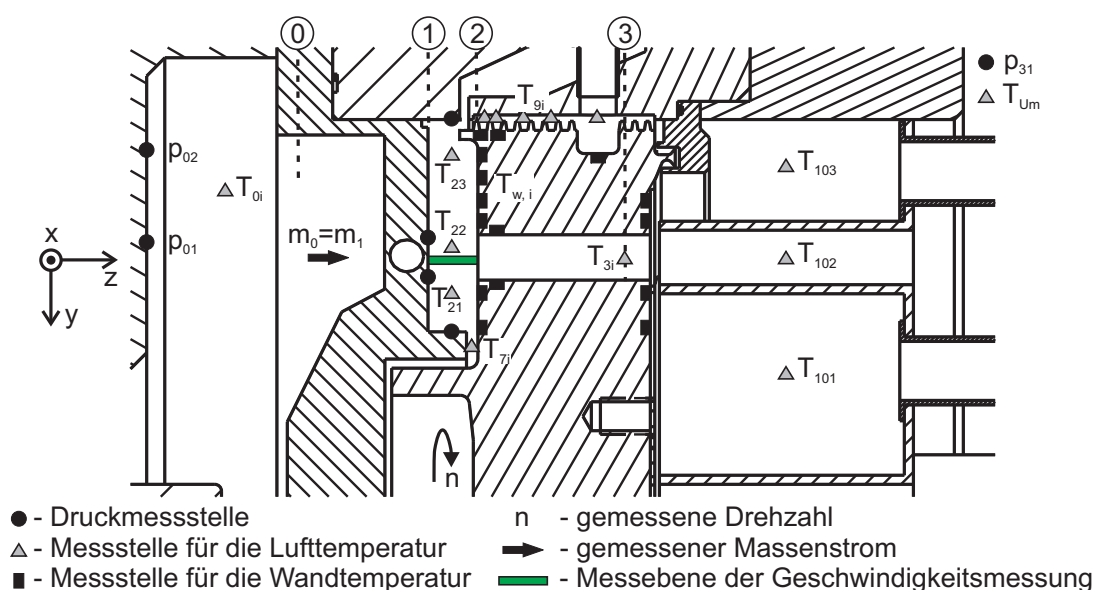


Abb. 4.4: Übersicht der benötigten Messgrößen

messungen in der Vordrallkammer Geschwindigkeitsmessungen stromaufwärts der Receiverbohrungen geplant. Die Wahl der Druckmessstellen wird in Abschnitt 4.5.1 noch detailliert diskutiert. Als Messbereich für die Strömungsgeschwindigkeit wurde die zur Richtung y normale Ebene ausgewählt, die sich am Austritt der Vordralldüsen und am Eintritt der Receiverbohrungen befindet, wie in Abb. 4.4 dargestellt. In Konfiguration $G-r_1 > r_2$ mit radial versetzten Düsen wurden zwei Messebenen benötigt, um das Geschwindigkeitsfeld stromabwärts der Düsen und stromaufwärts der Receiverbohrungen zu erfassen. Bei der Geschwindigkeitsmessung wurde insbesondere eine genaue Bestimmung der tangentialen Komponente v_ϕ angestrebt.

Für die Wärmeübergangsmessung auf die rotierende Fläche der Vordrallkammer mussten Daten über die Strömungstemperatur T_{aw} sowie über die Wandtemperatur T_w und den wandnormalen Wärmestrom q_w der gemessenen Fläche gewonnen werden. Dadurch können die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessung mit Hilfe der Nußelt-Zahl Nu auf thermische Randbedingungen von Gasturbinen übertragen werden. Zur Messung der Referenztemperatur T_{aw} für die Wärmeübergangszahl h wurden drei Totaltemperatursonden T_{2i} in der Vordrallkammer eingebaut. Die Messung des Wärmestroms q_w in einer schnell rotierenden Scheibe stellt nicht nur Herausforderungen für den Versuchsträger (vgl. Abschnitt 4.3) sondern auch für die Messtechnik dar, die besonders robust sein musste. Aus diesem Grund entschiedet wurde ein erprobtes Messverfahren herausgezogen, welches am ITS bei stationären Komponenten bereits erfolgreich verwendet wurde. Wie im Laufe von Kapitel 4 später dargestellt, konnte dieses Verfahren nicht ohne Anpassungen eingesetzt werden. Das Messverfahren, welches in Abschnitt 4.8 beschrieben wird, erforderte neben der Temperaturverteilung auf der Vorderseite des Rotors zusätzliche Messwerte für die Rotortemperatur in der Labyrinthdichtung und auf der Rückseite der Rotorscheibe. Um die Genauigkeit der Messergebnisse zu erhöhen, wurden dort auch Lufttemperaturmessungen benötigt (siehe T_{7i} , T_{9i} und T_{10i} in Abb. 4.4). Die für die Wärmeübergangsmessungen benötigten Temperaturmessstellen des Rotors werden im Laufe dieser Arbeit mit der Kennzeichnung $T_{w,i}$ identifiziert.

Eine zweite Aufgabe der Totaltemperatursonden T_{2i} war die Messung von möglichen durch Reibungsaufheizung verursachten Temperaturänderungen bei nahezu adiabaten Bedingungen in der Vordrallkammer.

4.5 Bereitstellung der Instrumentierung

Zur Bestimmung der Gesamteffizienz der ausgewählten Vordralldüsenysteme musste die Instrumentierung im Vergleich zu den am ITS durchgeführten vorgängigen Studien fast komplett neu ausgelegt werden. Zuerst führte der Einsatz neuer Vordrallplatten zur Fertigung neuer Druckmessstellen, die in Abschnitt 4.5.1 zusammengestellt wurden. In einer vorherigen Untersuchung am ITS zeigten Geis et al. bereits, dass ein PIV-Messaufbau potenzielle Vorteile für die Erfassung der Geschwindigkeit in der Vordrallkammer hat (Geis et al. (2002), Geis (2002)). Um dieses Potenzial weiter zu erproben, wurde entschieden, die gleiche Messtechnik für die Geschwindigkeitsmessung zu benutzen. Aufgrund der Wahl der Messebene mussten gegenüber dem Aufbau von Geis et al. konstruktive Änderungen und Anpassungen des PIV-Systems durch-

geführt werden, die in Abschnitt 4.5.2 beschrieben sind. Im Vergleich zu den vorausgegangenen Untersuchungen von Geis et al. und Dittmann et al. stellten außerdem die Wärmeübergangsmessungen zusätzliche Anforderungen für die Temperaturmesstechnik dar. Neben der Instrumentierung eines Rotors für Wandtemperaturmessungen mussten neue Lufttemperatursonden entwickelt werden, die von einem möglichen Wärmeaustausch mit dem Versuchsträger unbeeinflusst bleiben sollten. Die gewonnenen Erfahrungen mit den neuen Sonden konnten auf die Temperaturmessungen bei nahezu adiabaten Bedingungen übertragen werden. Die Gestaltung der Instrumentierung und Vorgehensweise zu genauen Temperaturmessungen werden deshalb in Abschnitt 4.5.3 und 4.5.4 vorgestellt.

4.5.1 Druckmessstellen

Die Wahl der Druckmessstelle muss nicht nur zur Verdeutlichung der Instrumentierung diskutiert werden, sondern auch weil die in Vordralldüsen systemen auftretenden Druckgradienten die Berechnung der Kennzahl Π beeinflussen.

Zur Messung des Totaldrucks p_{t0} stromauf der Vordralldüsen wurden zwei Wandbohrungen p_{01} und p_{02} bei einem Abstand größer als 6 mal dem Düsendurchmesser d_1 (siehe Abb. 4.5 und Tab. 4.3) eingebracht. CFD-Berechnungen zeigen, dass bei einem axialen Abstand, welcher bereits größer als $2d_1$ ist, die Machzahl in diesem Plenum weit unterhalb 0,05 liegt, was zu Unterschieden zwischen statischem Druck und Totaldruck kleiner als 0,1% führt. Außerdem blieben die Messwerte von p_{01} und p_{02} mit gemessenen Druckdifferenzen zwischen beiden Messstellen, die nie höher als 0,04% sind, unabhängig von der relativen Umfangsposition der Düsen. Aus diesen Gründen wurde der Totaldruck p_{t0} ohne Korrektur aus p_{01} und p_{02} wie in Gl. (4.1) abgeleitet.

In Gl. (4.1) wurde Π als Druckverhältnis definiert, welches die Strömungsgeschwindigkeit am Austritt der Vordralldüsen bestimmt. Zur Erhöhung der Genauigkeit wurden in der jeweiligen Vordrallkammer neben der Druckmittelung zwei Wandbohrungen p_{11} und p_{12} direkt am Austritt einer Düse platziert (siehe Abb. 4.5 und Tab. 4.3). Auf eine Druckmessung direkt am Austritt der Receiverbohrungen wurde verzichtet. Stattdessen wurde der Umgebungsdruck (p_{31}) aufgenommen.

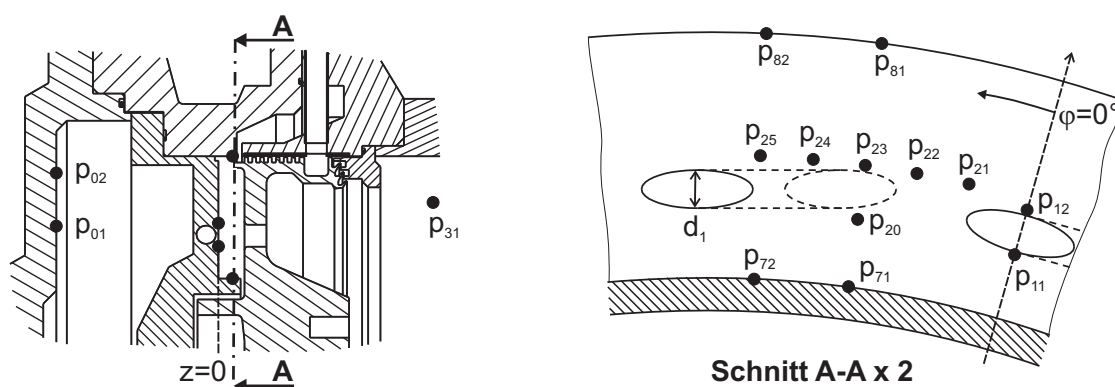


Abb. 4.5: Druckmessstellen des Vordralldüsenprüfstandes

Messstelle	Radiale Position	Winkelposition	Axiale Position
p01	$-2,3 d_1 \leq r - r_1 \leq 0,6 d_1$	beliebig	$z \leq -6,5 d_1$
p02	$0,6 d_1 \leq r - r_1 \leq 3,4 d_1$	beliebig	$z \leq -6,5 d_1$
p11	$r - r_1 \approx -0,64 d_1$	$\varphi = 0^\circ$	$z = 0$
p12	$r - r_1 \approx 0,64 d_1$	$\varphi = 0^\circ$	$z = 0$
p71	$r = r_{\min}$	$\varphi = 7,82^\circ$	$z = s/2$
p72	$r = r_{\min}$	$\varphi = 12,73^\circ$	$z = s/2$
p81	$r = r_{\max}$	$\varphi = 7,82^\circ$	$z = s/2$
p82	$r = r_{\max}$	$\varphi = 12,73^\circ$	$z = s/2$

Tab. 4.3: Koordinaten der relevanten Druckmessstellen der Abb. 4.5

Im Vergleich zu den erwähnten Messstellen spielen die restlichen Druckmessstellen von Abb. 4.5 eine sekundäre Rolle für die Auswertung der Effizienz, da mit ihnen nur lokale Druckgradienten gemessen werden, die stark von der Vordrallkammergestaltung abhängen. Sie wurden aber zur Validierung der numerischen Strömungsberechnung und zur Charakterisierung der Strömung in den untersuchten Ringkavitäten benötigt. Während eine Reihe von 5 bis 6 Wandbohrungen (p₂₁ bis p₂₅ in Abb. 4.5) die Erfassung des durch die Düsen induzierten Umfangsdruckgradientes bei der radialen Position der Receiverbohrungen ermöglichen, konnte die radiale Druckerhöhung in der Vordrallkammer mit Hilfe der Messstellen p₇₁, p₇₂, p₈₁ und p₈₂ aufgenommen werden.

4.5.2 Anpassung des PIV-Systems für die Geschwindigkeitsmessungen

Wie in den Untersuchungen von Vorgängerarbeiten (Geis et al. (2002), Geis (2002)) soll auch hier ein *Particle Image Velocimetry-System* (PIV-System) für die Zeitaufnahmen des Geschwindigkeitsfeldes in der Vordrallkammer für ausgewählte Winkelposition der Receiverbohrungen benutzt werden. Im Vergleich zum vorherigen PIV-Aufbau des ITS ist der neue Messaufbau - wie noch erläutert wird - durch weniger Bildverzerrungen und durch einen größeren Messzugang in der Vordrallkammer charakterisiert. Des weiteren bietet er die Möglichkeit, die drei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung zu messen. Damit würde er sich auch gut für die Messerfassungen von Strömungen in anderen gasturbinetypischen Rotor-Stator-Systemen eignen.

An dieser Stelle soll weder eine Einführung in die PIV-Messtechnik, noch eine ausführliche Beschreibung einzelner Parameter des eingesetzten Stereo-PIV-Aufbaus gegeben werden. Hier sei unter anderem auf Raffel et al. (1998) verwiesen, während ergänzende Details der Messeinrichtung in vorherigen Veröffentlichungen des Autors zu finden sind (Bricaud et al. (2005d) und Bricaud et al. (2006)). Stattdessen wird in diesem Abschnitt versucht, die Hauptmerkmale des Systems und die Gründe, die zu diesem Messaufbau geführt haben, klarzustellen.

Neben den bereits von Geis et al. am ITS gesammelten Erfahrungen, auf die hier zurückgriffen werden konnte, bestimmten die folgenden Überlegungen die Wahl des PIV-Verfahrens für

die Geschwindigkeitsmessungen dieser Arbeit. Angesichts des kleinen axialen Rotor-Stator-Abstands ($s \approx 10$ mm) musste auf lokale pneumatische Geschwindigkeitsmessungen und Hitzdrahtanemometrie verzichtet werden, um Störeffekte der Instrumentierung auf das Strömungsfeld zu vermeiden. Infolgedessen stellten sich berührungslose Methoden als sicherster Weg für genaue Geschwindigkeitsmessungen in engen Vordrallkammern dar. Aufgrund der dreidimensionalen Strömung mit ihren starken Geschwindigkeitsgradienten wäre die räumliche Auflösung des Strömungsfeldes mittels der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) sehr zeitaufwendig gewesen (vgl. Geis et al. (2001)). Weil außerdem keine Turbulenzgröße gesucht wurde, sondern insbesondere die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten für die Auswertung des Vordralldüsensystems erforderlich waren, wurde schließlich das PIV-Verfahren für diese Aufgabe gewählt.

Trotz erfolgreicher und anspruchsvoller PIV-Analysen in einer Vordrallkammer wurde die Arbeit von Geis et al. durch den Einsatz eines Endoskops erschwert, da diese Komponente zu einem begrenzten optischen Zugang und zu bedeutenden Bildverzerrungen führte. Um diese

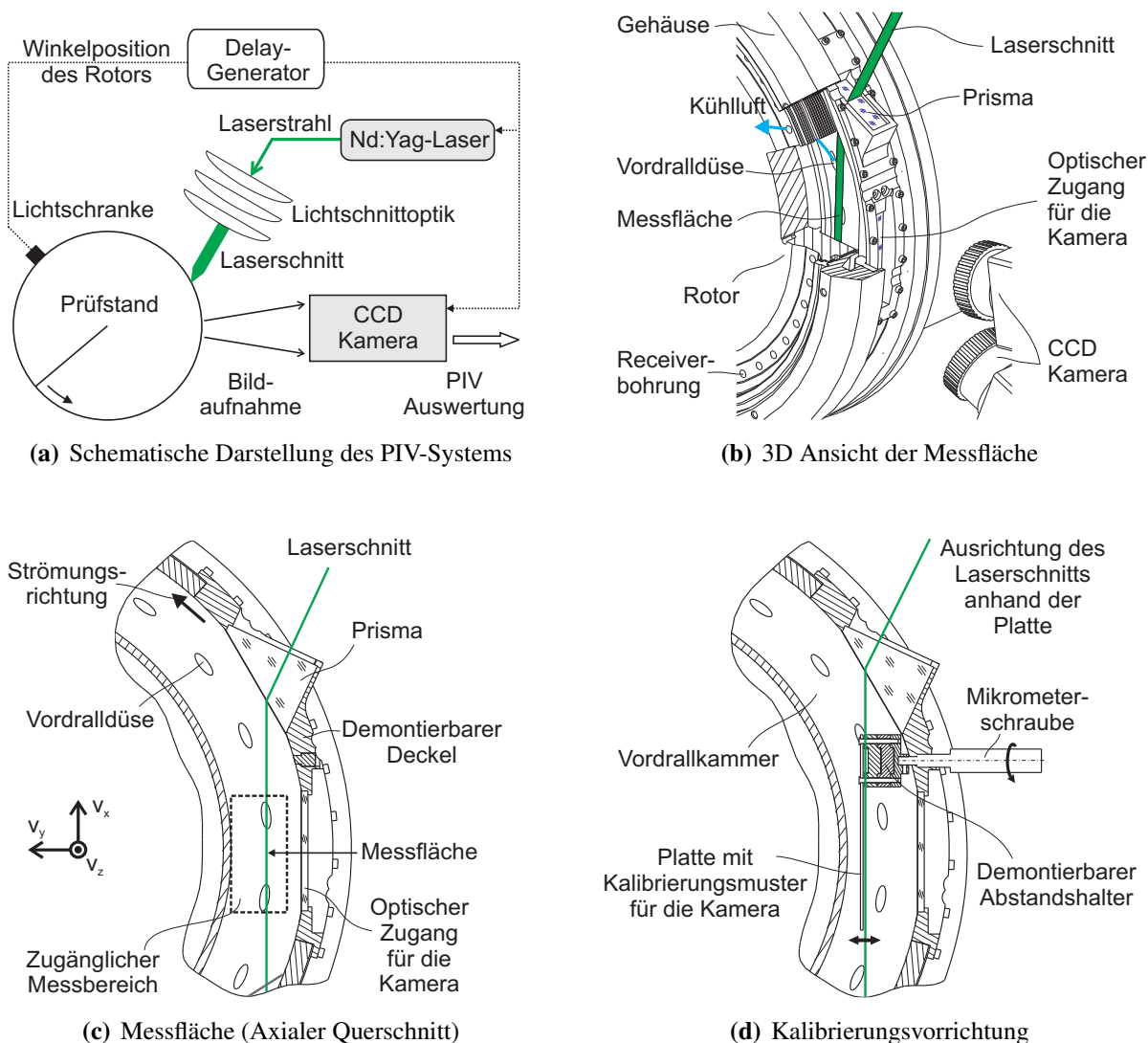


Abb. 4.6: Details des verwendeten Stereo-PIV-Aufbaus

Nachteile zu umgehen, wurde ein neues Gehäuse mit zwei optischen Zugängen konstruiert, wie in Abb. 4.6 illustriert.

Ein im Gehäuse integriertes Prisma übernimmt die Führung des Laserschnitts in die Vordrallkammer. Damit bildet der Laserschnitt eine zum Radius normale Messfläche. Durch das Prisma und die geometrischen Eigenschaften des Aufbaus wird die in die Vordrallkavität transmittierte Laserintensität erhöht und das an den Wänden reflektierte Licht minimiert. Das Ausrichten des Laserschnitts senkrecht zur minimalen Geschwindigkeitskomponente ($\approx v_r$) ermöglicht das weitere beim Reduzieren der so genannten *Out Of Plane* Fehler eine optimierte Erfassung der für das Vordralldüsenystem relevantesten Geschwindigkeitskomponente ($\approx v_\varphi$). Dennoch erlaubt der Einsatz von zwei Kameras die Ermittlung der zur Messfläche senkrechten Komponente. Das Einbringen beider optischen Zugänge in einem demontierbaren Deckel bietet mehrere Vorteile. Zum einen wird dadurch das Reinigen der Fensterscheiben erleichtert, die aufgrund der radial auszentrifugierten Tracerpartikel verschmutzen. Zum anderen kann eine Kalibrierungseinrichtung ohne Demontage des Rotors im Deckel eingebaut werden (siehe Abb. 4.6(d)). Dadurch wird die tangentielle und radiale Ausrichtung des Laserstrahls geprüft und die räumliche Auflösung der digitalisierten Bilder kann über den ganzen in Abb. 4.6(c) gezeigten Messbereich kalibriert werden. Angesichts der durch eine gekrümmte Glasscheibe induzierten Bildverzerrung wurde ein flaches Fenster als optischer Zugang für die Kameras bevorzugt. Diese geringfügigen geometrischen Änderungen bezüglich der ursprünglichen Konturen hat einen Einfluss auf die Strömung im Messbereich. Aufgrund des großen Radius des Gehäuses konnte er jedoch als vernachlässigbar betrachtet werden. Durch das Plazieren des Prismas stromab der Messstelle wird außerdem der Störeffekt einer weiteren abgeflachten Gehäuse-Fläche in der Messebene minimiert.

Wie in Abb. 4.6(a) schematisch dargestellt, werden die Kameras und die Lichtpulse mit der Rotorposition dank einer Lichtschranke und eines Delay-Generators synchronisiert, um das Messsystem für die gewählten Winkelpositionen der Receiverbohrungen zu triggern. Der einstellbare Zeitverzug für den Delay-Generator ermöglicht es, die Winkelposition der Receiverbohrungen für beliebige Drehzahlen einzustellen. Die korrekte Einstellung des Zeitverzugs wurde vor den PIV-Messungen mit Hilfe von Bildaufnahmen einer markierten Receiverbohrung kontrolliert. Die Lichtpulse wurden mittels einer Kombination von Spiegeln und Linsen in die Messtrecke geleitet, nachdem sie über die Lichtschnittoptik in einen dünnen Laserschnitt mit einer mittleren Dicke von 2 mm und mit einer etwa gleichen Breite wie dem Rotor-Stator-Abstand s umgeformt wurden. Nach Abb. 4.6(a) dient ein Spectron Dual SL400 Double Cavity Nd:YAG Laser als gepulste Lichtquelle mit einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm und mit einem einstellbaren Pulsabstand. Das Zeitintervall zwischen zwei Lichtpulsen eines Pulspaares wurde von $2 \mu\text{s}$ bis $1 \mu\text{s}$ in Abhängigkeit von der maximalen Strömungsgeschwindigkeit c_{1is} am Austritt der Vordralldüsen eingestellt, um die nötige Geschwindigkeitsauflösung in der Vordrallkammer zu erreichen (mehr Details dazu in Abschnitt 4.7).

Die PIV-Bilder wurden durch die dafür vorgesehene Glasscheibe anhand von zwei auf einer Drei-Achsen-Traverse befestigten *Double-Shutter CCD-Camera* (SensiCam, 12 bit, 1280×1024 Pixels) mit einem 100 mm Objektiv aufgenommen. Mit einem Winkel von ca. 34° zwischen beiden Kameras gestattet der Stereo-PIV-Aufbau die Aufnahme von zwei Doppelbildern, die nach

Auswertung die drei momentanen Geschwindigkeitskomponenten v_x , v_y und v_z in einer zum Radius senkrechten Messfläche von maximal $20 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$ liefern. Da die Kameras ein Volumen der gleiche Dicke wie die des Lichtschnitts ($\approx 2 \text{ mm}$) erfassen, ist hier der Ausdruck *Messvolumen* korrekter als Messfläche. Exemplarische mit diesem PIV-Aufbau gewonnene Geschwindigkeitsverteilungen können in Abb. 5.13 und Abb. 5.14 dieser Arbeit sowie in vorhergehenden Veröffentlichungen gefunden werden (Bricaud et al. (2005d) und Bricaud et al. (2006)).

Eine erste PIV-Messreihe wurde mittels Feststoff-Tracerpartikeln (Dolomie DRB5 der Firma Palas) mit einem mittleren Durchmesser d_p von $1 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ und mit einer Dichte ρ_p von $2,9 \text{ kg/dm}^3$ durchgeführt, welche ins Plenum (Position 0 in Abb. 4.2) stromaufwärts der Düsen eingeführt wurden. Aufgrund einer Stokes-Zahl ($St_k = \rho_p d_p^2 c_1 \sin\alpha / (18\mu s) < 0,2$) kleiner als eins wird von diesen Teilchen ein gutes Folgeverhalten erwartet (siehe auch Melling (1997)). Da aber diese Partikel zu Verstopfung der Vordralldüsen neigen, wurden die späteren Untersuchungen mit Hilfe flüssiger Tracerpartikel (DES der Firma Palas) fortgesetzt, deren Durchmesser d_p unter $1 \mu\text{m}$ bleiben und deren Dichte ρ_p $0,9 \text{ kg/dm}^3$ beträgt. Aufgrund ihrer geringeren Dichte und ihrer kleineren Durchmessern zeigten die Flüssigpartikeln eine niedrigere Streuintensität. Als Konsequenz wiesen die Bilder mit Flüssigpartikel weniger Helligkeit und Kontrast auf. Dies beeinflusste später die PIV-Auswertung, worauf in Abschnitt 4.7 eingegangen wird.

4.5.3 Spezifische Maßnahmen zur Messung der Lufttemperaturen

Für einen erfolgreichen Vergleich der Effizienz der untersuchten Konfigurationen ist eine hohe Messgenauigkeit der Temperaturdifferenz $T_{\text{rel}3} - T_{\text{rel}0}$ entscheidend. Mit einem erwarteten mittleren Messwert $T_{\text{rel}3} - T_{\text{rel}0}$ von zirka 13 K entspricht ein Messfehler von 1 K bereits 8% des Messeffekts. Eine vergleichbare Messgenauigkeit der anderen Lufttemperaturen ist auch für die Auswertung der Wärmeübergangsmessungen erforderlich (Abschnitt 4.8). Außerdem stellt die korrekte Bestimmung der Temperatur eines Gases eine oft unterschätzte Aufgabe dar. Hierzu fassen Schoen (1951) und Wuest (1969) die Problematik mit einem Zitat einfach zusammen. *Bei ruhenden oder langsam strömenden Gasen rufen die kleinen Wärmeübergangszahlen zwischen dem Gas und dem Temperaturfühler beachtliche Fehler durch Wärmeableitung im Thermometer hervor... Mit wachsender Geschwindigkeit nimmt zwar der Wärmeübergang zu und somit der obige Fehler ab, aber es treten neue Schwierigkeiten hinzu... Bei Temperaturfühlern, die gegenüber der Strömung ruhen, stellt sich je nach Ausführung entweder die Temperatur des Gases bei adiabatischem Aufstau oder die Eigentemperatur einer längs angeströmten Wand ein.*

Mantelthermoelemente (Durchmesser $0,5 \text{ mm}$) des Typs K und der Klasse 1 nach DIN EN 60584 wurden aufgrund ihrer Belastbarkeit für die Lufttemperaturmessungen ausgewählt. Dennoch mussten Vorbereitungsschritte und spezifische konstruktive Maßnahmen durchgeführt werden, um die erwähnten Messfehler bei den Lufttemperaturen von Abb. 4.4 möglichst kleiner als 1 K zu halten.

4.5.3.1 Allgemeine Vorbereitungsschritte

Die Vorbereitungen der Instrumentierung für die Lufttemperaturmessungen wurden wie folgt durchgeführt: Zuerst wurden die Thermoelemente in den Körper der Temperatursonde eingebaut. Danach wurden sie in ihrem Einbauzustand in einem erwärmbaren Wasserbad mit Hilfe eines Widerstandsthermometers Pt100 gemeinsam kalibriert. Nach der Installation der Temperatursonden wurden die sogenannten Recoveryfaktoren der relevantesten Temperatursonden T_{2i} und T_{3i} im Prüfstand selbst bestimmt. Die Gestaltung der Sonden und die Ergebnisse dieser Validierungsmessungen werden im Folgenden für die Messwerte T_{0i} , T_{2i} , T_{3i} , T_{7i} und T_{9i} gezeigt. Für die Messstellen T_{10i} und T_{Um} wurde die gleiche Lösung wie für die Referenztemperaturen T_{0i} verwendet, die im nächsten Abschnitt 4.5.3.2 ausführlich geschrieben wird. Deshalb werden die Messgrößen T_{10i} und T_{Um} in Abschnitt 4.5.3 nicht behandelt.

4.5.3.2 Die Referenztemperatur stromauf der Düsen

Da die Messwerte T_{0i} meistens als Referenztemperaturen in dieser Arbeit dienen, wurde ihre Messgenauigkeit als erstes betrachtet. Aufgrund der kleinen Strömungsgeschwindigkeiten im Plenum stromauf der Vordralldüsen wurde eine einzige konstruktive Maßnahme berücksichtigt, die die Wärmeleitung entlang der Thermoelemente minimieren sollte. Sie bestand darin, einen relativ zum Thermoelementdurchmesser d_{TE} erheblich langen Abstand l_{TE} zwischen dem Thermoelementmesskopf und der naheliegenden Verbindungsstelle mit dem Gehäuse des Versuchsträgers zu lassen, wie in Abb. 4.7 dargestellt. Mit $l_{TE}/d_{TE} \geq 200$ wurde nach Gl. (4.4) die durch Wärmeleitung induzierte Temperaturdifferenz $T_{TE} - T_{Gas}$ zwischen dem Thermoelementmesskopf und der Strömung kleiner als 0,1 K abgeschätzt. Im Laufe der Messungen zeigten die weiteren T_{01} und T_{02} typische Temperaturunterschiede von 0,2 K bis maximal 0,6 K. Aufgrund dieser Beobachtungen und der bereits erwähnten Kalibrierung von T_{0i} wird in dieser Studie eine Messgenauigkeit von T_{0i} kleiner als 1 K angenommen.

Gl. (4.4) wurde für die Auslegung der Temperatursonden anhand eines analytischen Modells

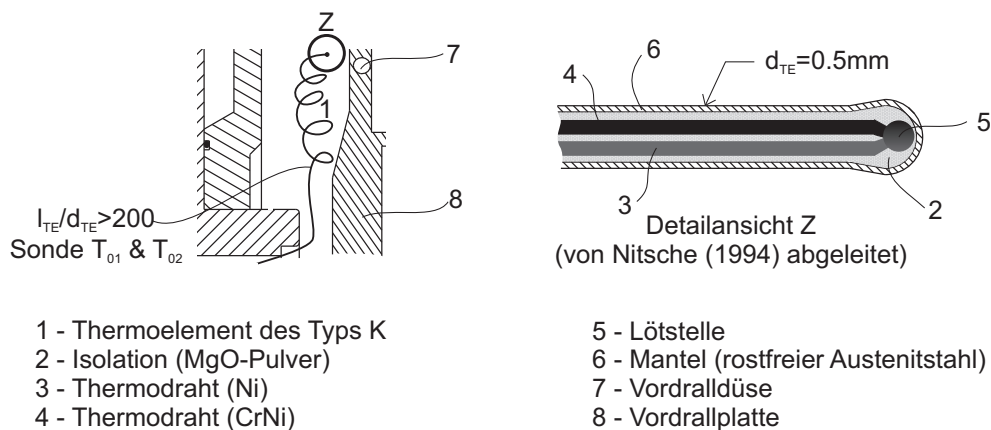


Abb. 4.7: Einbauzustand der Temperatursonde T_{01} & T_{02} stromauf der Vordralldüsen

eines Thermoelements hergeleitet.

$$\frac{T_{TE} - T_{Gas}}{T_w - T_{Gas}} = \exp\left(-2 \frac{l_{TE}}{d_{TE}} \sqrt{Nu} \frac{\lambda}{\lambda_{TE}}\right) \quad \text{mit:} \quad Nu = \frac{h d_{TE}}{\lambda} \quad (4.4)$$

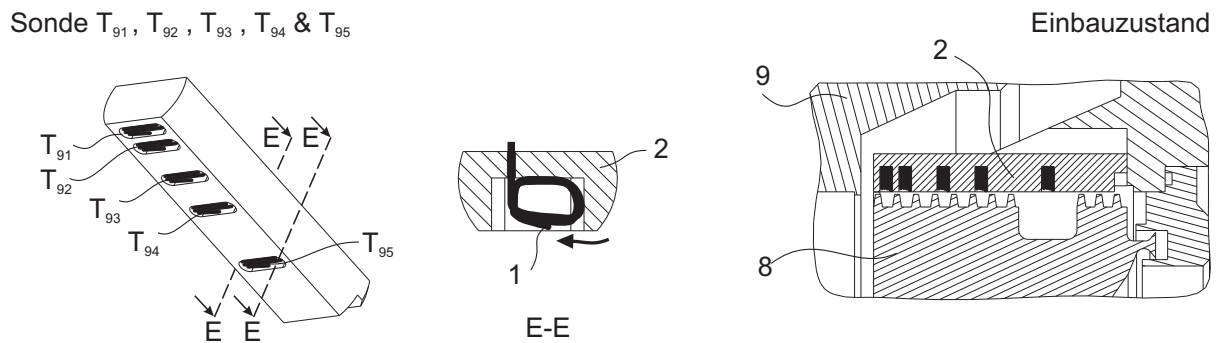
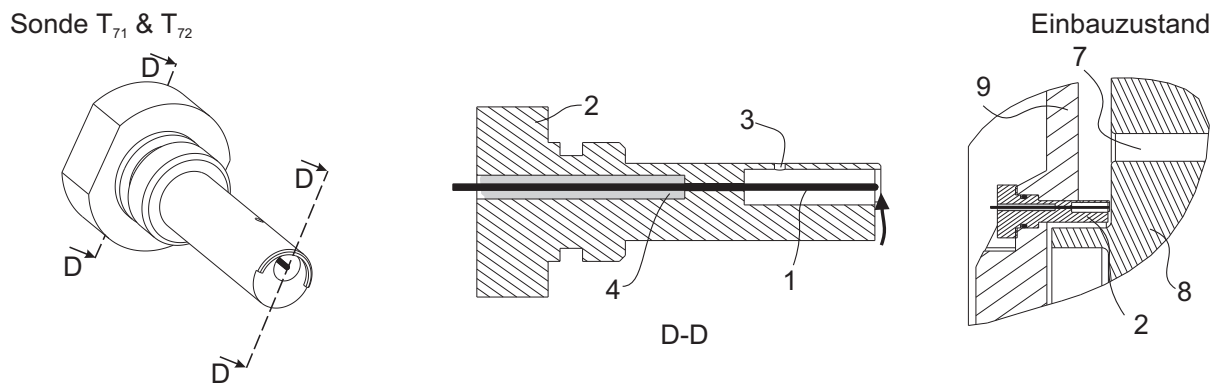
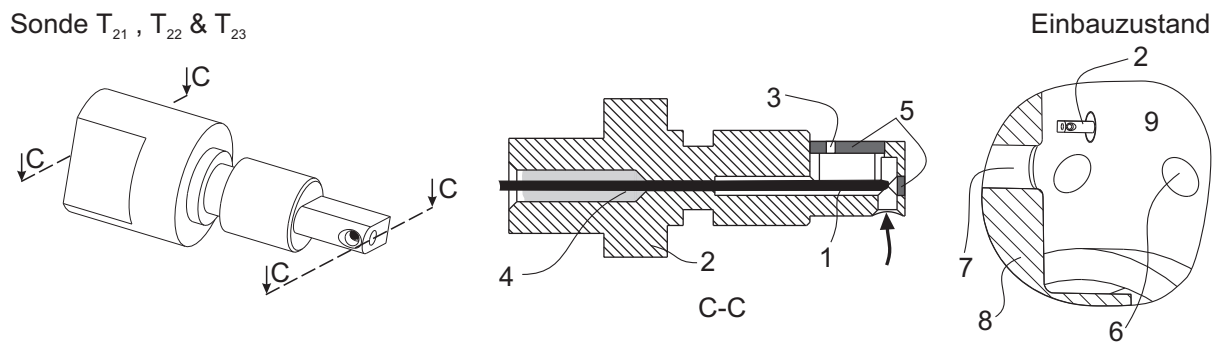
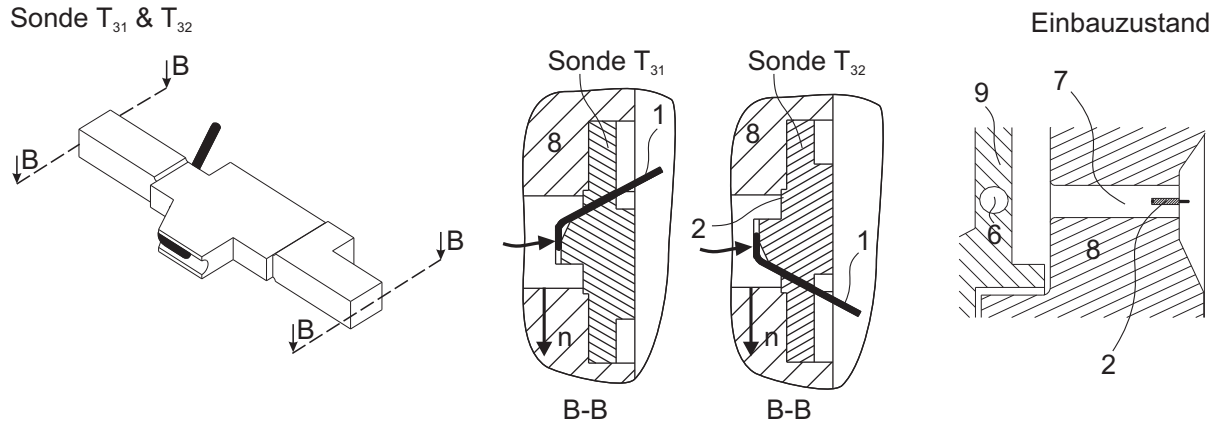
Dabei ist h die entlang des Thermoelements konstant angenommene Wärmeübergangszahl und T_w die Temperatur des Gehäuses an der Stelle, wo das Thermoelement befestigt ist. Für λ_{TE} soll die Wärmeleitfähigkeit des Schutzmantels vom Thermoelement angenommen werden. Wie im Anhang A.3 gezeigt, wurde die Gültigkeit von Gl. (4.4) im Messbereich dieser Studie mit Hilfe eines detaillierten FEM Models eines Thermoelements und mit Messdaten überprüft.

4.5.3.3 Receiverbohrungen

Eine korrekte Bestimmung der Totaltemperatur in den Receiverbohrungen mit Hilfe der Sonden T_{31} und T_{32} stellte mehrere Herausforderungen dar. Mit Strömungsgeschwindigkeiten von 20 ms^{-1} bis 90 ms^{-1} in den Receiverbohrungen des Versuchsträgers beträgt dort die maximale Temperaturdifferenz $v^2/(2c_p)$ vier Kelvin zwischen dem statischen und dem totalen Zustand. Gleichzeitig begünstigen die kleine Abmessungen der Receiverbohrungen (8,4 mm) gegenüber dem Thermoelementsdurchmesser (0,5 mm/8,4 mm < 17) eine Wärmeleitung zwischen dem Thermoelementmesskopf und der Rotorscheibe, die ohne folgende Maßnahmen zu einem Messfehler größer als 1 K führen kann (vgl. Gl. (4.4) und Abb. A.2).

Als erste Maßnahme gegen die Wärmeleitung durch den Rotor wurde, wie in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 illustriert, eine maximale Kontaktfläche zwischen der Strömung und den letzten Millimetern des Thermoelement-Endes der Sonden T_{31} und T_{32} erzielt. Dadurch und dank der Aufstauung des Fluids wird der konvektive Wärmeübergang erhöht und somit der Wärmeleitungseffekt schwächer (vgl. Gl. (4.4)). Beim Einbau des Thermoelements auf eine Komponente aus niedriger Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 0,33 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (TECAPEEK) erhofft man zudem zwei weitere positive Effekte: Erstens wird dadurch der Wärmaustausch zwischen dem Thermoelement und dem Rotor minimal gehalten. Zweitens sollen sich auf der Oberfläche des Sondenkörpers Temperaturen nahe der adiabaten Wandtemperatur einer längs angeströmten Platte einstellen. Damit sind Recoveryfaktoren R auf der Oberfläche des Sondenkörpers von $Pr^{1/2} = 0,84$ bis $Pr^{1/3} = 0,89$ zu erwarten. Daraus kann angenommen werden, dass die Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche des Sondenkörpers und der Totaltemperatur T_{trel3} in den Receiverbohrungen unter 1 K liegt. Unter diesen Bedingungen wurde erwartet, dass T_{31} und T_{32} eine Messgenauigkeit von nahezu 1 K erreichen können.

Um die Messgenauigkeit von T_{31} und T_{32} zu bestimmen, wurden zwei Versuchsreihen ohne Vordrallplatte durchgeführt, deren Ergebnisse in Abb. 4.9(a) und 4.9(b) dargestellt wurden. In der ersten Messreihe wurden die Sonden axial angeströmt, indem die Drehzahl des Rotors bei null gehalten wurde. Nach Abb. 4.9(a) blieben während dieses Versuchs die Temperaturdifferenzen zwischen den Sonden T_{3i} und der Referenztemperatur T_{01} kleiner als 1 K. Da bei dem Auslegungspunkt des Vordralldüsen-systems die Receiverbohrungen ungefähr axial angeströmt werden, kann in Konfigurationen mit Vordrallplatten bei dem Auslegungspunkt die gleiche Messgenauigkeit wie in Abb. 4.9(a) erwartet werden. Mit der zusätzlichen Annahme, dass unabhängig



- 1 - Thermoelement (Ø 0.5, Typ K)
- 2 - Sondenkörper (TECAPEEK)
- 3 - Austrittsöffnung

- 4 - Kleber
- 5 - Decke
- 6 - Vordralldüse

- 7 - Receiverbohrung
- 8 - Rotor
- 9 - Stator

→ Strömungsrichtung

Abb. 4.8: Temperatursonden für Strömungen mit höheren Geschwindigkeiten

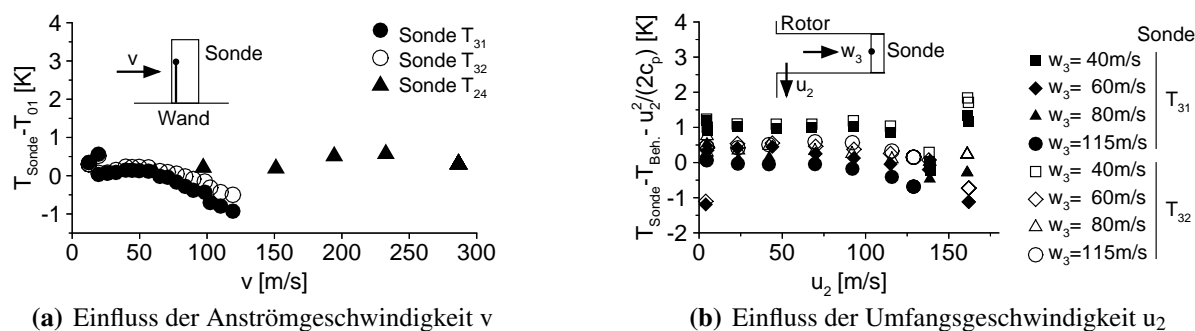


Abb. 4.9: Recoverytemperatur der Sonden T_{3i} und T_{2i}

vom Vordrall die Hauptrichtung der Strömung am Austritt der langen Receiverbohrungen axial wird, beweist Abb. 4.9(a), dass T_{31} und T_{32} eine Messgenauigkeit unterhalb 1 K haben.

Während der zweiten Messreihe wurde für unterschiedliche Umfangsgeschwindigkeiten u_2 die Erhöhung der Lufttemperatur gemessen, die in den Receiverbohrungen durch die Rotorarbeit verursacht wird. Dieser Versuch wurde zur Kontrolle der Unempfindlichkeit der Sonden gegenüber einer schrägen Anströmung geplant. Die Ergebnisse sind dennoch weniger aussagekräftig bezüglich der Genauigkeit der Sonden als die erste Versuchsreihe, aus folgenden Gründen: Zum einen konnten im Laufe der zweiten Messreihe die Thermoelemente T_{01} und T_{02} nicht mehr als Referenz eingesetzt werden, weil sich wegen der rotierenden Flächen ein Vordrall in der Ringkammer (Position 0 in Abb. 4.2) stromaufwärts des Rotors ausbildete. Stattdessen wurden die in den Bohrungen erfassten Temperaturen mit dem Thermoelement $T_{\text{Beh.}}$ innerhalb des Beruhigungsbehälters K (vgl. Abb. 4.2) verglichen, deren absolute Genauigkeit niedriger als T_{01} und T_{02} ist. Zum anderen setzt das Prinzip der zweiten Messreihe - d.h. im rotierenden System - voraus, dass die Rotorarbeit keine messbare Erhöhung der absoluten Totaltemperatur stromauf der Receiverbohrungen bewirkt. Unter dieser Annahme wird in einem Versuchsträger mit adiabaten Wänden eine Temperaturerhöhung in den Receiverbohrungen von $u_2^2 / (2c_p)$ bezüglich $T_{\text{Beh.}}$ erwartet (siehe Gl. (3.5)). Nach Berücksichtigung dieser Bemerkungen wird aus den Messergebnissen von Abb. 4.9(b) gefolgert, dass die Sonden bis zu einer relativen tangentialen Geschwindigkeit von mindestens 120 ms^{-1} innerhalb von $\pm 1 \text{ K}$ gegen eine schräge Anströmung unempfindlich sind. Für $u_2 > 120 \text{ ms}^{-1}$ hingegen ist die Abweichung von zirka +2 K zwischen

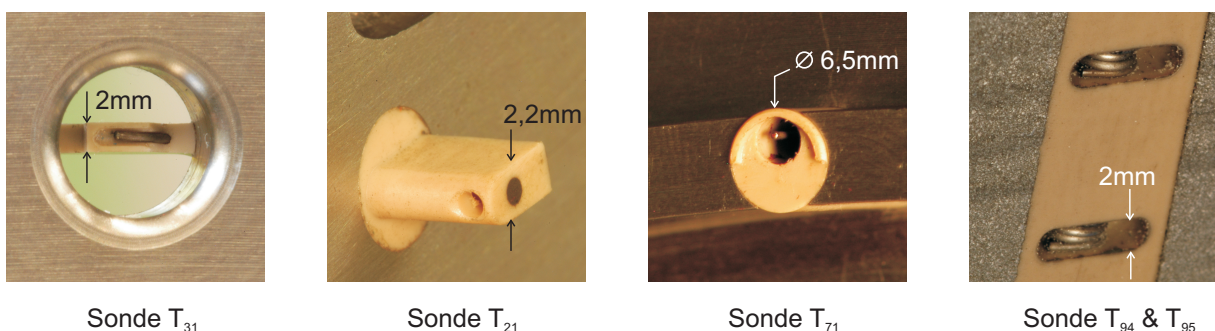


Abb. 4.10: Einbauzustände der Temperatursonden

T_{3i} und $T_{Beh.} + u_2^2/(2c_p)$ auf die Annahme der zweiten Messreihe zurückzuführen. Damit verstärkt Abb. 4.9(b) die vorherige Aussage über die Messgenauigkeit von T_{01} und T_{02} . Um den genauesten Wert für T_{rel3} insbesondere bei schräger Anströmung der Receiverbohrungen zu erhalten, wurde schließlich T_{rel3} aus den Messwerten T_{3i} wie in Gl. (4.3) bestimmt.

4.5.3.4 Vordrallkammer

Für die Wärmeübergangsmessungen war die Erfassung der Totaltemperatur $T_{t\infty}$ in der Vordrallkammer erforderlich. Allerdings können dort maximale Strömungsgeschwindigkeiten bis zu 300 ms^{-1} auftreten, was zu Differenzen $T_{t\infty} - T_{\infty}$ zwischen der Total- und der statischen Temperatur bis zu 46 K führen kann. Unter diesen Bedingungen liegt der Messfehler einer konventionellen Totaltemperatursonde mit einem Recoveryfaktor R von 0,9 bei 4 K bis 5 K (vgl. Eckert (1940) und Hottel und Kalitinsky (1945)). 4 K Abweichung konnte für die Messung der Totaltemperatur in der Vordrallkammer nicht akzeptiert werden, da auch dort eine Messgenauigkeit kleiner als 1 K benötigt war. Demzufolge wurde eine Gestaltung der Temperatursonde gewählt, bei der die Messung der Stautemperatur möglich ist. Die dafür entwickelten Sonden wurden in Abschnitt 4.4 T_{21} , T_{22} und T_{23} genannt und sind in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 zu sehen. Sie wurden an drei unterschiedlichen radialen Positionen in der Ringkammer installiert (siehe Abb. 4.4 und Abb. 5.17 in Abschnitt 5.3.5), um die radiale Temperaturverteilung erfassen zu können.

Wie das Diffusor-Thermometer von A. Franz (siehe Beschreibung in Eckert (1940)) oder wie das Durchflussthermometer nach H.J. v. Ohain (siehe Schoen (1951)) enthält die neue Sonde einen Stauraum, in dem die Luft verzögert wird. Eine an der Rückseite der Sonde platzierte Austrittöffnung ermöglicht den Austausch der Luft im Plenum. Angaben über den optimalen Entlüftungslochdurchmesser sind insbesondere bei Schoen (1951) beschrieben. Wegen des für die vorliegenden Untersuchungen geeigneten Verhältnisses zwischen seinen mechanischen Eigenschaften und geringerer Wärmeleitfähigkeit besteht der Körper der Sonde wiederum aus TECAPEEK wie für alle in diesem Abschnitt vorgestellten Lösungen für die Lufttemperaturmessung. Dadurch werden sich im Inneren der Sonde Wandtemperaturen nahe der Stautemperatur $T_{t\infty}$ einstellen. Um die Empfindlichkeit der Sonde gegenüber schräger Anströmung zu minimieren, wurde das Eintrittsloch mit einem Kugelfräser bearbeitet.

Zur Kontrolle der Genauigkeit der neuen Sonden wurde eine Sonde der Bauart T_{2i} , die mit T_{24} in Abb. 4.9(a) gekennzeichnet wurde, in einer Vordralldüse montiert und ihre Recoverytemperatur wurde gemessen. Beim Variieren der Luftgeschwindigkeit in der Düse von 100 ms^{-1} bis 300 ms^{-1} wurde bei einem nahezu adiabaten Messaufbau eine maximale Temperaturabweichung kleiner als 1 K zwischen ihrer Recoverytemperatur und der Referenztemperatur T_{01} beobachtet (siehe Abb. 4.9(a)). Basierend auf den Ergebnissen mit T_{24} wird eine Messgenauigkeit kleiner als 1 K für T_{2i} erwartet.

4.5.3.5 Innere Dichtung und Labyrinthdichtung

Die Wärmeübergangsmessungen erforderten die Bestimmung einer Referenztemperatur für die Wärmeübergangszahlen in den engen Rotor-Stator Spalten, die die innere Dichtung (Position

7 in Abb. 4.2) und die Labyrinth-Dichtung bilden. Wie in Anhang A.4.1 beschrieben, sollen aus den Messwerten T_{7i} und T_{9i} diese Referenzlufttemperaturen ermittelt werden. Aufgrund der unterschiedlichen zur Verfügung stehenden Einbauräume wurden zwei verschiedene Ausführungen für die Sonden T_{7i} und T_{9i} entwickelt, die in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 gezeigt werden.

Trotz der im inneren Spalt erwarteten Totaltemperaturgradienten wurde mit den Sonden T_{7i} angestrebt, die Totaltemperatur in der Kernströmung zu messen. Hierzu gewährleistet eine lange Bohrung in der Mitte des Sondenkörpers eine möglichst große Kontaktfläche zwischen dem Thermoelement und der Luft ($l_{TE}/d_{TE} > 20$), so dass nach Gl. (4.4) der durch Wärmeleitung induzierte Messfehler vernachlässigt werden kann. Aus dem gleichen Grund wie für die Sonde T_{2i} wurden TECAPEEK für das Material des Sondenkörpers gewählt. Da die Sonde auch für die Messung der Totaltemperatur eines radial in die Vordrallkammer fließenden Massenstroms $\dot{m}_7/\dot{m}_1 > 0$ im Rahmen einer begleitenden Studie ausgelegt wurde (vgl. Bricaud et al. (2005a)), enthält sie eine Entlüftungsbohrung auf der Seite der Vordrallkammer. Im Vergleich zu den Temperaturfühlern des Typs T_{2i} wurde aber die Entlüftungsbohrung kleiner gehalten, um Rückströmung durch die Austrittsöffnung für $\dot{m}_7/\dot{m}_1 \approx 0$ zu vermeiden.

Die Sondenbauart T_{9i} sollte die adiabate Wandtemperatur des Stators bei verschiedenen axialen Positionen in der Labyrinthdichtung messen. Dafür wurde zuerst der Körper der Sonde aus TECAPEEK mit einer niedrigen Wärmeleitfähigkeit gefertigt, damit sich die adiabate Wandtemperatur der Stator-Wände auf der Kontaktfläche mit der Spaltenluft einstellt. Die Thermoelemente wurden weiterhin wie in Abb. 4.8 und Abb. 4.10 eingebaut, damit der negative Einfluss der Wärmeleitung auf die Messgenauigkeit der Sonden vernachlässigt werden kann.

T_{7i} und T_{9i} spielen eine unterordnete Rolle in der Auswertung des Wärmeübergangs auf der Rotorfläche der Vordrallkammer im Vergleich zu den Sonden T_{2i} (vgl. Abschnitt 4.8). Deshalb wurden die Kalibrierung der Thermoelemente der Sonden T_{7i} und T_{9i} (siehe Abschnitt 4.5.3.1) und die erwähnten konstruktiven Maßnahmen gegen die Wärmeleitung entlang der Thermoelemente als ausreichend für die Bestimmung der Referenzlufttemperatur in diesen beiden engen Spalten betrachtet.

4.5.4 Vorbereitungen zur Messung der Wandtemperatur

Das für eine genaue Bestimmung der Rotortemperaturen eingesetzte Messverfahren ergab sich nach den folgenden Überlegungen und Arbeitsschritten: Aufgrund der hohen Umfangsgeschwindigkeiten, des schwierigen Zugangs und der über der Rotorfläche verteilten erforderlichen hohen Zahl der Messstellen $T_{w,i}$ (siehe Abb. 4.4) wurde nach der Analyse von thermographischen Methoden und von Wärmestromsensoren eine bevorzugte Lösung mit 31 im Rotor eingebauten Thermoelementen gewählt, deren Messsignale mit Hilfe eines Telemetriesystems übertragen werden.

Die Anzahl der Thermoelemente, die durch die vorhandenen Telemetriekanäle festgelegt wurden, konnte als ausreichend für die gewählte Auflösung der Wärmeübergangszahlenverteilung betrachtet werden. Insbesondere wurde sicher gestellt, dass genug Thermoelemente im Bereich der erwarteten höchsten Temperaturgradienten installiert wurden, die für die Ermittlung des

Wärmeübergangs auf der Vorderseite der Rotorscheibe relevant waren. Deshalb wurden unter den 31 Messstellen 18 Thermoelemente auf der Vorderseite und 6 auf der Rückseite des Rotors befestigt (siehe Abb. 4.11(a) und Abb. 4.12(b)). 4 Thermoelemente sollten die Wandtemperatur innerhalb der Receiverbohrungen messen, während die restlichen 3 Thermoelemente die Wandtemperatur der Nuten in dem Labyrinth am äußeren Radius der Scheibe aufnehmen sollten. Um die Wärmeleitung entlang der Thermoelemente möglichst zu reduzieren, wurde versucht, die Enden der Thermoelemente über eine Länge von mindestens dem zwanzigfachen Thermoelementdurchmesser parallel zur vorausgesetzten Isotherme des Rotors anzubringen. Alle Thermoelement-Anschlüsse wurden auf der Rückseite der Scheibe zusammengeführt, damit sie an den Telemetriesender (Position R in Abb. 4.2) angeschlossen werden konnten. Mantelthermoelemente des Typs K (Klasse 1) mit Durchmesser 0,5 mm wurden dafür gewählt. Dementsprechend wurden 0,5 mm breite und 0,8 mm tiefe Nuten in die Scheibe gefräst, um die Thermoelemente sorgfältig in die Struktur einzubetten, wie in Abb. 4.11 gezeigt. Die Nuten wurden mit einem Flüssigmetall Loctite Al 1 (vgl. Abb. 4.11(b)) geschlossen, so dass die Oberfläche möglichst glatt erhalten blieb. Trotz eines Durchmessers von 0,5 mm entlang der gesamten Länge des Thermoelements besitzt seine Messspitze einen Durchmesser von 0,6 mm. Aus diesem Grund wurde bei der Auswertung der Wärmeübergangsmessung angenommen, dass alle Messstellen $T_{w,i}$ 0,5 mm weit von der Oberfläche der Rotorscheibe entfernt liegen (siehe Abb. 4.11(b)).

Zur Kalibrierung wurde die mit 31 Thermoelementen instrumentierte Rotorscheibe in einem mit Wasser gefüllten Behälter eingetaucht (vgl. Bricaud et al. (2005c)). Im Wasserbehälter konnte die Wassertemperatur von 15°C bis 90°C variiert werden. Damit konnten die in der Rotorscheibe eingebetteten Thermoelemente zusammen mit dem Telemetriesystem mit einer Messgenauigkeit kleiner als 0,5°C kalibriert werden.

Während der Inbetriebnahme des instrumentierten Rotors wurde festgestellt, dass nur eines der drei Thermoelemente am äußeren Radius funktionierte. Dieser Ausfall erforderte während der Auswertung die Annahme einer homogenen Wärmeübergangsverteilung in der Labyrinthdichtung am äußeren Radius des Rotors, wie später in Abschnitt 4.8 gezeigt. Diese Vereinfachung

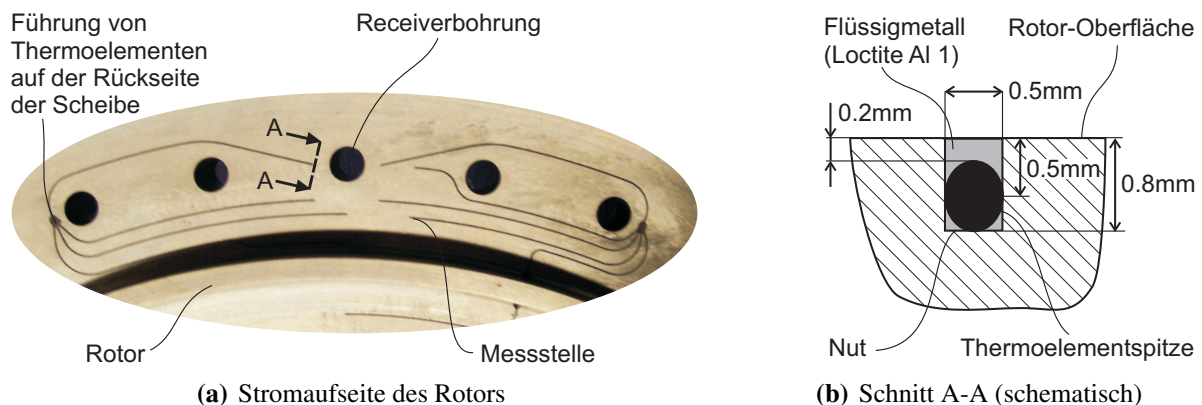


Abb. 4.11: Einbau von Thermoelementen in die Rotorscheibe zur Messung von Oberflächentemperaturen

beeinflusste die ausgewerteten wandnormalen Wärmeströmen nur bis zu einem maximalen Abstand von 10 mm unterhalb des äußeren Radius der Rotorscheibe. Somit hatte der Ausfall dieser beiden Thermoelemente eine vernachlässigbare Wirkung auf die Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten entlang des Großteils der Rotorvorderseite.

4.6 Gesamte Messwerterfassung

Der restliche Teil der Messwerterfassung besteht aus kommerziellen Komponenten, die in vorherigen Untersuchungen am ITS angeschafft wurden. Die zeitlich gemittelten statischen Drücke p_{ij} von Abschnitt 4.5.1 wurden mit Hilfe von Wandbohrungen gemessen, die über TEFLON-Druckschläuchen mit einer Druckmesseinheit (*NetScanner Model 9016* der Firma Pressure Systems, Inc.) verbunden wurden, die 16 piezoresistive differenzielle Drucksensoren enthält. Alle 16 Differenzdrücke wurden gegenüber dem Umgebungsdruck gemessen, der von einem kapazitiven Absolutdruckaufnehmer bestimmt wurde. Die Messung und Konditionierung der Signale der 16 nicht rotierenden Thermoelemente übernimmt ein kommerzielles Einschubmodul (SCXI 1303 der Firma National Instruments), wobei die Vergleichstellentemperatur mittels eines Halbleiter-Temperatursensors bei einer Genauigkeit von $\pm 0,5^\circ\text{C}$ bestimmt wird. Die eingesetzte Telemetrieinheit der Firma Datatel besitzt einen im Rotor (Position R in Abb. 4.2) integrierten Temperatursensor, welcher dem Telemetriesender wie beim Temperaturmodul SCXI 1303 gestattet, die Temperatur der Thermoelementspitze direkt zu übermitteln. Die Drehzahl wird ferner durch eine auf die Antriebswelle (Position V in Abb. 4.2) geschaltete Gabellichtschranke erfasst, während die Messung des Hauptmassenstroms \dot{m}_1 durch die Vordralldüsen (von 80 gs^{-1} bis 300 gs^{-1}) anhand einer Norm-Messblende mit dem Durchmesser $D = 100 \text{ mm}$ nach DIN1952 erfolgt (vgl. Position G in Abb. 4.3).

Die Messsignale können in einem Rechner mit Hilfe des kommerziellen Programms LABVIEW eingelesen und weiter bearbeitet werden, nachdem sie über eine PC-Messkarte (PCI-M10-16E-1 der Firma National Instruments) mit einer Auflösung von 12bits ($\approx 0,024\%$) digitalisiert werden.

4.7 Ausgewählte Parameter für die PIV-Auswertung

Aus den einzelnen PIV-Doppelbildern wurden die auf gewählten Teilflächen (*Interrogation Spots*) gemittelten Verschiebungen der Seedingpartikel mit Hilfe der Kreuzkorrelationsmethode ermittelt, um das Geschwindigkeitsfeld herzuleiten. Die hohen Geschwindigkeiten und die hohen Geschwindigkeitsgradienten sowie die instationäre Eigenschaft der Strömung in der Vordrallkammer stellten dabei mehrere Herausforderungen für die Auswertung. Deshalb sollen hier einige ihrer Merkmale diskutiert werden.

Die PIV-Doppelbilder wurden anhand des kommerziellen PIV-Auswertprogramms DaVis (Version 6.2 und 7.1) der Firma LaVision analysiert. Um genaue Geschwindigkeitsvektoren für eine möglichst feine räumliche Auflösung des Geschwindigkeitsfeldes zu erhalten, mussten folgende Parameter des Programms DaVis selektiert werden: Die Größe der Interrogation Spots

musste nicht nur wegen der gewünschten Auflösung des Strömungsfeldes klein gewählt werden. Sie war vor allem erforderlich, weil aufgrund der hohen Geschwindigkeitsgradienten (mit 50% Geschwindigkeitsänderung in einem Abstand von 5 mm) kein korrekter Geschwindigkeitsvektor pro Interrogation Spot oberhalb einer kritischen Größe gefunden werden konnte. Da aber in der Vordrallkammer Strömungsgeschwindigkeiten über 200 ms^{-1} auftreten, musste das PIV System mit dem möglichst kleinsten Zeitintervall (von $2 \mu\text{s}$ bis $1 \mu\text{s}$) betrieben werden, damit nur wenige Tracerpartikel den Interrogation Spot im Zeitintervall Δt der Doppelbilder verlassen. Dieser Effekt wird in der englischen Literatur *In-Plane Loss Of Pairs* genannt. Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten legten dadurch auch die minimale Größe der Interrogation Spots fest. Demzufolge wurde die Auswertung der PIV-Doppelbilder bei einer endgültigen Interrogationsfenster-Größe von 32×32 Pixel mit einer Überlappung von 50% durchgeführt. Somit ergaben sich $37 \times 17 = 629$ Interrogation Spots mit einer Fläche von zirka $0,6 \text{ mm} \times 0,6 \text{ mm} = 0,36 \text{ mm}^2$ über die gesamte Messfläche ($20 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$). Die mittlere Verschiebung d_{Pixel} eines Tracerpartikels betrug dadurch zwischen 8 und 12 Pixel, was etwa 25% der Größe des Interrogation Spots entsprach.

Als Konsequenz ihrer relativ kleinen Abmessungen enthielten die Interrogationsfenster eine niedrige Anzahl von Partikelpaaren. Neben der hohen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen erforderten die kleinen Interrogation Spots die Aufnahme mehrerer Doppelbilder bei einer Rotorwinkelposition zur Erhaltung eines zeitlich gemittelten Strömungsfeldes. Bei der Auswertung wurde der in DaVis sogenannte *Median Filter* zur Löschung der eventuell falsch ermittelten Geschwindigkeitsvektoren verwendet. Dies erhöht des weiteren die nötige Anzahl von Doppelbildern. Eine Vorausschätzung zeigte, dass die mit 100 Bildern gewonnenen Geschwindigkeitskomponenten v_x lokal um etwa 2% des Werts abweicht, der aus 300 Bildern berechnet wurde (siehe Bricaud et al. (2005d)). Da diese Ergebnisse sehr stark von der Seeding-Qualität und der lokalen Turbulenzintensität abhängen, können sie nicht auf alle Betriebspunkte, alle Teilflächen der Messebene und alle untersuchten geometrischen Konfigurationen übertragen werden. Dennoch hilft diese Untersuchung zu entscheiden, die endgültigen Geschwindigkeitsfelder aus der Mittelung von 100, bzw. 200 Bildern für die Messungen mit Feststoffpartikeln bzw. mit Flüssigpartikeln herzuleiten. Die erhöhte Zahl der gemittelten Bilder für die Flüssigpartikel wurde gewählt, um die niedrige Helligkeit und den kleinen Kontrast der Doppelbilder mit Flüssigpartikeln auszugleichen (siehe Abschnitt 4.5.2). Die Entscheidung über die Anzahl von Bildern ergab sich aus einem Kompromiss zwischen Genauigkeit, Rechenaufwand und Speicherbedarf.

Aus dieser Parameterauswahl und dem PIV-Messaufbau kann die resultierende Genauigkeit des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in Abschnitt 4.9 hergeleitet werden.

4.8 Verfahren zur Ermittlung der Wärmeübergangszahlen

Um die zeitlich gemittelten lokalen Wärmeübergangszahlen zu bestimmen, wurde die am ITS bereits bewährte Gradientenmethode verwendet (vgl. unter anderem die Dissertation von Schulz (1986), Waschka (1991), Dullenkopf (1992), oder später von Saumweber (2005) oder Stripf (2007)). Sie besteht darin, die wandnormalen Wärmeströme aus dem stationären Temperatur-

feld herzuleiten, welches um den untersuchten Körper herum gemessen wird. Dies erfolgt gewöhnlich beim Lösen der stationären Fourierschen Gleichung in einem FE-Modell des Körpers, wobei die gemessenen Temperaturen als Randbedingungen eingesetzt werden.

Die Besonderheit dieser Arbeit gegenüber den meisten vorherigen Untersuchungen des ITS war, dass die Wärmeübergangsmessungen entlang einer rotierenden Fläche durchgeführt werden mussten. Durch den Einsatz der Telemetrie war die Anzahl der Temperaturmessstellen im Vergleich zu den Möglichkeiten an einem stationären Teil deutlich begrenzt. Außerdem waren die gesuchten Wärmeübergangszahlen aufgrund der Receiverbohrungen in Umfangsrichtung im Gegensatz zu den Wärmübergangsmessungen von Waschka (1991) in rotierenden Labyrinthdichtungen nicht konstant. Die komplexe Verteilung der Wärmeübergangszahlen stellte damit eine zusätzliche Schwierigkeit unter Berücksichtigung der vorgegebenen Anzahl der Temperaturmessstellen dar. Um die gewonnenen Wandtemperaturen zu Herleitung des dreidimensionalen Temperaturfeldes in der Rotorscheibe optimal auszuwerten, wurden in dem am ITS häufig genutzten iterativen Verfahren Wärmeübergangskoeffizienten mit ihrer entsprechenden gemessenen Referenzlufttemperatur als Randbedingungen verwendet. Der Vorteil dieser Randbedingungen wird in Abschnitt 4.8.2 verdeutlicht. Eine bekanntere Maßnahme für ein noch genaueres Auswertungsverfahren war die Modellierung der Thermolemente im FEM Modell. Dies erforderte ein besonderes Rechengitter, damit der Rechenaufwand, der bereits durch die gewählten Randbedingungen erhöht wurde, vertretbar blieb (siehe Unterkapitel 4.8.3). Die Eigenschaften des FEM-Gitters werden daher im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.8.1 FEM-Gitter

Aufgrund des Wärmeaustauschs in den Receiverbohrungen ist das Temperaturfeld im Rotor dreidimensional, so dass ein ebenso dreidimensionales FEM-Gitter zur Berechnung der Wärmeströme in der Scheibe ausgewählt werden musste. Mit der Voraussetzung einer periodischen Temperaturverteilung wurde das FEM Modell auf einen Winkelsektor von 10° reduziert, der nur eine einzige der insgesamt 36 Receiverbohrungen enthält (siehe Abb. 4.12). Die Labyrinthspitzen wurden modelliert, um den Wärmeaustausch am äußeren Radius möglichst genau zu bestimmen. Dagegen wurde die Rückseite des Rotors vereinfacht abgebildet. Insbesondere wurden die Auswuchtbohrungen (Position N in Abb. 4.2) nicht reproduziert. Wie später im Unterkapitel 4.8.2 zu sehen ist, endet das FEM-Gitter bei einem nahe der Rotorachse gelegenen Radius ($r = b_{\min} = 30 \text{ mm}$).

Zur Berücksichtigung möglicher Temperaturunterschiede zwischen den eingebetteten Thermolementspitzen und der Rotoroberfläche (vgl. Abschnitt 4.5.4) wurde das Gitter an den Positionen der Thermolemente verfeinert (siehe Abb. 4.12(a)). Gleichzeitig wurde die Wärmeleitfähigkeit unter Berücksichtigung des Klebstoffes und des Thermolementes in den Nuten angepasst. Während die 0,2 mm dicke Flüssigmetall-Schicht (siehe Abb. 4.11(b)) durch eine lokale Änderung der Wärmeleitfähigkeit modelliert wurde, wurde für das gesamte Thermolement eine konstante Wärmeleitfähigkeit von $14,7 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ angenommen. Wie in Abschnitt 4.5.3.2 dient hierzu die Wärmeleitfähigkeit des Thermolementenmantels als mittlere Wärmeleitfähigkeit des Thermolementes. Obwohl die Position der Thermolementspitze und die Schichtdicke

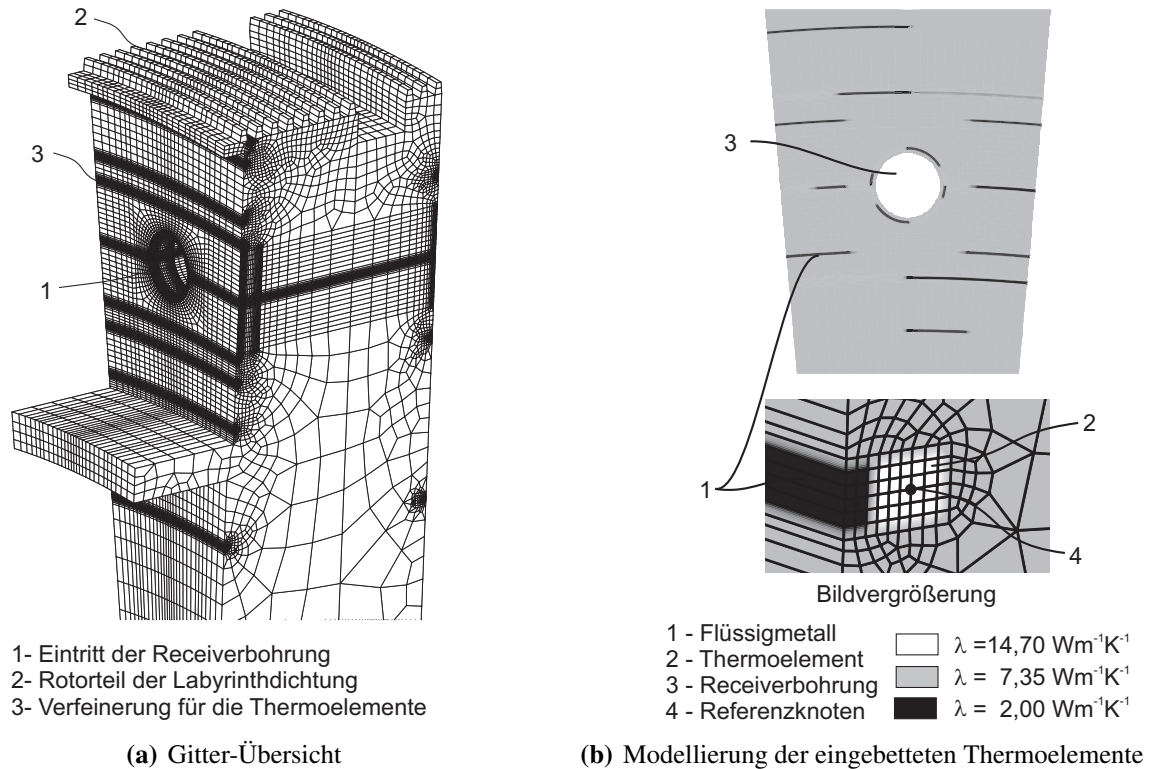


Abb. 4.12: FEM-Gitter der Rotorscheibe

des Klebers von einer Messstelle zu einer anderen leicht variieren kann, werden alle Thermoelemente in dem FE-Modell wie in Abb. 4.12(b) gleich modelliert. Auf die potenziellen Fehlereinflüsse dieser Vorgehensweise wird noch in Abschnitt 4.9 eingegangen. Da die Thermoelemente entlang einem konstanten Radius oder um die Receiverbohrung verlegt wurden, kann das FEM-Gitter unter Berücksichtigung der erwähnten lokalen Verfeinerungen einfach erstellt werden, ohne dass die Anzahl von Knoten extrem steigt. Somit besteht das resultierende Netz aus zirka 229700 Knoten und 213600 Zellen. Mittels des kommerziellen Gitter-Generators ABAQUS CAE wurde der erste Gitter-Entwurf realisiert, welcher dann den Anforderungen dieser Arbeit über ein Fortran-Programm angepasst wurde. Insbesondere wurden die Referenzknoten, die die Temperaturmessstellen in der Rotorscheibe darstellen, exakt 0,5 mm unter der Oberfläche und mittig in der Nut nach Abb. 4.11(b) positioniert.

4.8.2 Randbedingungen

Neben den 29 Rotortemperaturen von Abschnitt 4.5.4, die aufgenommen wurden, nachdem das Temperaturfeld einen stationären Zustand erreichte, wurden gleichzeitig Lufttemperaturen (siehe Abschnitt 4.5.3) entlang aller Rotorflächen gemessen, um zusätzliche physikalische Daten in das FE-Modell einzufügen. Dies gelingt durch den Einsatz von Wärmeübergangszahlen mit ihrer entsprechenden Referenzlufttemperatur als Randbedingung für das FE-Modell. Zum einen konnten die gemessenen Lufttemperaturen über die daraus hergeleiteten Referenzlufttemperaturen Informationen auf Rotorflächen liefern, auf denen keine Rotortemperatur gemessen wurde.

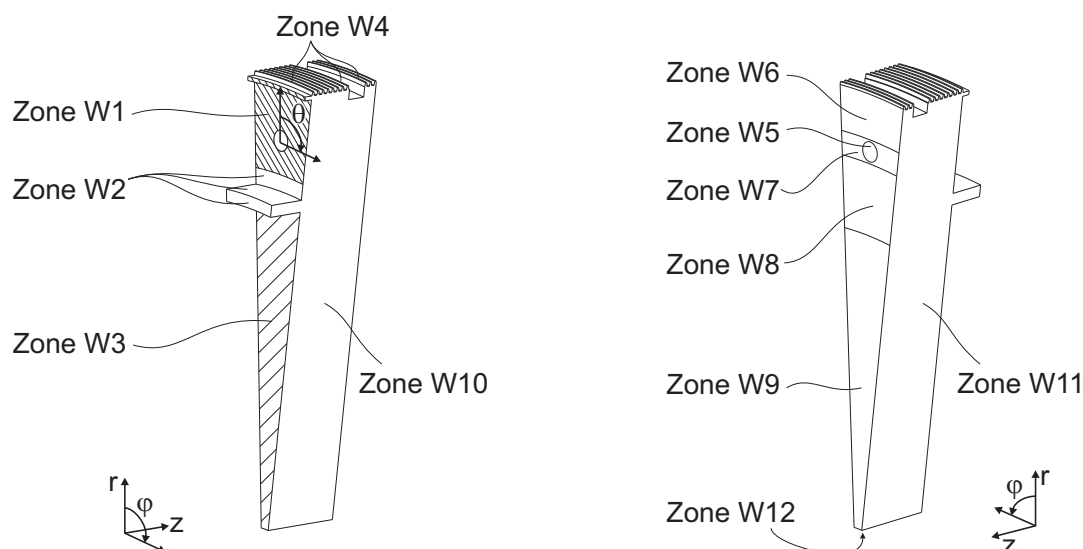


Abb. 4.13: Relevante Zone zur Definition der Randbedingungen des FE-Modells

Außerdem konnten zusätzlich achsensymmetrische Eigenschaften der Strömung in Bereichen wie der Labyrinthdichtung anhand von in Umfangsrichtung konstanten Wärmeübergangszahlen und Referenzlufttemperaturen übertragen werden. Im Gegensatz dazu hätten für auf Rotortemperaturen basierenden Randbedingungen Temperaturverteilungen angenommen werden müssen, die ohne besondere Maßnahme zu nicht achsensymmetrischen Wärmeübergangskoeffizienten auf den gleichen Flächen geführt hätten.

Infolgedessen wurden die Randbedingungen des FE-Modells wie in Abb. 4.13 in 12 Zonen W_n geteilt. Auf der Fläche W_1 , worauf eine detaillierte Verteilung der Wärmeübergangszahlen gesucht war, wurde eine radiale und tangentialer Verteilung für die Wärmeübergangskoeffizienten angenommen. Die Verteilung wurde in radialer (r) und tangentialer (φ) Richtung aus den Referenzwärmeübergangszahlen $h_{i,j}$ linear interpoliert, wie im Anhang A.4.2 gezeigt. Dabei wurden die Werte der Wärmeübergangszahlen $h_{i,j}$ so gewählt, dass die Temperatur der Referenzknoten der gemessenen Rotortemperatur $T_{w,i}$ entspricht. Die entsprechende Referenzgastemperatur T_{aw} ergab sich nach Gl. (4.5) aus dem Vordrall c_{t2} und dem arithmetischen Mittelwert der Temperaturen T_{21} , T_{22} und T_{23} in der Vordrallkammer in Analogie zur turbulenten Grenzschicht einer ebenen Platte (siehe Gl. (3.13) von Kapitel 3.1.3). Hierzu wurde ein konstanter Vordrall c_{t2} über die ganze Fläche W_1 vorausgesetzt. Die Herleitung von c_{t2} wird später in Abschnitt 6.2 durchgeführt. Die Randbedingungen für die Fläche W_1 können damit wie folgt zusammengefasst werden:

Zone W_1

Gesuchte Größe $h_{i,j}$

$$\text{Referenzlufttemperatur} \quad T_{aw} = \frac{T_{21} + T_{22} + T_{23}}{3} - \frac{c_{t2}^2}{2c_p} + \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \frac{(c_{t2} - \omega r)^2}{2c_p} \quad (4.5)$$

$$\text{Wärmeübergangszahl} \quad h = h(h_{i,j}, r, \varphi) \quad (4.6)$$

Für die Fläche W_2 bis W_9 wurden in ähnlicher Weise die Wärmeübergangszahlen über den Radius r , die axiale Position z oder über die Winkelposition θ aus Referenzwärmeübergangszahlen

len $h_{,i}$ und $h_{,i,j}$ linear interpoliert. Da die Strömung um die Rotorscheibe, mit der Ausnahme der Vordrallkammer und der Bohrung, als achsensymmetrisch betrachtet werden kann, wurden konstante Wärmeübergangszahlen in Umfangsrichtung für die Flächen W2 bis W9 außer W5 verwendet. Auf den Flächen wie W7, bei der aufgrund hoher Lufttemperaturgradienten die Referenzgastemperatur T_{aw} schwierig gemessen werden konnte, wurde T_{aw} aus nicht gemessenen Referenzlufttemperaturen $T_{aw,i}$ abgeleitet, deren Wert so bestimmt wurde, dass die Temperatur der umliegenden Referenzknoten die gemessene Rotortemperatur $T_{w,i}$ erreichte. Die Randbedingungen der Zone W2 bis W9 sind in Anhang A.4.1 ausführlicher beschrieben. Nach Temperaturmessungen in einer früher gefertigten Rotorscheibe so wie nach den Wärmübergangsmessungen von Lock et al. (Lock et al. (2003) und Lock et al. (2004)) konnten periodische Randbedingungen für die Zonen W10 und W11 angenommen werden. Aufgrund der kleinen Fläche W12 und ihrer beachtlichen Entfernung von Zone W1 hat die Randbedingung der Zone W12 eine vernachlässigbare Wirkung auf die Wärmestromverteilung in der Zone W1. Mit den erwarteten niedrigen Temperaturgradienten in radialer Richtung wurde deshalb vorausgesetzt, dass die Modellierung einer adiabaten Fläche für W12 ausreichend genau für die Auswertung der Wärmeübergang in der Vordrallkammer war.

4.8.3 Iterativer Auswertungsprozess

Ein Nachteil gegenüber der Ermittlung der Wandtemperatur-Verteilung ist, dass die gerade beschriebenen Randbedingungen des FE-Modells ein iteratives Auswertungsverfahren erfordern. Mit Hilfe abgeschätzter Wärmeübergangskoeffizienten für die jeweiligen Zonen W_n wurde eine erste FE-Berechnung durchgeführt. Die nach der ersten Iteration berechneten Temperaturen $T_{FEM,i}$ der Referenzknoten i wurden mit den entsprechend gemessenen Scheibentemperaturen $T_{w,i}$ verglichen. Wenn der Unterschied $|\Delta T_i| = |T_{FEM,i} - T_{w,i}|$ größer als 0,05 K war, wurde die Wärmeübergangszahl $h_{,i}$ oder $h_{,i,j}$ an der entsprechenden Stelle proportional zu ΔT_i korrigiert. Für eine Temperaturdifferenz ΔT_i kleiner als 0,05 K blieb der zugeordnete Wärmeübergangskoeffizient $h_{,i,j}$ oder $h_{,i}$ unverändert. Aus dem neu erhaltenen Satz von Referenzwärmeübergangskoeffizienten $h_{,i,j}$ und $h_{,i}$ wurden dann neue Wärmeübergangsverteilungen für die Flächen W_n des FE-Modells interpoliert. So wurden die FE-Berechnungen fortgesetzt, bis alle Temperaturdifferenzen ΔT_i unterhalb 0,05 K lagen. Mit den gewählten Randbedingungen konnte ein Satz von 29 Werten für die Unbekannten $h_{,i,j}$, $h_{,i}$ und $T_{aw,i}$ gefunden werden, für die die Referenzknoten des FE-Modells mit den 29 verfügbaren Temperaturmessstellen $T_{w,i}$ bei allen Betriebspunkten übereinstimmten. Dass nur eine Lösung von 29 Werten pro Betriebspunkt existiert, wurde kontrolliert, indem die gleiche konvergierte Wärmeübergangsverteilung aus unterschiedlichen Startlösungen erhalten wurde.

Wie bereits in einer vorherigen Veröffentlichung gezeigt, waren im Mittel etwa 15 Iterationen bis zur Konvergenz aller Temperaturdifferenzen ΔT_i nötig (vgl. Bricaud et al. (2005c)). Der gesamte iterative Auswertungsprozess wurde mittels UNIX SHELL Skripten und kombinierter FORTRAN Programmierung automatisiert. Die FE-Berechnungen wurden über das kommerzielle Programm ABAQUS realisiert.

4.9 Messgenauigkeit relevanter Größen

Tab. 4.4 fasst die ausgewerteten Messfehler der relevanten Größen dieser Untersuchung zusammen. Dazu wurden die entsprechenden Messbereiche eingegeben. Die maximalen Messfehler wurden aus den vorhandenen Validierungsergebnissen und den Eigenschaften der benützten Messtechnik abgeleitet, die in vorherigen Abschnitten von Kapitel 4 beschrieben wurden. Aufgrund ihres komplexeren Messverfahrens wurden die Berechnungsschritte zur Bestimmung der Messgenauigkeit der Strömungsgeschwindigkeit v_φ und der Wärmeübergangszahlen h im Anhang A.5.1 und A.5.2 detailliert ausgeführt. Nach Tab. 4.4 sollen insbesondere die Messfehler für die Lufttemperatur, die Strömungsgeschwindigkeit und die Wärmeübergangskoeffizienten als relevant für die bevorstehende Analyse der Messdaten betrachtet werden. Die Größenordnung der Messfehler für die restlichen Messgrößen ist generell weniger kritisch für die Auswertung.

Messgröße	Messbereich	Mittlerer relativer Messfehler	Maximaler absoluter Messfehler
Drehzahl n	$100 \text{ min}^{-1} - 7500 \text{ min}^{-1}$	-	$\pm 10 \text{ min}^{-1}$
Massenstrom \dot{m}_1	$0 \text{ gs}^{-1} - 300 \text{ gs}^{-1}$	-	$\pm 4 \text{ gs}^{-1}$
Absolutdruck p_{ij}	$1 \cdot 10^5 \text{ Pa} - 2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$	-	$\pm 100 \text{ Pa}$
Lufttemperatur T_{t0} & T_{trel3}	$0 \text{ }^\circ\text{C} - 60 \text{ }^\circ\text{C}$	-	$\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$
Geschwindigkeit v_φ	$0 \text{ ms}^{-1} - 280 \text{ ms}^{-1}$	$\leq 5\%$	-
Wärmeübergangszahl h	$40 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1} - 1500 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$	$\leq 22\%$	-

Tab. 4.4: Messfehler relevanter Größen für diese Arbeit

5 Aussagekraft der numerischen Strömungsberechnungen

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es, Strömungsverluste in verschiedenen konfigurierten Vordrallkammern zu bestimmen und auszuwerten sowie die Effekte konstruktiver Änderungen auf die Kühlleistung aufzuzeigen. Dafür sind größere Datenmengen nötig. Die rein experimentelle Ermittlung von Strömungsdaten ist jedoch mit erheblichem Aufwand verbunden. Numerische Strömungsberechnungen sind hingegen weniger aufwendig und können dazu beitragen, die Entstehungsorte von Strömungsverlusten auf einfachere Weise zu lokalisieren und Zusammenhänge zwischen den Verlusten und den gemessenen Strömungsgrößen zu ermitteln. Deshalb wurden in der vorliegenden Arbeit neben experimentellen Untersuchungen auch CFD-Berechnungen der Strömung in Vordrallkammern durchgeführt. Obwohl Hersteller von Gasturbinen numerische Verfahren zur Strömungsberechnung und zur Abschätzung der Kühlleistung von Vordrall-Kühlluftsystemen einsetzen, sind in der Literatur kaum Vergleiche mit experimentell gewonnenen Daten zu finden. Die in dieser Studie ermittelten experimentellen Daten erlauben daher auch, die Genauigkeit der numerischen Verfahren zu überprüfen.

Kapitel 5 enthält Ergebnisse der Strömungsberechnungen in unterschiedlichen Konfigurationen von Vordrallkammern. Nach der Beschreibung der verwendeten CFD-Modelle (siehe Abschnitt 5.1) werden Vorhersagen über die Eigenschaften komplexer Vordrallströmungen gezeigt, um ein Grundverständnis der Strömung zu vermitteln. Diese Beobachtungen werden später in Kapitel 6 für die Analyse der Messdaten benötigt. Am Ende von Kapitel 5 werden die numerisch gewonnenen Daten mit experimentellen Daten verglichen. Daraus lassen sich die Möglichkeiten und Grenzen numerischer Verfahren zur Voraussage der Strömung in Vordralldüsen systemen aufzeigen. Die Abweichungen zwischen numerisch und experimentell bestimmten Strömungsdaten ergeben auch Hinweise auf die Genauigkeit vergleichbarer Berechnungen in geometrisch ähnlichen Konfigurationen.

5.1 Vorgehensweise bei den numerischen Untersuchungen

Da mangels geeigneter Messdaten bisher nur wenige Bewertungen von CFD-Berechnungen in Vordrall-Kühlluftsystemen veröffentlicht wurden, wurden die instationären Strömungsberechnungen dieser Arbeit unter Nutzung bekannter Modelle durchgeführt (vgl. Snowsill und Young (2005)). Die verwendeten Modellierungsansätze werden nur kurz erläutert, da sie in der Literatur ausführlich beschrieben sind. Weiterhin wird die Kenntnis der Grundlagen der numerischen Strömungssimulation vorausgesetzt (Anderson (1965), Noll (1993)). Für die Erläuterung spezifischer Begriffe werden die entsprechenden Literaturstellen angegeben. Besonders beachtet wird der Einfluss der Turbulenzmodelle. Neben den erprobten $k-\varepsilon$ und $k-\omega$ Turbulenzmodellen wurde auch ein Rechenzeit-intensiveres Verfahren (SAS-Modell) zur Turbulenzmodellierung untersucht, um gegebenenfalls bessere Übereinstimmungen mit den Messergebnissen zu erzielen.

5.1.1 Rechengitter und Randbedingungen

Ebenso wie bei früheren Untersuchungen mit numerischen Methoden (Benim et al. (2004), Chew et al. (2005), Snowsill und Young (2006), Jarzombek et al. (2006)) wurde nur ein Teilbereich des Strömungsvolumens mit einer einzigen Vordralldüse vernetzt, was einem Winkelsegment von $360/23 \approx 15,65^\circ$ entsprach. Um periodische Randbedingungen zu definieren, war unter den gegebenen Bedingungen die Vergrößerung von zwei betrachteten Receiverbohrungen um etwa zwei Prozent notwendig. Damit bleibt die gesamte Bohrungsausstrittsfläche A_3 im Rechengitter (siehe Abb 5.1) identisch mit der des Versuchsträgers, auch wenn die äquivalente gesamte Zahl der Bohrungen in den CFD Modellen auf $23 \times 2 = 46$ (gegenüber 48 im Versuchsträger) leicht reduziert wurde. Solche Vereinfachungen sind üblich bei der Modellierung von Strömungen in Vordralldüsenystemen. Schon Dittmann (2006) hat experimentell gezeigt, dass ein derartiger Effekt auf $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ vernachlässigbar ist.

Da die Receiverbohrungen, nicht aber die Düse rotieren, wurden zwei Strömungsgebiete definiert, welche durch eine zur Rotorachse senkrechte Grenzfläche getrennt sind. Das nicht rotierende Strömungsvolumen enthält die Düse, einen Grossteil der Vordrallkammer und das Plenum stromaufwärts der Düse, welches geringfügig geometrisch vereinfacht modelliert wurde. Dagegen fasst das zweite Strömungsgebiet die Rotorgrenzschicht der Vordrallkammer und die Receiverbohrung sowie eine vereinfachte Darstellung des Plenums stromabwärts der rotierenden Bohrungen zusammen. Frühere Untersuchungen (siehe Benim et al. (2004), Tomaselli

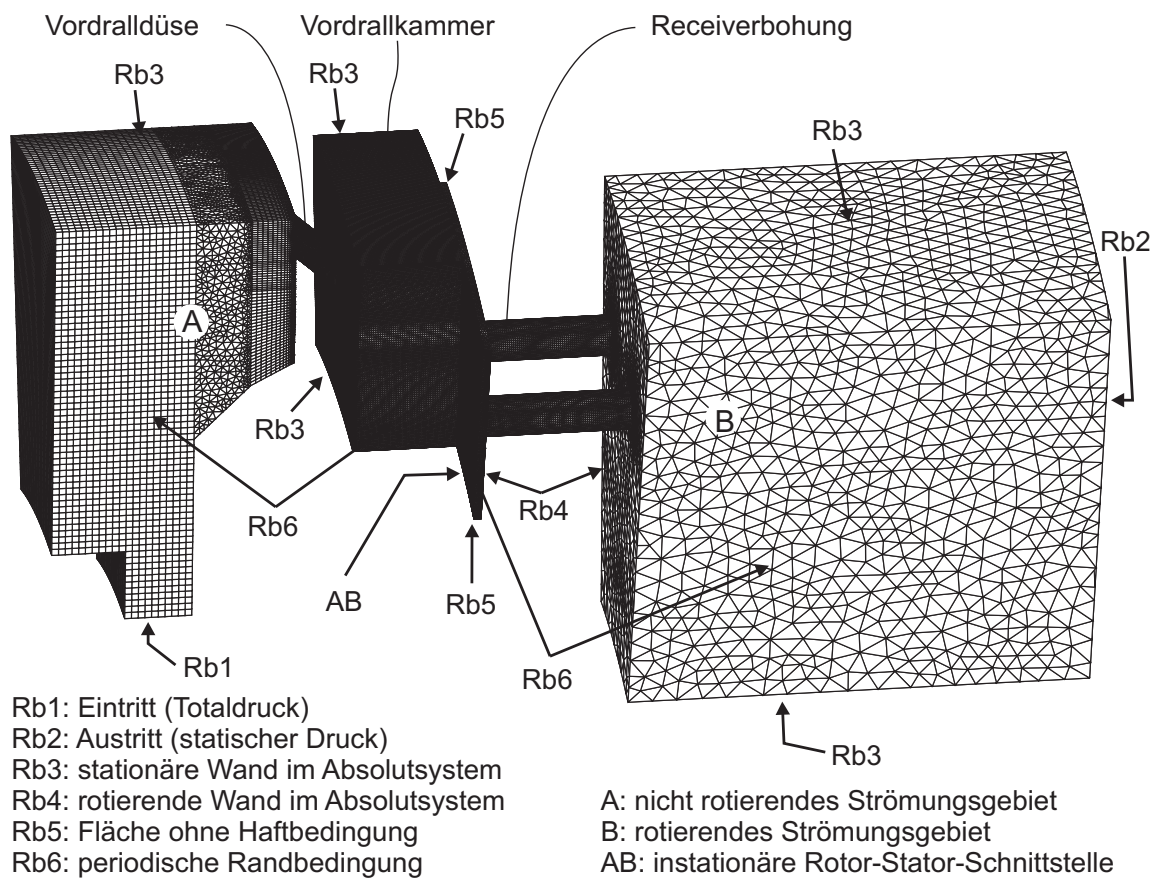


Abb. 5.1: Charakteristisches Rechengitter mit Randbedingungen: Konfiguration G-smax

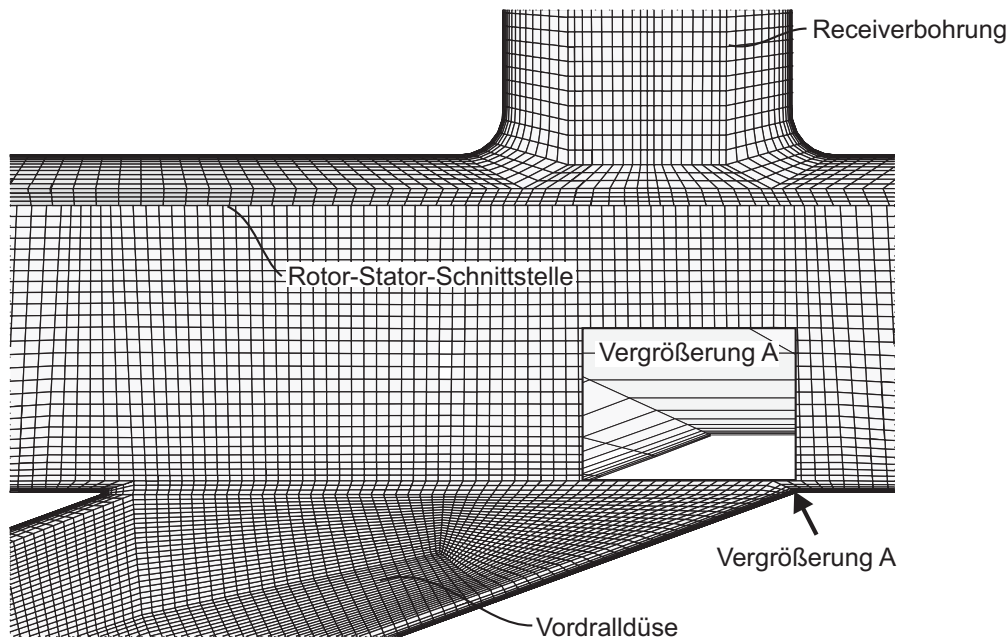


Abb. 5.2: Detailansicht der Vordrallkammer: Konfiguration G-Ref

(2007), Sommer (2007)) bestätigten, dass ein Austrittsplenum die Amplitude eventueller Druckschwankungen reduziert, die durch die am Austritt definierten Randbedingungen induziert werden können. Um die Anzahl der Gitterknoten unter drei Millionen zu halten, wurde ein Hybridgitter mit strukturierten und unstrukturierten Rechengebieten erzeugt. Dies ermöglichte es, die relevanten Bereiche wie Düse, Vordrallkammer und den Bohrungseintritt mit einem feineren strukturierten Gitter aus möglichst unverzerrten kubischen Zellen zu vernetzen (vgl. Abb. 5.2). Gleichzeitig konnten dadurch die Strömungsgebiete mit Plenumsbedingungen grober diskretisiert werden (vgl. Abb. 5.1). Die Grenzschicht in der Vordralldüse und in der Vordrallkammer wurde mit mindestens 15 Knoten über die Grenzschichtdicke aufgelöst (vgl. Abb. 5.2), wobei die Höhe Δy_z der Wandzellen so klein eingestellt wurde, dass $\Delta y_z u_\tau / \nu$ kleiner als zwei blieb. Dabei ist u_τ die Schubspannungsgeschwindigkeit, die bereits in Gl. 3.21 eingeführt wurde. In Bereichen mit einer gröberen Gittervernetzung liegen aber die Werte von $\Delta y_z u_\tau / \nu$ über 30. Die Rechengitter wurden anhand des kommerziellen Programms ANSYS ICEM CFD 5.1 hergestellt und besitzen je nach Konfiguration von 1,5 Millionen (Konfiguration G-hmin) über 2,1 Millionen (Konfiguration G-Ref) bis zirka 3 Millionen Zellen (Konfiguration G-smax).

Zum einen wurde die Gittergröße durch die zur Verfügung stehende Rechenkapazität und die Anzahl der geplanten Testfälle bestimmt. Zum anderen wurde die Gitterverfeinerung so gewählt, dass die Anzahl der Zellen deutlich größer ist als bei der Studie von Benim et al. (2004). Dabei zeigten Benim et al., dass globale Strömungsparameter wie Massenströme und in der Vordrallkammer gemittelte Drücke beim Einsatz eines $k-\epsilon$ Turbulenzmodells für die Berechnung von Konfiguration G-Ref bereits ab 0,35 Million Zellen gitterunabhängig werden. Die generierten Rechengitter sind außerdem feiner als in den meisten publizierten CFD-Berechnungen ähnlicher Vordralldüsen-systeme (siehe Jarzombek et al. (2006) mit 0,92 Million Rechenknoten für ein Winkelsegment von 10° , siehe Chew et al. (2005) und Chew et al. (2012) mit 0,42 bis 1,8

Millionen Zellen für die gleiche Konfiguration G-Ref). Deshalb wird auch hier angenommen, dass die Ergebnisse dieser Studie mit dem konventionellen Turbulenzmodell gitterunabhängig sind. Die Vorhersage der größeren turbulenten Wirbel bleibt dennoch beim zweiten gewählten Turbulenzmodell abhängig von der Zellgröße und somit der Gittergröße. Trotzdem weisen die damit erhaltenen globalen Strömungsgrößen wenige Unterschiede im Vergleich zum konventionellen Turbulenzmodell auf, wie später in Abschnitt 5.3 gezeigt.

Als Eintrittsbedingung (vgl. Abb. 5.1) wurden der gemessene Totaldruck und die gemessene Totaltemperatur verwendet. Mangels detaillierter Messdaten wurden für die ganze Eintrittsfläche Rb1 (vgl. Abb. 5.1) eine radiale Zuströmungsrichtung und eine mittlere Turbulenzintensität $Tu \approx \sqrt{2k}/\sqrt{3v^2}$ von 5% sowie ein Verhältnis μ_T/μ der sog. turbulenten Viskosität zur laminaren Viskosität von 10 angenommen. Die beiden letzten Größen werden von Rodi (2006) als Randbedingungen für Strömungsgebiete mit einer mittleren Turbulenz empfohlen. Ein über die Fläche gemittelter Umgebungsdruck wurde entlang der Austrittsfläche Rb2 wie in Benim et al. (2004) festgesetzt. Ein Nachteil dieser Austrittsrandbedingung ist, dass vom CFD-Solver bei Rückströmungen eine zur Austrittsfläche normale Strömungsrichtung berechnet wird. Da das betroffene Rechenggebiet im rotierenden Bezugssystem berechnet wird, besitzen solche Rückströmungen eine tangentielle Geschwindigkeitskomponente gleich der Umfangsgeschwindigkeit u. Trotz der bei der relativen Geschwindigkeit $-u$ entgegengesetzt rotierenden Wände an den inneren und äußeren Flächen des Austrittsplenums zeigen die Rechnungen, dass dort die mittlere absolute Umfangsgeschwindigkeitskomponente der Kernströmung überschätzt wird. Die große Länge der rotierenden Bohrungen lässt dennoch vermuten, dass der überschätzte Restdrall im Austrittsplenum die Strömung in der Vordrallkammer kaum beeinflusst. Eine weitere Vereinfachung ist der Einsatz der adiabaten Flächen Rb5 ohne Haftbedingung zur Modellierung der unteren und der oberen radialen Spalte der Vordrallkavität. Dort wird zusätzlich angenommen, dass die zu Flächen Rb5 normale Geschwindigkeitskomponente der Kühlluft null ist. Bei den übrigen Randgebieten der Strömung über die Oberflächen des Versuchsträgers wurden adiabate und hydraulisch glatte nicht rotierende und rotierende Wände verwendet (siehe Rb3, Rb4 in Abb. 5.1). Die bei der Wandmodellierung angenommene Rauigkeit wurde durch Messungen der Oberflächengüte bestätigt, wodurch eine mittlere dimensionslose Rauigkeit $k_s^+ = k_s u_\tau / \nu$ kleiner als fünf in der Vordrallkammer ermittelt wurde.

Neben den periodischen Randbedingungen zählt das sog. *Transient Rotor Stator Interface* an der Grenzfläche AB zwischen den zwei Strömungsgebieten zu den noch zu erwähnenden Randbedingungen des CFD-Modells. Diese Rotor-Stator-Schnittstelle wurde ausgewählt, um das Strömungsfeld bei unterschiedlichen Winkelpositionen der Receiverbohrungen berechnen zu können. Die Rotor-Stator-Schnittstelle AB simuliert die Bewegung des mit der Drehzahl n rotierenden Strömungsgebiets, indem das rotierende Strömungsgebiet nach jedem Zeitschritt Δt um einem Winkel $\Delta\varphi = 2\pi n\Delta t$ gedreht wird. Bei der neuen Position des Rotors gegenüber dem Stator werden dann die Strömungsgrößen an der Grenzfläche AB erneut interpoliert. Dabei entstehen wegen unterschiedlicher Zellengröße und der versetzten Lage der Stator- und Rotor-Rechenknoten in der Grenzfläche (siehe Abb. 5.2) Interpolationsfehler erster Ordnung. Des Weiteren ist die Modellierung der Turbulenz in rotierenden Strömungsgebieten weniger gut validiert als in stationären Kontrollvolumina. Aus beiden Gründen wurde die Rotor-Stator-Schnittstelle

AB nicht mittig in der Vordrallkammer sondern am Ende der Rotorgrenzschicht angelegt. Weitere Anwendungen einer solchen instationären Schnittstelle wurden unter anderem in den am Institut für Thermische Strömungsmaschinen durchgeführten Studien von Kreuz-Ihli (2001) und Klaus (2007) bereits berichtet.

5.1.2 Modellierung der Turbulenz

Die gewählten Turbulenzmodelle und die dazu eingesetzten Zeitschritte Δt gelten in der Literatur als weitere Schlüsselparameter für die instationären Strömungssimulationen in Vordralldüsensystemen. Dies sollte auch in der vorliegenden Arbeit geprüft werden (siehe Abschnitt 5.4). Aufgrund seiner bekannten Eigenschaften (Rodi (2006)) und seines breiten Einsatzbereichs für Ingenieurzwecke wurden die meisten hier vorgestellten Simulationen unter Nutzung des *Shear Stress Transport* (SST) Turbulenzmodells von Menter (1994) durchgeführt. In vorausgehenden geleiteten Vorstudien über Einflüsse unterschiedlicher Turbulenzmodelle (siehe Diplomarbeit von Sommer (2008) und die am ITS durchgeführte Vorstudie von Sommer (2007)) wurden die deutlichsten unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeitsfelder im Vergleich zu den SST-Simulationen bei der Verwendung des sog. *SST-Scale-Adaptive Simulation* (SAS) Turbulenzmodells von Menter et al. (2005a) beobachtet. Somit könnte das SAS-Modell eine zukünftige Alternative zu konventionellen Turbulenzmodellen sein, wenn die Rechenzeit mit noch leistungsfähigeren Rechnern um etwa einen Faktor 10 reduziert werden kann. Deshalb werden in dieser Arbeit auch Ergebnisse des SAS-Modells vorgestellt. Zur Verständlichkeit der numerischen Untersuchungen werden nun die Haupteigenschaften der eingesetzten Turbulenzmodelle erläutert und die Wahl der benötigten Zeitschritte begründet.

Beim **SST-Modell** wurde die Turbulenz der Kühlluft wie folgt modelliert: Die unbekanntenen turbulenten Spannungen $\overline{\rho v_i' v_j'}$ in den sog. *Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes* (URANS) Impulsgleichungen werden aus der Wirbelviskosität μ_T und aus dem über den Zeitschritt Δt gemittelten Strömungsgeschwindigkeitsfeld \bar{v} nach dem Ansatz von Boussinesq (1877) hergeleitet. In der Freiströmung wird die Turbulenzviskosität μ_T nach dem Zusammenhang $\mu_T = 0,09 \rho k^2 / \varepsilon$ aus der turbulenten kinetischen Energie k und ihrer Dissipationsrate ε bestimmt. Dabei ergeben sich k und ε aus dem Zwei-Gleichungen-System von Launder (1974). Dagegen wird in den Wandgrenzschichten die Wirbelviskosität μ_T bis zu einem dimensionslosen Abstand $y^+ = \Delta y u_\tau / \nu \approx 2$ von der Wand aus der modellierten charakteristischen Frequenz ω der energietragenden turbulenten Wirbel zusammen mit der turbulenten kinetischen Energie k nach der Beziehung $\mu_T = \rho k / \omega$ berechnet. Die Turbulenzgrößen k und ω werden dabei mittels des Zwei-Gleichungsturbulenzmodells von Wilcox (1988) ermittelt. Bei einem Wandabstand y^+ kleiner als 2 ersetzt das lineare Wandgesetz $|w| / u_\tau = u^+ = y^+$ das Zwei-Gleichungsturbulenzmodell, um die zur Wand relative Strömungsgeschwindigkeit $|w|$ herzuleiten. In Wandnähe mit einer groben Vernetzung (d.h. $\Delta y_Z u_\tau / \nu > 2$) wird das k - ω -Turbulenzmodell nicht in der Grenzschicht eingesetzt. Stattdessen wird die Geschwindigkeitsverteilung aus dem linearen Wandgesetz für y^+ kleiner als 11,06 bzw. aus dem logarithmischen Wandgesetz (vgl. Gl. (6.41)) für y^+ größer als 11,06 direkt interpoliert.

Der für das SST-Modell gewählte Zeitschritt stellt einen Kompromiss zwischen Genauigkeit

und Rechenzeit dar. Die Konfiguration G-Ref ($\Pi=1,2$; $K_1=1,7$; $n=3000 \text{ Umin}^{-1}$) wurde zuerst mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 1,09 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ und $\Delta t = 2,17 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ berechnet. Der kleinste Zeitschritt $\Delta t = 1,09 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ wurde so gewählt, dass jedes Luftteilchen nach einem Zeitschritt keine Zeit mehr hat, die Rechenzellen zu verlassen, in die es eingeströmt ist. Diese Bedingung wird in der Literatur Courant-Friedrichs-Lewy Bedingung (CFL-Bedingung) genannt. Im Vergleich zur Berechnung mit $\Delta t = 2,17 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ ermöglicht zwar der kleinste Zeitschritt eine Reduzierung der Konvergenzresiduen um einen Faktor zehn, die zeitlich gemittelten Strömungsparameter, die in den folgenden Abschnitten analysiert werden, wurden aber mit Änderungen bis maximal 2% durch die Verringerung des Zeitinkrements kaum mehr beeinflusst. Aus diesem Grund wurden die restlichen SST-Simulationen mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 2,17 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ durchgeführt. Dies entspricht bei einer Drehzahl von $n=6000 \text{ Umin}^{-1}$ einem Winkelinkrement von $\Delta\varphi \approx 0,78^\circ$. Nachdem der Massenstrom im Rechengitter über noch größere Zeitschritte (mit $\Delta\varphi \approx 20^\circ$) grob eingestellt wurde, wurden etwa 1000 Zeitinkremente $\Delta t = 2,17 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ (zusammen mit drei für den Solver eingesetzten inneren Iterationen) benötigt, um eine Konvergenz der globaleren Strömungsgrößen, wie der des Massenstroms, der Wandreibmomente oder der Strömungstemperatur in den Receiverbohrungen zu erreichen. In Abhängigkeit von der Gittergröße ergaben sich schließlich Rechenzeiten von etwa 200 Stunden für die SST-Turbulenzmodelle beim Einsetzen 4 Intel Pentium D 940 3,2 GHz Prozessoren des Linux Clusters des ITS. Bei der Nutzung von Großrechneranlagen ließen sich diese Zeiten erheblich reduzieren.

Wie das SST-Modell beruht das **SAS-Modell** auf dem $k-\varepsilon$ und $k-\omega$ Turbulenzmodell, die sich beide in einem Zwei-Gleichungssystem mit k und ω als Unbekannte ausdrücken lassen. Im Gegensatz zum konventionellen SST-Modell besitzt die ω Gleichung des SAS-Modells einen zusätzlichen Produktionsterm, welcher die Werte von ω erheblich erhöht, wenn Unstetigkeiten der berechneten Geschwindigkeitsgradienten über zwei anliegenden Rechenzellen auftreten. In diesem Fall wird die Wirbelviskosität μ_T im Vergleich zu der im SST-Modell deutlich reduziert. Bei einer viel kleineren Wirbelviskosität μ_T sind der Diffusionsterm und somit die Dämpfung der Geschwindigkeitsgradienten in den Impulsgleichungen schwächer, so dass Wirbel der Größenordnung von wenigen Rechenzellen nachgebildet werden können. Dieser Mechanismus ermöglicht es mit dem Zwei-Gleichungs-SST-SAS Turbulenzmodell wie beim sog. LES Verfahren (*Large Eddy Simulation*) die größeren turbulenten Wirbel zu berechnen. Wirbel der Größenordnung von wenigen Rechenzellen können aber nur berechnet werden, wenn Unstetigkeiten von Geschwindigkeitsgradienten über benachbarte Zellen generiert werden. Dafür ist die Einhaltung der CFL-Bedingung für Simulationen mit dem SAS-Modell erforderlich. Deshalb wurde ein Zeitschritt von $\Delta t = 1,09 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ für das SAS-Modell eingesetzt. Dies erhöht die Rechenzeit der SAS Berechnungen um einen Faktor 20 im Vergleich zu den meistens SST Simulationen.

Details über die mathematische Formulierung des SST-SAS Modells können unter anderem in den Veröffentlichungen von Menter et al. (2003), Menter und Egorov (2004), Menter und Egorov (2005a) und Menter und Egorov (2005b) gefunden werden. Da alle CFD-Berechnungen mit dem kommerziellen Programmpaket ANSYS CFX Version 11.0 durchgeführt wurden, wird auch auf die Solver-Dokumentation CFX (2006) für weitere Information über die Turbulenzmodellierung verwiesen.

5.2 Voraussage des Strömungsfeldes

Um ein erstes Grundverständnis der Strömung in den untersuchten Vordralldüsensystemen zu gewinnen, werden die Ergebnisse der numerischen Simulationen zuerst vorgestellt, da sie im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen mit deutlich weniger Aufwand sehr detaillierte Informationen liefern können. Dennoch stellen die numerischen Berechnungen nur Eigenschaften der Strömung dar, die im Laufe dieser Arbeit gegebenenfalls durch die gewonnenen Messdaten noch bestätigt werden sollen.

5.2.1 Hauptströmungspfad der Kühlluft

Ausgewählte Ergebnisse der Strömungsberechnungen sind in Abb. 5.3, 5.4 und 5.5 dargestellt, um den Hauptströmungspfad der Kühlluft in den untersuchten Konfigurationen zu verdeutlichen. Entlang des Strömungspfads wurden Sekundärströmungen und Geschwindigkeitsgradienten vorhergesagt, die erste Entstehungsorte der Strömungsverluste anzeigen. Die vorliegende Beschreibung unterteilt das Strömungsfeld in drei Bereiche: die Vordralldüsen, die Vordrallkammer und die Receiverbohrungen, um Analogien mit anderen in der Literatur untersuchten technischen Strömungen zu zeigen. Mit Hilfe dieser Analogien können die vorhergesagten Geschwindigkeitsfelder einfacher interpretiert werden.

Es sei daran erinnert, dass in dieser Arbeit sich der Nullpunkt des Bezugssystems x , y und z auf der Rotorachse z und in der zur Rotorachse senkrechten Austrittebene der Vordralldüsen befindet. Die Achsen x und y wurden so gewählt, dass ein Punkt, der auf der Achse einer Vordralldüse und in der Ebene $z = 0$ (vgl. Abb.4.5) positioniert ist, mit den Koordinaten $x = 0$, $y = -r_1$ und $z = 0$ beschrieben werden kann.

Das berechnete Geschwindigkeitsfeld weist nach Abb. 5.3 entlang der Vordralldüse zunächst Ähnlichkeiten mit der Strömung in einer geneigten zylindrischen Filmkühlbohrung auf. Die scharfe Kante der gezeigten Vordralldüse von Konfiguration G- $r_1 > r_2$ (mit radial nach außen versetzten Düsen) begünstigt eine Ablöseblase, die aufgrund der starken tangentialen Strömungsumlenkung am Eintritt der Düse entsteht. Indem das Ablösegebiet einen Teil des Düsenquerschnitts versperrt, tritt der sog. Jetting-Effekt auf, welcher durch eine Beschleunigung der Strömung in der nicht gesperrten Bohrungshälfte charakterisiert ist. Gleichzeitig verursacht die tangential Umlenkung ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar stromaufwärts der Ablöseblase. Im Gegensatz zur bekannten Sekundärströmung in einem Krümmer ist die Orientierung des Wirbelpaars etwa um 45° gegenüber der Ebene der Umlenkung $y = -r_1$ versetzt (vgl. Schnitt A-A von Abb.5.3). Beim Verlassen der Düsen besitzt die Kühlluft im Nachlauf des Jetting-Effekt-Gebiets eine maximale Geschwindigkeit, die etwa gleich der isentropen Geschwindigkeit c_{1is} ist, während gemäß den numerischen Ergebnissen von Abb.5.3 die mittlere tangentiale Geschwindigkeit in der Vordrallkammer etwa um 30% kleiner ist. Damit wird deutlich, dass das Impulsverhältnis $(\rho_1 v_1^2)/(\rho_2 v_2^2) \approx v_1^2/v_2^2$ zwischen der Düsenluft und dem Vordrall in Abb.5.3 durch einen Wert größer als Eins ($0,8^2/0,7^2 \approx 1,3$) abgeschätzt werden kann. Als kritische Größe des Abhebeverhaltens des Kühlluftstrahls von Filmkühlbohrungen (siehe Literaturzusammenfassung von Saumweber (2005)) verursacht das in Abb.5.3 beobachtete hohe Impulsverhältnis $\rho_1 v_1^2/(\rho_2 v_2^2)$

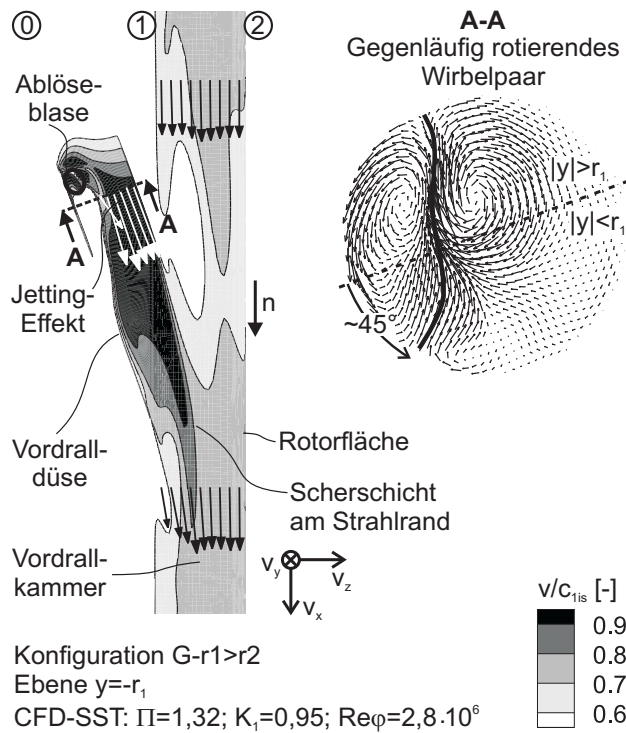


Abb. 5.3: Analogie der Geschwindigkeitsverteilung mit Filmkühlbohrung

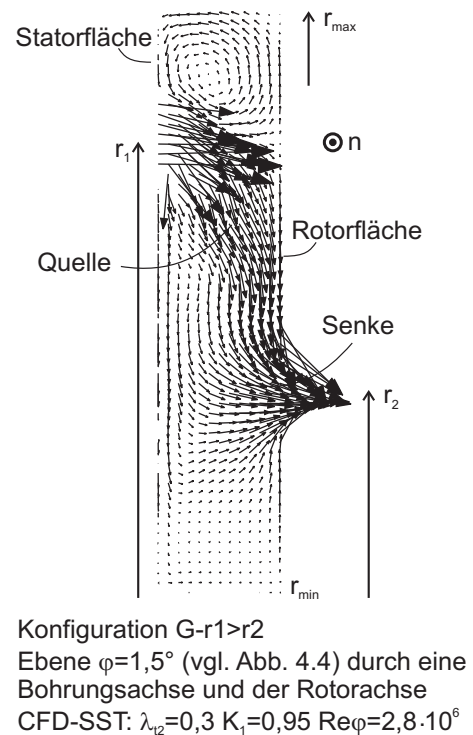


Abb. 5.4: Strömungsformen im Rotor-Stator System

eine Versperrung der Luft in der Vordrallkammer am Düsenaustritt, die eine Verzögerung des Vordralls von mehr als 15% bewirkt. Dort treten dadurch hohe Geschwindigkeitsgradienten auf, die die Scherschicht des Strahlrands charakterisieren und weitere Strömungsverluste verursachen.

Die Kühlluft aus der Düse muss danach die Vordrallkammer durchqueren, um in die Receiverbohrungen zu gelangen. Ein auffälliger Fall unter den untersuchten Konfigurationen zeigt Abb. 5.4. Dort muss die Kühlluft zusätzlich radial entlang der Vordrallkammer strömen. Maßgebend für die Strömungsverluste in der Vordrallkammer ist insbesondere die radiale Verteilung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente v_ϕ , die sich in der Vordrallkammer einstellt. Auf Grund von Veröffentlichungen zu konventionellen Rotor-Stator-Kammern (siehe Abschnitt 3.2.1.1) wird erwartet, dass die radiale Verteilung des Dralls in der Vordrallkavität stark vom Luftanteil abhängt, der durch die Rotor- und Stator-Grenzschicht transportiert wird. Mit einem turbulenten Strömungsparameter $\lambda_{T2} = 0,3$ weit oberhalb der kritischen Größe $\lambda_{T2,krit} = 0,02$ nach Gl. (3.44) bestätigt das Strömungsfeld von Abb. 5.4, dass die Kühlluft überwiegend die Bohrung über den Strömungskern erreicht. Damit dehnt sich das sog. Quelle-Gebiet vom Düsenaustritt bis zum Receiverintritt, welches in Abb. 5.4 als Analogie zur Abb. 3.6 Senke genannt wurde. In wie weit die radiale Verteilung des Dralls von der eines Potenzialwirbels abweicht muss noch in Abschnitt 6.2.3.3 mit Hilfe der Messdaten analysiert werden. Die Receiverbohrung wird nach Abb. 5.4 nicht nur durch die Kernströmung versorgt, sondern saugt ebenfalls die in der Rotor-Grenzschicht unterhalb der Bohrung transportierte Luft an. Dies lässt vermuten, wie bereits in den numerischen Berechnungen von Wilson et al. (1997) und von Lewis et al. (2006) erwähnt

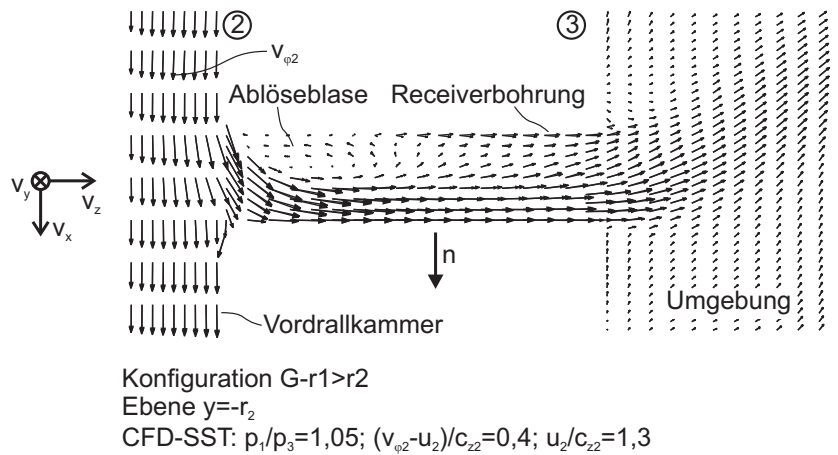


Abb. 5.5: Analogie des relativen Strömungsgeschwindigkeitsfeldes mit dem Fall *rotierender Bohrungen* (c_{z2} nach Gl. (3.43))

wurde, dass die Kühlluft aus den Vordralldüsen einem direkten und einem indirekten Pfad bis zu den Receiverbohrungen folgen kann. Der direkte Pfad ist mit einem kurzen Aufenthalt in der Vordrallkammer und dadurch einer begrenzten Temperaturerhöhung der Kühlluft charakterisiert. Dagegen führt der indirekte Pfad wegen seiner längeren Bahn durch die gesamte Vordrallkavität zu einem effektiveren Wärmeaustausch mit den Wänden der Vordrallkammer, was eine größere Temperaturerhöhung der Kühlluft hervorrufen kann.

Die erwarteten Strömungsverluste treten im Bereich der Receiverbohrungen auf, wie in Abb. 5.5 angedeutet. Hierzu zeigt Abb. 5.5 berechnete Strömungsvektoren im rotierenden Bezugssystem in der Ebene $y = -r_2$, die eine Receiverbohrung der Konfiguration $G-r_1 > r_2$ durch ihre Achse schneidet. Das simulierte Strömungsfeld weist sowohl am Eintritt als auch am Austritt der Bohrung eindeutige Ähnlichkeiten mit veröffentlichten Untersuchungen von rotierenden Bohrungen (siehe unter anderem Wittig et al. (1996), Weissert (1997), Dittmann et al. (2003b), Idris et al. (2004a)). Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Bohrung und dem Vordrall $v_{\varphi 2}$ bestimmt die Stärke der Strömungsumlenkung und die resultierende Ablöseblase am Eintritt der Receiverbohrung. Das um die Bohrungsachse unsymmetrische Geschwindigkeitsprofil gleicht sich entlang der Bohrungslänge relativ langsam aus. Im Gegensatz dazu besitzt die Kühlluft bereits nach einer Einlauflänge in der Bohrung von d_2 die gleiche tangentielle Geschwindigkeit wie die Bohrung. In Abb. 5.5 ist danach das Impulsverhältnis $\rho_3 c_{z2}^2 / (\rho_{Um} u_2^2) \approx c_{z2}^2 / u_2^2$ zwischen der Strömung aus der Bohrung und der stehenden Luft der Umgebung ausreichend hoch, damit die Kühlluft erst außerhalb der Bohrung in die tangentielle Richtung umgelenkt wird.

Die gerade erwähnten Analogien sollen aber nicht die Besonderheiten von Vordralldüsen systemen ausblenden, die infolge der stärkeren Interaktionen zwischen den Düsen und den Receiverkanälen speziell bei sog. direkten Systemen und bei engen Vordrallkammern an Bedeutung zunehmen. Diese besonderen Eigenschaften sollen weiterhin anhand der numerischen Ergebnisse verdeutlicht werden, um weitere erwarteten Grundeffekten zum Verständnis der Messdaten einzuführen.

5.2.2 Effekte der Überdrall- und Unterdrall-Bedingung:

Bei den numerischen Untersuchungen wurden Überdrall ($c_{t2} > u_2$ bzw. $K_1 \gg 1$) und Unterdrall ($c_{t2} < u_2$ bzw. $K_1 \ll 1$) in der Vordrallkammer simuliert, um gewählte Effekte dieser Fälle auf das Strömungsfeld zu erkennen. Hierzu soll gezeigt werden, dass sich Überdrall und Unterdrall nicht nur durch die Anströmungsbedingung der Receiverkanäle, sondern auch durch unterschiedlich starke Druckgradienten in der Vordrallkammer und durch nicht ähnliche Rotor-Grenzschichten unterscheiden. Diese Beobachtungen werden später für die Analyse der Messdaten von Nutzen sein.

5.2.2.1 Freiströmung

Wie bereits erwähnt, bestimmt die Drallzahl K_1 die Anströmrichtung sowie die Druckverteilung am Eintritt der Receiverbohrungen. Zwar ist aufgrund der Geschwindigkeitsgradienten in der Vordrallkammer (vgl. Abschnitt 5.2.1) eine eindeutige Grenze zwischen der Überdrall- und der Unterdrall-Bedingung nicht offensichtlich, aber der Übergang kann nach einer Analyse des Vordralls zwischen $K_1 = 1,05$ und $K_1 = 1,1$ bei den untersuchten Vordrallkavitäten erwartet werden (vgl. Abschnitt 5.3.3). Diese bekannten Effekte sind mit Hilfe der numerischen Ergebnisse in Abb. 5.6 für die Ebene $y = -r_2$ der Vordrallkammer G-Ref illustriert. Bei $K_1 = 0,75$ strömt die Kühlluft infolge des langsamen Vordralls mit einer negativen tangentialen Geschwindigkeitskomponente w_φ in die Receiverbohrungen. Bei Überdrall ($K_1 = 1,43$ und $K_1 = 1,66$) wechselt die Anströmrichtung der Receiverkanäle. Die in Abb. 5.6 zu beobachtenden Umlenkungen der Strömung induzieren eine ungleichmäßige Druckverteilung am Eintritt der Bohrung. In Analogie zu einer Turbinenstufe wird die Bohrungshälfte mit dem hohen Druckniveau **Druckseite** genannt. Für die Bohrungshälfte, wo die Ablöseblase entsteht, wird der Begriff **Saugseite** verwendet.

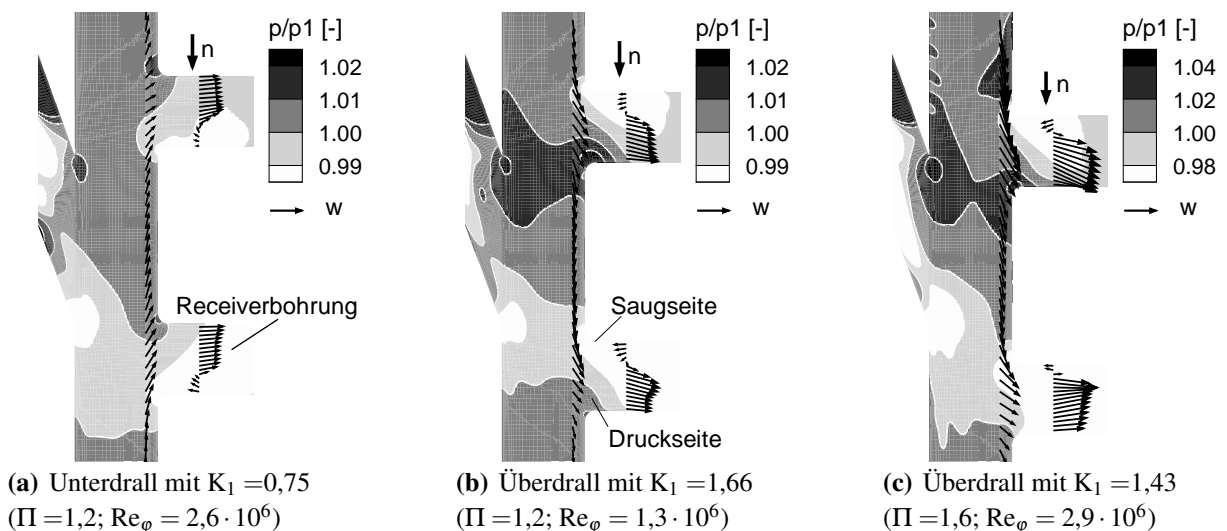


Abb. 5.6: Momentaufnahme der Druckverteilung in der Vordrallkammer bei verschiedenen Drallzahlen K_1 (CFD-SST; Konfiguration G-Ref; Ebene $y = -r_2$; Zeitaufnahme bei $t^* \approx 1$ nach Abb. 5.8 und Abb. 5.9)

Somit wechselt die Druckseite von einer Hälfte zur anderen in Abhängigkeit der Drallzahl. Die Umkehrung der Druckgradienten in der Receiverbohrung beim Übergang vom Unterdrall zum Überdrall kann aber nicht im restlichen Teil der Vordrallkammer beobachtet werden.

Es ist weniger bekannt, dass für ein festgelegtes Druckverhältnis Π und konstanten Vordruck p_{t0} kleinere Druckgradienten in der Vordrallkavität bei Unterdrall zu erwarten sind. Dies wird in Abb. 5.6(a) und Abb. 5.6(b) verdeutlicht. Im Vergleich zur Drallzahl K_1 bleibt Π der Hauptkontrollparameter für die Druckgradienten in der Vordrallkavität, wie zusätzlich in Abb. 5.6(b) und Abb. 5.6(c) angedeutet. Dennoch liefert K_1 weitere Hinweise über die Druckgradienten außerhalb der Receiverbohrungen. Nach Gl. (3.45) und (3.51) steigt das Impulsverhältnis $c_1^2/v_{\varphi 2}^2$ zwischen der Luft am Austritt der Düsen und dem Vordrall mit der Drallzahl K_1 (Annahme: $\rho_1 \approx \rho_2 \approx \text{konstant}$). Damit ist K_1 auch eine repräsentative Größe für die Interaktion der Kühlluftstrahlen mit dem Vordrall. Bei einem gleichen Druckverhältnis Π verursacht eine Abnahme der Drallzahl K_1 eine stärkere tangentielle Umlenkung der Düsenstrahlen durch die Kammerströmung. Dadurch wird der Versperrungseffekt der Kühlluftstrahlen auf den Vordrall abgeschwächt und die Druckgradienten in der Vordrallkammer nehmen ab.

5.2.2.2 Temperaturgrenzschicht bei adiabaten Wänden

Die nicht ähnlichen Strömungsfelder, die sich bei Unterdrall und Überdrall einstellen (vgl. Abb. 5.6), können ebenfalls in der Rotor-Temperaturgrenzschicht nachgewiesen werden. Hierzu werden in Abb. 5.7 die berechneten axialen Verteilungen der Lufttemperatur in Konfiguration G-Ref mit adiabaten Wänden bei Unterdrall und bei Überdrall verglichen. Dabei soll betont werden, dass die Totaltemperatur der Rotor-Grenzschicht bei Unterdrall höher als die Temperatur der Freiströmung ist, während bei Überdrall der Gegeneffekt auftritt. Diese numerischen Ergebnisse, die Gl. (3.66) von Abschnitt 3.1.3 qualitativ bestätigen, können wie folgt beschrieben werden:

Bei Unterdrall steigt die Totaltemperatur in der Rotorgrenzschicht aufgrund der vom Rotor zur Strömung übertragenen Arbeit. Da die Grenzschichtluft oberhalb der Receiverbohrung keine Möglichkeit hat, die Vordrallkammer durch eine am äußerem Radius r_{\max} positionierte Abfuhr zu verlassen, gelangt die Grenzschichtluft mit der hohen Totaltemperatur schließlich in

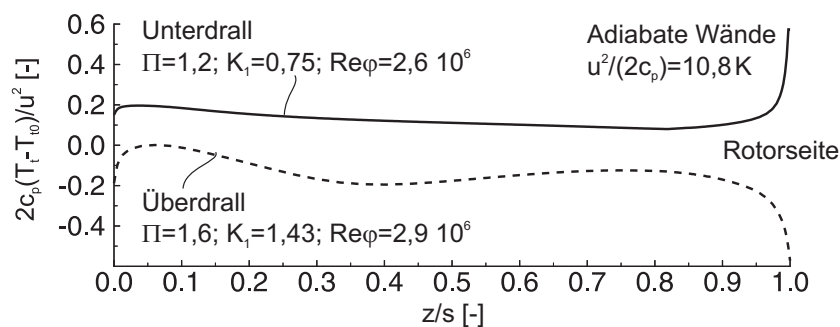


Abb. 5.7: Axiale Verteilungen der Totaltemperatur in der Vordrallkammer bei Unterdrall und Überdrall (CFD-SST; Konfiguration G-Ref; Momentaufnahme in der axialen-radialen Ebene $\varphi = 0^\circ$ bei der radialen Position $(r - r_1)/d_1 = 2$)

der Kernströmung spätestens beim Radius r_{\max} zurück (vgl. Abb. 5.4). Dadurch erhöht sich die Totaltemperatur in der Freiströmung gegenüber der ursprünglichen Kühllufttemperatur T_{t0} , wie in Abb. 5.7 zu sehen ist. Bei Überdrall spielt dagegen die Rotorgrenzschicht die Rolle einer Wärmenenke, indem die von der Luft zur Rotorfläche übertragene Leistung die Totaltemperatur der Grenzschichtluft reduziert. In Abhängigkeit des von der Receiverbohrung direkt angesaugten Rotor-Grenzschicht-Massenstroms kann nach Abb. 5.7 sogar das globale Temperaturniveau in der Vordrallkammer geringfügig sinken.

5.2.3 Strömungsinstationaritäten

Ein weiterer Aspekt, der zu einem besseren Verständnis der Vordrallströmung noch beschrieben werden soll, ist ihre instationäre Eigenschaft. Generell können Strömungsinstationaritäten Totaldruckverluste verursachen und sollen deshalb möglichst klein gehalten werden. In diesem Abschnitt werden die Strömungsinstationaritäten in zwei Kategorien eingeteilt: die von den rotierenden Bohrungen angeregten Strömungsinstationaritäten und turbulente Schwankungen.

5.2.3.1 Von der Receiverbohrung angeregte Strömungsinstationaritäten

Es wird zunächst erwartet, dass die rotierenden Bohrungen am Austritt jeder Vordralldüse eine periodische Druckschwankung generieren, deren Frequenz $f = N_R \cdot n$ proportional zur Zahl N_R der Bohrungen und zur Rotordrehzahl n ist. Für die Darstellung dieses Effekts werden wiederum numerische Ergebnisse verwendet. Die zeitlichen Variationen des Drucks $p_1(t)$, der nach Gl. (4.1) am Austritt einer Vordralldüse von Konfiguration G-hmin berechnet wurde, bestätigen in Abb. 5.8(c) die erste Annahme. Dabei beträgt die Schwankungsbreite von $p_1(t)$ etwa 1% des zeitlichen gemittelten Drucks p_1 . Am Austritt der Vordralldüsen erreicht der Druck $p_1(t)$ sein Minimum, wenn sich eine Receiverbohrung vor der Düse befindet (vgl. Abb. 5.9). Wie

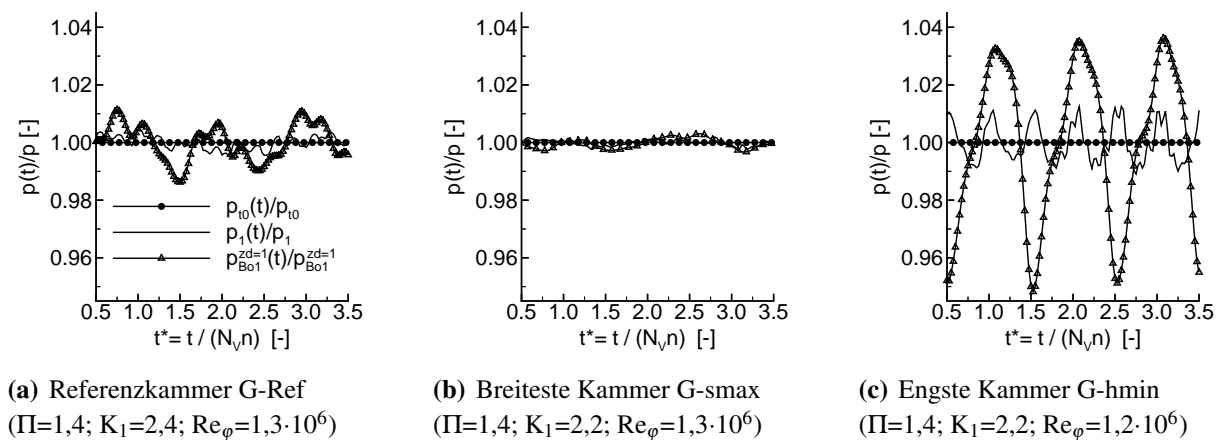


Abb. 5.8: Zeitliche Druckänderungen in der Vordrallkavität
(CFD-SST; p_{t0} und p_1 nach Gl. (4.1); $p_{Bo1}^{zd=1} = \frac{1}{A_{Bo1}^{zd=1}} \int_{A_{Bo1}^{zd=1}} p \, dA$ mit $A_{Bo1}^{zd=1}$ nach Abb. 5.9)

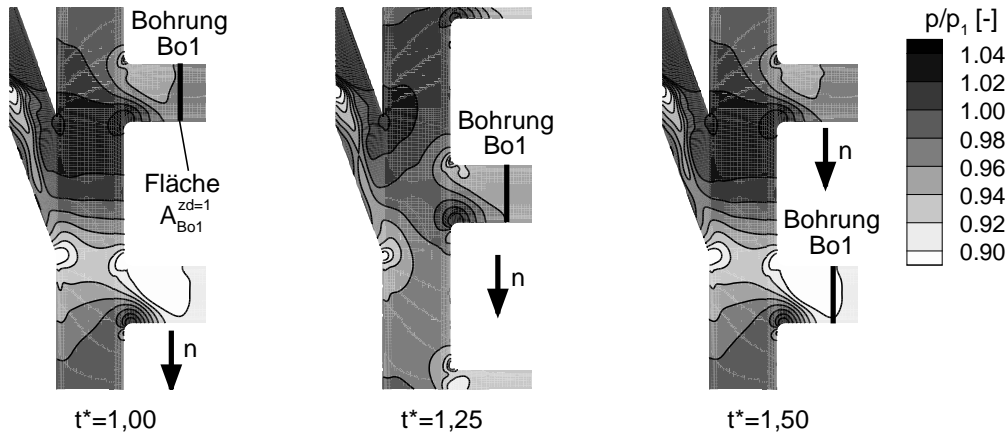


Abb. 5.9: Änderung der Druckverteilung in der Vordrallkammer G-hmin in Abhängigkeit von der Receiverbohrungsposition (CFD-SST; Ebene $y = -r_2$; $\Pi = 1,4$; $K_1 = 2,2$; $Re_\varphi = 1,2 \cdot 10^6$; t^* nach Abb. 5.8(c))

Abb 5.8(c) noch zeigt, sind die Amplitude und Frequenz der Druckschwankungen ortsabhängig. In den rotierenden Bohrungen werden bis zu einem Faktor 5 noch größere Schwankungsamplituden beobachtet. Dafür wurde der flächengemittelte Druck $p_{Bo1}^{zd=1}(t)$ in der Bohrung Bo1 von Abb. 5.9 bei einem Abstand von d_3 ihres Eintritts ermittelt. Nach Abb. 5.8(c) besitzt der resultierende zeitliche Verlauf von $p_{Bo1}^{zd=1}(t)$ eine zur Düsenanzahl N_V proportionale Frequenz $f = N_V \cdot n$. Des Weiteren kann beobachtet werden, dass sich der maximale Druck in der Bohrung Bo1 einstellt, wenn die Bohrung Bo1 das durch den Düsenstrahl gesperrte Winkelsegment der Vordrallkammer (bei $t^* = 1$) erreicht. Wenn dagegen der Kühlluftstrahl den Eintritt der Bohrung Bo1 (bei $t^* = 1,5$) trifft, nimmt $p_{Bo1}^{zd=1}(t)$ einen minimalen Wert an.

In Abb. 5.8(a) und 5.8(b) werden die zeitlichen Variationen der gleichen Druckmessstellen für zwei andere Vordralldüsenysteme dargestellt, um auf den Einfluss des Volumens der Vordrallkammer hinzuweisen. Beim Vergleich wurden das Druckverhältnis Π und die Drallzahl K_1 etwa gleich gehalten, da die Erläuterungen in Abschnitt 5.2.2.1 und die Beobachtungen von Dittmann (2006) zeigen, dass Π und K_1 auch die Druckamplituden in der Rotor-Stator Kammer bestimmen. Relativ zu Konfiguration G-hmin sind die Druckschwankungen in der Referenz-Konfiguration G-Ref und in der breiteren Vordrallkammer G-smax stark gedämpft. Die Reduzierung der Druckschwankungen zwischen Konfiguration G-Ref mit $s/d_1 = 1,4$ und G-smax mit $s/d_1 = 3,4$ kann qualitativ in Zusammenhang mit Erwartungen von Popp et al. (1998) und Dittmann (2006) gebracht werden. Insbesondere empfehlen Popp et al. ein Rotor-Stator-Abstand s über $1,2d_1$, um den Einfluss des Strahlaufpralls auf das Strömungsfeld am Düsenaustritt zu minimieren. Aus den Messergebnissen von Samoilovich et al. (1957) und aus seinen eigenen experimentellen Untersuchungen erwartet Dittmann außerdem ein akustisch wahrnehmbares Pulsieren der Strömung, welches sich bei steigendem Quotient $2\pi r_2/N_R/s$ verstärkt, wenn die Bogenlänge $2\pi r_2/N_R$ größer als das 11,5-fache des Spaltabstandes s ist. Die höheren Druckvariationen bei Konfiguration G-hmin lassen trotz gleicher Verhältnisse s/d_1 und $2\pi r_2/N_R/s$ aber vermuten, dass andere Parameter wie das Volumen der Vordrallkavitat ebenfalls einen bedeutenden Einfluss haben. Fur die Fragestellung dieser Arbeit wird schließlich daraus geschlossen,

dass Vordrallkammern mit Abmessungen s/d_1 und $(r_{\max} - r_{\min})/d_1$, die kleiner als 1,4 bzw. kleiner als 1,3 sind, ein potenzielles Risiko für hohe zeitliche Druckvariationen darstellen. Somit wird die restliche Studie annehmen, dass höhere Effektivität in engeren Vordrallkammern als G-hmin aufgrund zunehmender Strömungsinstationaritäten schwer zu erreichen sind.

Im SAS-Turbulenzmodell sowie im SST-Turbulenzmodell wurden mit dem kleinsten Zeitschritt $\Delta t = 1,09 \cdot 10^{-6}$ s nicht periodische Strömungsinstationaritäten berechnet, deren Frequenzen größer als die Frequenz der von den rotierenden Bohrungen induzierten Variationen sind. Die Amplitude der hochfrequenten Instationaritäten haben etwa die gleiche Größenordnung wie die periodischen Variationen von Abb. 5.8. Dadurch verlieren die berechneten zeitlichen Änderungen der Strömungsgrößen unter einem kritischen Diskretisierungszeitschritt Δt ihre periodischen Eigenschaften. Bei Konfiguration G-Ref für $\Pi = 1,4$ und $K_1 = 2,4$ entspricht dieser kritische Zeitschritt einer Frequenz von zirka 18,4 kHz, während die erwartete Frequenz der Druckänderungen in der Receiverbohrungen gleich $N_R \cdot n = 1,15$ kHz ist. Im Gegensatz zu Abb. 5.8(c) wird dieser Effekt bereits in Abb. 5.8(a) für Konfiguration G-Ref deutlich. Die hochfrequenten Instationaritäten stellen vorhergesagte turbulente Wirbel dar, die nun näher beschrieben werden.

5.2.3.2 Turbulente Schwankungen

Zu den zeitlich periodischen Strömungsänderungen addieren sich in der Vordrallkammer turbulente Schwankungen, die ein weitere Wirkung auf die Strömungsverluste haben. Bei den Reynolds-Zahlen $c_1 d_1 / v_1$ am Düsenaustritt zwischen $5,5 \cdot 10^4$ und $1,3 \cdot 10^5$ ist die Freiströmung in den Düsen und innerhalb der Vordrallkammer turbulent ($Re_{\text{krit}} \approx 2300$ bei Rohrströmungen). Die Turbulenz lässt sich durch instationäre Wirbelstrukturen von unterschiedlicher Größe L und Frequenz ω nachweisen. Wie das im Laufe der PIV Messungen (vgl. Kapitel 4) gewonnene Bild 5.10 zeigt, können instationäre Strukturen am Austritt der Düsen mit Abmessungen der gleichen Größenordnung wie die des Düsendurchmessers auftreten. Diese Strukturen zerfallen nach der sog. Energiekaskade-Theorie (siehe Jischa (1982), Rodi (2006)) in immer kleinere Wirbel mit steigenden Frequenzen bis zu einer minimalen Wirbelgröße l_k (auch Kolmogorov (1941) Längemaß genannt), die von Tennekes und Lumley (1994) aus der Reynolds-Zahl abgeschätzt wird. Mit einer Reynolds-Zahl Re von $5,5 \cdot 10^4$ ergibt sich somit für die Kolmogorov Wirbelgröße $l_k/d_1 \approx Re^{-3/4} \approx 1/5500$.

Aufgrund des dafür benötigten sehr feinen Gitters (vgl. abgeschätzte minimale Wirbelgröße) und der erforderlichen kleinen Zeitschritte war eine direkte Berechnung der turbulenten Strömung in den untersuchten Vordralldüsen systemen nicht durchführbar. Mit Hilfe des SAS-SST-Turbulenzmodells konnten dennoch die größten turbulenten Wirbel in Konfiguration G-Ref berechnet werden. Um die so ermittelten turbulenten Wirbel in der Ebene $y = -r_1$ von Konfiguration G-Ref zu verdeutlichen, wurde die Verteilung der Vortizitätskomponente Ω_y in Abb. 5.11 dargestellt. Dabei ergab sich Ω_y aus den momentanen Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_z nach Gl. 5.1:

$$\Omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \quad (5.1)$$

In Abb. 5.11 sind die berechneten turbulenten Wirbel 10 bis 20 mal kleiner als der Düsendurch-

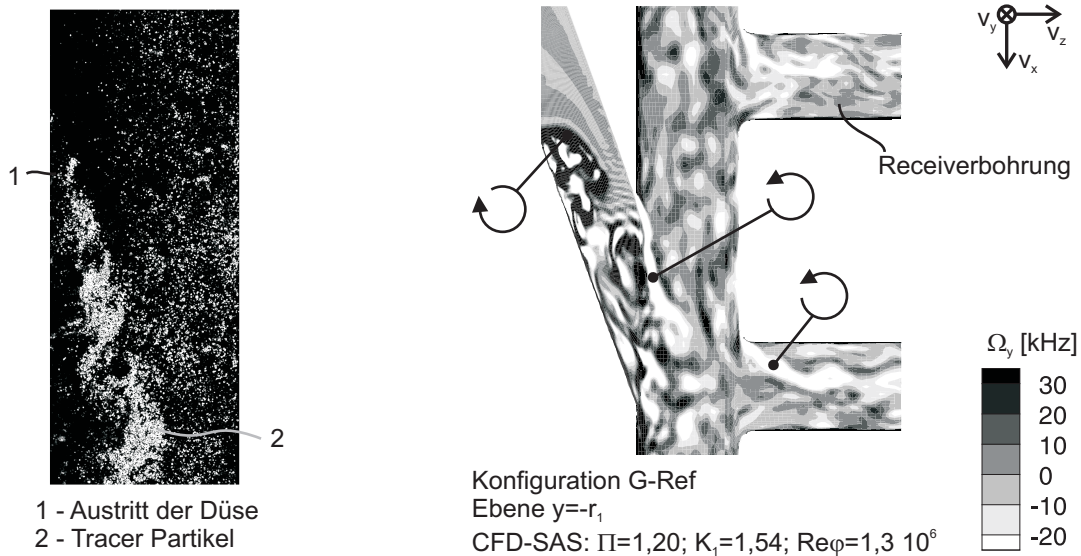


Abb. 5.10: Turbulente Strukturen in der Vordrallkammer (PIV)

Abb. 5.11: Vortizitätskomponente Ω_y
($c_1 d_1 / v_1 \approx 5,5 \cdot 10^4$)

messer d_1 und decken einen Frequenzbereich von etwa 10 kHz bis 60 kHz ab. Dadurch sind die Frequenzen der erfassten turbulenten Strukturen eine Größenordnung höher als die der von den Receiverbohrungen angeregten Strömungsinstationaritäten. Insbesondere treten die höchsten Wirbelstärken in den Strömungsschichten wie der Grenzschicht zwischen dem Strahl aus der Düse und der Querströmung auf. Sie zeigen sich auch am Rand der Ablöseblasen am Eintritt der Düse und der Receiverbohrungen. In Zonen mit hohen Geschwindigkeitsgradienten, die bereits im Kapitel 5.2.1 erwähnt wurden, wird ein Grossteil der turbulenten kinetischen Energie k der Strömung produziert. Diese kinetische Energie, die direkt aus der Hauptströmung entzogen wird, dient dazu, immer kleinere Wirbelsysteme anzutreiben, bis sie irreversibel aufgrund der mit kleinerer Abmessung der Wirbel steigenden Viskosekräften in thermische Energie umgewandelt wird. Aus einer makroskopischen Sicht wirkt die Umwandlung eines Teils der Totalenthalpie der Hauptströmung in turbulente kinetische Energie als Drehimpulsverlust und als Totaldruckverlust in der Vordrallkammer. Deshalb soll bei der Auswertung der Messdaten noch eine Methode vorgeschlagen werden, die die Strömungsverluste der Turbulenz und der damit induzierten Sekundärströmungen quantifizieren kann (vgl. Kapitel 6.2.2).

5.3 Überprüfung der numerischen Ansätze mit experimentellen Vergleichsdaten

Die qualitativ überzeugenden Ergebnisse der numerischen Strömungsberechnungen zum Verständnis der Vordrallströmung führen zur Frage Ihrer Genauigkeit. Zu diesem Zweck wurden mit Hilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Messtechnik lokale und globale Strömungsgrößen gemessen, die mit den berechneten Größen verglichen werden. Vergleiche mit den unterschiedlichen Messgrößen sollen dazu dienen, die Aussagen mit einander zu korrelieren und zu bestätigen, da restliche Messunsicherheiten aufgrund der Komplexität des Messaufbaus nicht zu

vermeiden sind. Die quantitative Beurteilung der CFD-Vorhersagen wird insbesondere vor der Analyse der Messdaten (vgl. Kapitel 6) durchgeführt, damit die daraus erhaltenen Erkenntnisse auch bei der Auswertung der Gesamteffizienz der Vordralldüsen in Kapitel 7 verwendet werden können.

5.3.1 Verlustkoeffizient (Geschwindigkeitsverhältnis) η_V der Vordralldüsen

Vor Vergleichen in der Vordrallkammer soll zuerst die Vorhersage der Strömungsverluste in den Vordralldüsen überprüft werden. Hierzu wird üblicherweise der Durchflussbeiwert C_{dV} der Vordralldüsen ausgewertet (siehe Gl. (3.35)). Generell wird in der Literatur eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Durchflussbeiwerten C_{dV} von Vordralldüsen erreicht (vgl. Dittmann et al. (2002a), Jarzombek et al. (2006), Ciampoli et al. (2008)), so dass sich nun die Frage stellt, ob gleiche Ergebnisse für die untersuchten Konfigurationen beobachtet werden können.

Geschwindigkeitsdreiecke und Geschwindigkeitsverhältnisse werden in Analogie zu einer Turbinenstufe bei der Analyse eines Vordralldüsen systems häufig verwendet. Zum Durchflussbeiwert C_{dV} wird deswegen in dieser Arbeit das Geschwindigkeitsverhältnis η_V für die Auswertung der Strömungsverluste in den Düsen bevorzugt. η_V ergibt sich aus den zeitlich gemittelten Strömungsgrößen \dot{m}_1 , T_{t0} , p_{t0} und p_1 nach Gl. (5.2):

$$\eta_V = \frac{c_1}{c_{1is}} \quad \text{mit } c_1 \text{ und } c_{1is} \text{ nach Gl. (3.31) und (3.29)} \quad (5.2)$$

Demzufolge sind η_V und C_{dV} stark voneinander abhängig, wie Gl. (5.3) zeigt:

$$C_{dV} = \frac{A_1 \rho_1 c_1}{A_1 \rho_{1is} c_{1is}} = \eta_V \frac{T_{1is}}{T_1} = \eta_V \frac{T_{1is}}{T_{1is} + \frac{c_{1is}^2}{2c_p} - \frac{c_1^2}{2c_p}} = \frac{\eta_V}{1 + (1 - \eta_V^2)(\kappa - 1) Ma_{1is}^2} \quad (5.3)$$

Dabei wurden T_{1is} , Ma_{1is} , ρ_1 und T_1 bereits in Gl. (3.30) und (3.32) definiert, während sich die ideale Dichte ρ_{1is} wie die mittlere Dichte ρ_1 aus der idealen Gasgleichung ermitteln lässt:

$$\rho_{1is} = \frac{p_1}{\Re T_{1is}} \quad (5.4)$$

Für $\eta_V=0,7$ und $\kappa=1,4$ ist bei $Ma_{1is}=0,2$ die Größe C_{dV} 1% kleiner als η_V , während der Unterschied zwischen C_{dV} und η_V bei $Ma_{1is}=0,7$ bzw. bei $Ma_{1is}=1$ ungefähr 9% bzw. 17% erreicht.

Zur Bestimmung von η_V wurden bei den CFD-Berechnungen die gleichen Messstellen wie in Kapitel 4 für T_{t0} , p_{t0} und p_1 benützt. Die vorhergesagten und gemessenen Verlustkoeffizienten η_V sind schließlich als Funktion des Druckverhältnisses Π über die Düsen in Abb. 5.12 dargestellt. Für ein gegebenes Druckverhältnis Π wurden in Abb. 5.12 zwei Messpunkte eingetragen, die den Drehzahlen $n=3000 \text{ Umin}^{-1}$ und $n=6000 \text{ Umin}^{-1}$ der CFD-Berechnungen entsprechen. Die von der Drehzahl unabhängige Ausrichtung der Messpunkte von Abb. 5.12 bestätigt die Erkenntnis von Abschnitt 3.2.2.1, dass Π der Haupteinflussparameter des Durchflussbeiwerts ist. Der Vergleich des vorhergesagten Geschwindigkeitsverhältnisses η_V mit dem

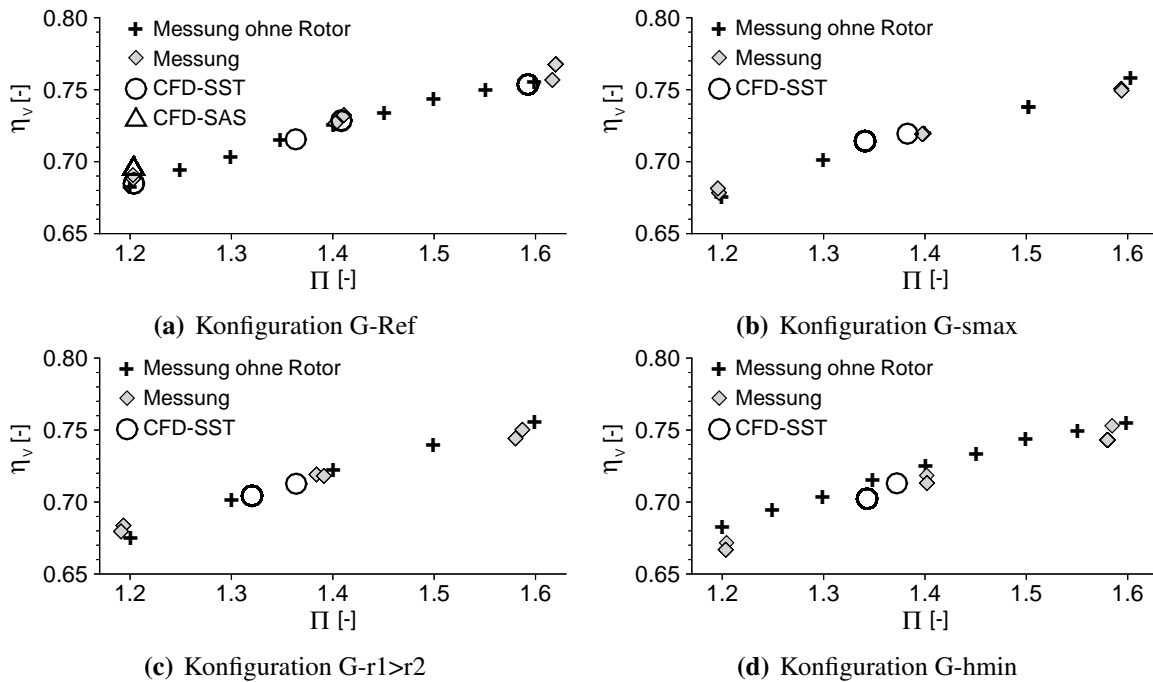


Abb. 5.12: Berechnete und gemessene Verlustkoeffizienten η_V der Vordralldüsen

Messdaten soll somit bei gleichem Druckverhältnis durchgeführt werden. Daraus ergeben sich folgende erste Ergebnisse: Die CFD-Ergebnisse stimmen mit den Messergebnissen innerhalb 1% überein. Damit wird die numerische Vorhersage des Geschwindigkeitsverhältnisses η_V für beide getestete Turbulenzmodelle als erfolgreich angenommen. Aus weiteren Beobachtungen können aber zusätzliche Hinweise über die Aussagekraft der numerischen Verfahren abgeleitet werden.

Trotz unterschiedlicher Vordrallkammern wurde bei allen gezeigten Konfigurationen ein gleiches oder sehr ähnliches Durchflussverhalten der Vordralldüsen festgestellt. Ferner zeigt Abb. 5.12, dass sich das gemessene Geschwindigkeitsverhältnis η_V der Konfigurationen G-ref, G-smax und G-r1>r2 kaum ändert, wenn die Messungen des Durchflussverhaltens der Düsen ohne Rotor durchgeführt werden. Beide Beobachtungen weisen darauf hin, dass die Strömungsverluste in der Vordralldüse hauptsächlich durch die am Düsen Eintritt erwartete Einschnürung der Strömung induziert sind (vgl. Abb. 5.3). Die Wechselwirkung mit der Scherströmung in der Vordrallkammer und mit den Receiverbohrungen haben nämlich nach den Messergebnissen einen minimalen Effekt auf η_V . Nach dem Vergleich mit Konfiguration G-hmin, in der die höchsten Druckschwankungen infolge der Receiverbohrungen erwartet werden (siehe Abb. 5.8), kann dieser Effekt auf wenige Prozent (<2%) abgeschätzt werden. Die Tatsache, dass Bragg (1960) und Zierp (1990) die Querschnittsfläche der sog. *vena contracta* in einfachen Bohrungen sowohl für ein kompressibles als auch inkompressibles Fluid aus der Kontinuitäts-, der Impuls- und der Energie-Gleichung analytisch herleiten, lässt des weiteren vermuten, dass die Turbulenzmodellierung kaum einen Einfluss auf die Vorhersage der Einschnürung der Strömung am Eintritt der Vordralldüsen hat. Aus diesen Gründen kann angenommen werden, dass korrekte Vorhersage von η_V mit konventionellen CFD-Turbulenzmodellen unproblematisch erreicht wer-

den können, solange η_V überwiegend durch die Strömungsverluste am Düsenaustritt bestimmt wird. In solchen Fällen genügt möglicherweise der Einsatz eines Standard-Turbulenzmodells. Für Konfiguration wie in G-hmin, in der die Strömung am Austritt der Düsen ihr Durchflussverhalten beeinflusst, steigt das Risiko einer Überschätzung des Durchflussbeiwerts C_{dV} .

5.3.2 Geschwindigkeitsverteilung

Mit Hilfe der Messergebnisse des für diese Arbeit aufgebauten PIV-Systems wird nun angestrebt, die Genauigkeit des berechneten Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen. Da die anderen Geschwindigkeitskomponenten weniger wichtig für die Kühleffektivität von Vordralldüsen-Systemen sind, wird sich die Analyse auf die tangentielle Komponente fokussieren. Ziel dieses Abschnitts besteht insbesondere darin, die berechneten Geschwindigkeitsgradienten mit den PIV-Ergebnissen zu vergleichen, während eine ausführlichere Auswertung der Geschwindigkeit des Vordralls in Abschnitt 5.3.3 durchgeführt wird.

Hierzu wurde die Messebene $y = -r_1$ von Konfiguration G-Ref ausgewählt, da die höchsten Geschwindigkeitsgradienten in der Freiströmung dort beobachtet wurden. Zur Verfügung stehen Daten einer ersten PIV-Messreihe, deren charakteristische Ergebnisse in Abb. 5.13 dargestellt sind. In Abb. 5.13 können deutliche Isolinien der für eine Rotorposition zeitlich gemittelten tangentialen Geschwindigkeitskomponente erkannt werden. Wie in Abschnitt 4.5.2 bereits erklärt, versperren im Laufe der ersten PIV-Messreihe die Tracerpartikeln zirka 15% der Querschnittsfläche A_1 der Vordralldüsen, so dass trotz einer hohen Messauflösung die Vergleichbarkeit von Abb. 5.13 mit den Berechnungen begrenzt sein mag. Aus diesem Grund werden auch Ergebnis-

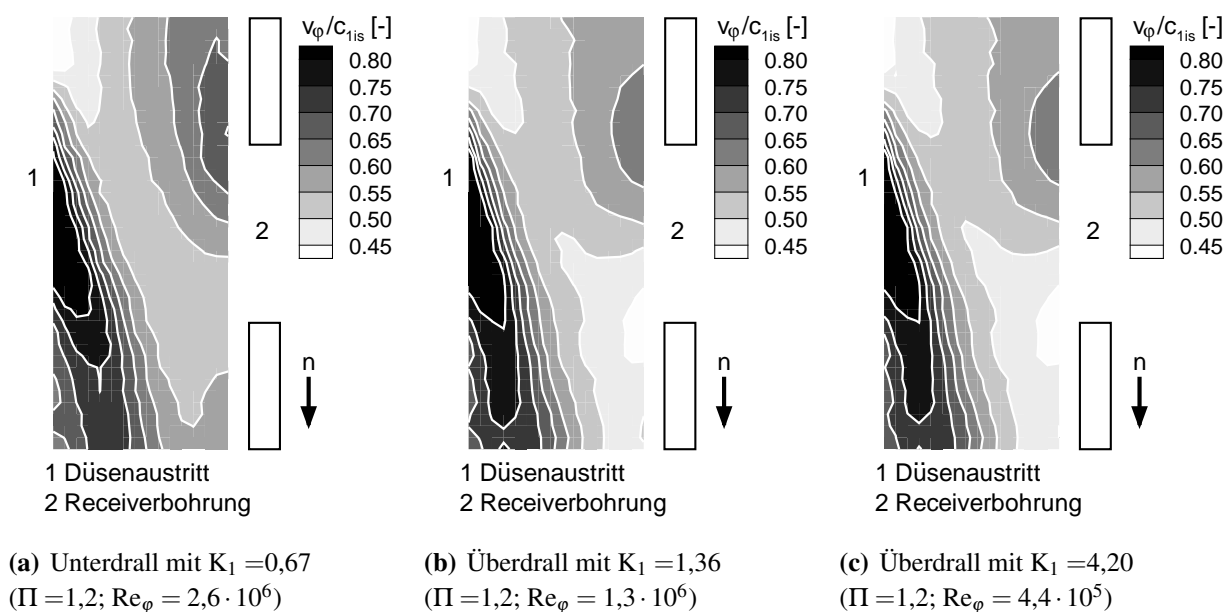
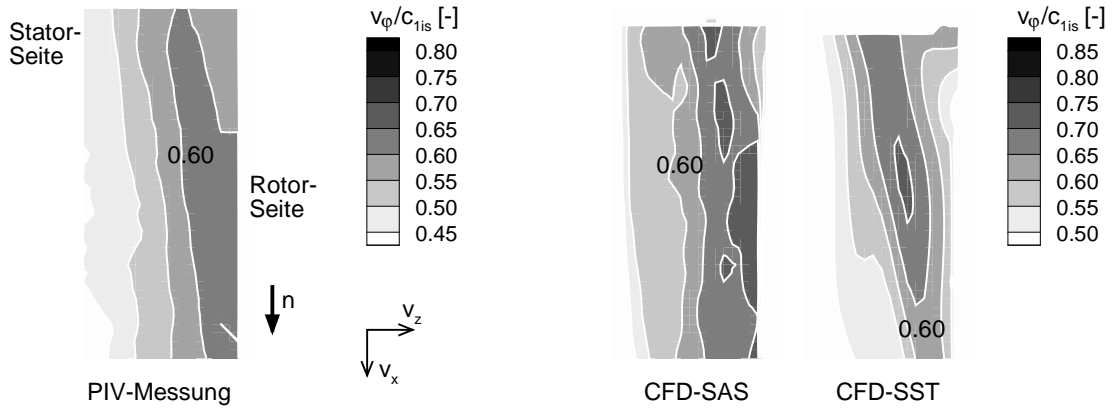
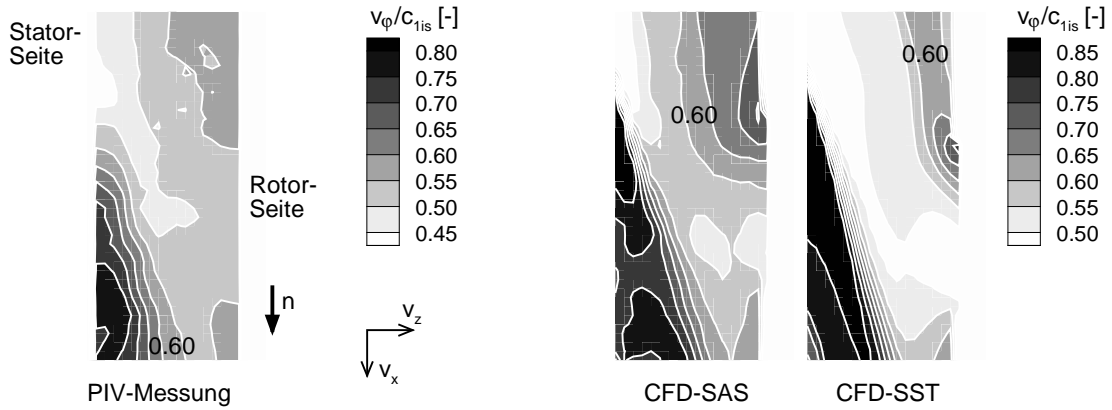


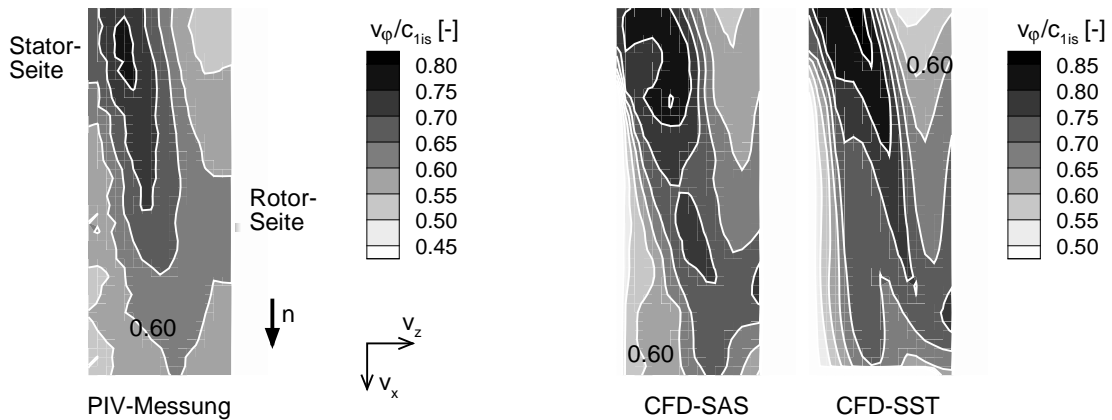
Abb. 5.13: Zeitlich gemittelte tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten am Eintritt einer Receiverbohrung in Abhängigkeit von der Drallzahl K_1 (PIV; Konfiguration G-Ref mit zirka 15% kleinerer Fläche A_1 ; Ebene $y = -r_2$)



(a) Für $-3,15 \leq x/s \leq -0,95$ und $0,05 \leq z/s \leq 0,95$



(b) Für $-1,20 \leq x/s \leq 0,95$ und $0,10 \leq z/s \leq 0,95$



(c) Für $0,75 \leq x/s \leq 3,00$ und $0,05 \leq z/s \leq 0,95$

Abb. 5.14: Zeitlich gemittelte tangentielle Strömungsgeschwindigkeiten in der Ebene $y = -r_1$ der Konfiguration G-Ref für eine gegebene Winkelposition der Receiverbohrungen ($\Pi = 1,2$; $K_1 = 1,7$; Achse einer Receiverbohrung in den Ebenen $y = -r_1$ und $x = 0$)

se der zweiten PIV-Messreihe für den Vergleich verwendet. Die damit gewonnenen tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten wurden für einen repräsentativen Betriebspunkt in Abb. 5.14 illustriert. Mit flüssigen Tracerpartikeln wurden Geschwindigkeitsverteilungen mit weniger glatten Isolinen als in Abb. 5.13 erhalten. Die Auswertung einer größeren Anzahl von PIV-Bildern würde zwar glattere Konturplots insbesondere in der Nähe von Stator und Rotor führen, aber nach Abschnitt 4.9 und nach dem Vergleich mit Abb. 5.13 wird erwartet, dass die Mittelung weiterer PIV-Bilder das Geschwindigkeitsniveau von Abb. 5.14 um wenige Prozent (unterhalb 5%) ändern würde. Die mit dem SST-Turbulenzmodell und dem SAS-Turbulenzmodell berechneten Geschwindigkeiten wurden für den entsprechenden Betriebspunkt ebenso in Abb. 5.14 gezeigt. Wie für die Messergebnisse ergaben sich die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder des SAS-Turbulenzmodells aus der Mittelung mehrerer Zeitaufnahmen. Für die Mittelung wurden 18 Zeitaufnahmen berücksichtigt, nachdem abgeschätzt wurde, dass sich mit 5 zusätzlichen Zeitaufnahmen die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten im Mittel noch um maximal $\pm 2\%$ variieren können.

Insgesamt stimmen die CFD-Berechnungen mit den in Abb. 5.13 und 5.14 dargestellten gemessenen Geschwindigkeitsfeldern qualitativ überein. Insbesondere können die Expansion des Luftstrahls aus den Düsen und die Umlenkung der Strömung am Eintritt der Receiverbohrungen sowohl bei den Messungen als auch bei den Berechnungen erkannt werden. Dennoch treten lokal höhere Geschwindigkeitsgradienten bei den SST-Berechnungen als bei den PIV-Ergebnissen auf. Im Vergleich generiert das SAS-Modell niedrigere und damit mit den Messungen besser übereinstimmende Geschwindigkeitsgradienten. Trotzdem ergeben das SAS-Modell sowie das SST-Modell um etwa 10% höhere tangentiale Strömungsgeschwindigkeiten als die PIV-Messungen. Dies soll noch für das SST-Turbulenzmodell genauer analysiert werden, mit dem weitere Konfigurationen zu diesem Zweck numerisch untersucht wurden, da es häufig als Standard in der Industrie verwendet wird.

5.3.3 Tangentialgeschwindigkeit am Eintritt der Receiverbohrungen

Um die Abweichungen der berechneten tangentialen Strömungsgeschwindigkeiten genauer zu bestimmen, wurde aus den PIV-Ergebnissen und den CFD-Berechnungen dieser Arbeit eine mittlere Tangentialgeschwindigkeit $v_{\varphi 2}$ bei mehreren Betriebspunkten und innerhalb von zwei unterschiedlichen Vordrallkammern ermittelt. Damit die mittlere Tangentialgeschwindigkeit $v_{\varphi 2}$ eine repräsentative Geschwindigkeit der Kernströmung bei der radialen Position der Receiverbohrungen darstellt, wurde sie aus der Integration der Geschwindigkeitskomponente v_{φ} über die Teilfläche S_2 der Ebene $y = -r_2$ gewonnen. Mit x -Koordinaten zwischen $x/s = -3$ und $x/s = 3$ und z -Koordinaten zwischen $z/s = 0,35$ und $z/s = 0,65$ deckt nach Abb. 5.14 die Fläche S_2 etwa eine komplette Teilung zwischen zwei Vordralldüsen über ein Drittel des axialen Abstands zwischen dem Rotor und dem Stator ab. Die über die Fläche S_2 gemittelte Tangentialgeschwindigkeit $v_{\varphi 2}$ wurde für die Messungen und Berechnungen aus dem zeitlich gemittelten Strömungsfeld hergeleitet, welches sich einstellt, wenn die Receiverbohrungen die gleiche Winkelposition wie die des Austritts einer gewählten Vordralldüse haben.

Die von SST-CFD Modellen vorhergesagten Geschwindigkeiten $v_{\varphi 2}$ werden für Konfiguration

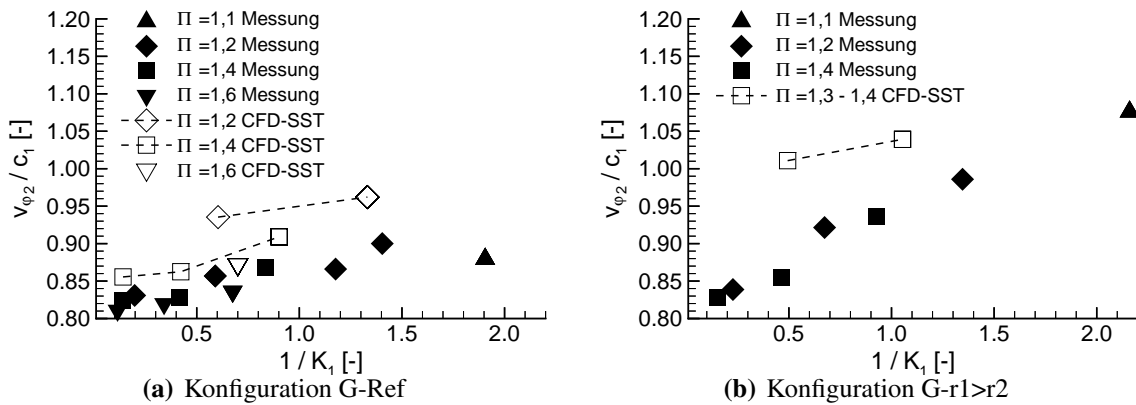


Abb. 5.15: Mittlere tangentielle Strömungsgeschwindigkeit in der Vordrallkammer an der radialen Position der Receiverbohrungen

G-Ref und G-r1>r2 in Abb. 5.15 mit den gemessenen Geschwindigkeiten verglichen. Abb. 5.15 stellt die Beobachtungen von Abschnitt 3.2.3.1 dar, nach denen das gemessene Geschwindigkeitsverhältnis $v_{\varphi 2}/c_1$ unabhängig vom Druckverhältnis Π etwa linear mit dem reziproken Wert von K_1 steigt. Diese Tendenz ist durch die CFD-Berechnungen wiedergegeben, mit dem Unterschied, dass eine Abhängigkeit vom Druckverhältnis für Konfiguration G-Ref bemerkbar ist. Die Streuung der Messdaten von 6% für Konfiguration G-Ref und von etwa 4% für Konfiguration G-r1>r2 ist von der gleichen Größenordnung wie der in Abschnitt 4.9 erwähnte Messfehler von 5%. Trotz dieser Messunsicherheit zeigt Abb. 5.15, dass die CFD-Berechnungen in Konfiguration G-Ref den gemessenen mittleren Drall an der radialen Position der Receiverbohrungen um 5% bis 11% überschätzen. Bei der Konfiguration G-r1>r2 mit radial versetzten Vordralldüsen steigt aber der Unterschied zu den Messdaten auf zirka 15% (vgl. auch Abschnitt 6.2.3.3 und 6.2.4). Die Aussage der Überschätzung muss mit Hilfe von anderen Messmethoden überprüft werden. Dies kann zunächst mit der Analyse des Druckrückgewinns erfolgen.

5.3.4 Druckrückgewinn

Basierend auf Messungen der in der Vordrallkammer statischen Drücke sollen ergänzende Hinweise über die Genauigkeit der eingesetzten CFD-Verfahren gewonnen werden. Die dafür verwendeten Druckmessstellen wurden für die analysierten Konfigurationen in Abb. 5.16 schematisch dargestellt, während weitere Details der Messstellen in Abschnitt 4.5.1 bereits eingeführt wurden. Die radialen und tangentialen Positionen der Messstelle wurden gewählt, um den Druckrückgewinn des statischen Drucks messen zu können, der sich bei der radialen Position der Receiverbohrungen durch die Entspannung der Kühlluftstrahlen aus den Düsen ergibt. Abb. 5.16 stellt die vorhergesagten statischen Drücke im Vergleich zu den Messdaten dar.

Der höchste Druckrückgewinn wird in der Nähe der Vordralldüse von Konfiguration G-Ref beobachtet. Dabei überschätzen die numerischen Berechnungen den Druckrückgewinn um etwa 60%. Dies lässt zunächst vermuten, dass die Totaldruckverluste in der Vordrallkammer G-Ref von den CFD-Modellen unterschätzt werden. Des Weiteren sind aufgrund der versetzten radia-

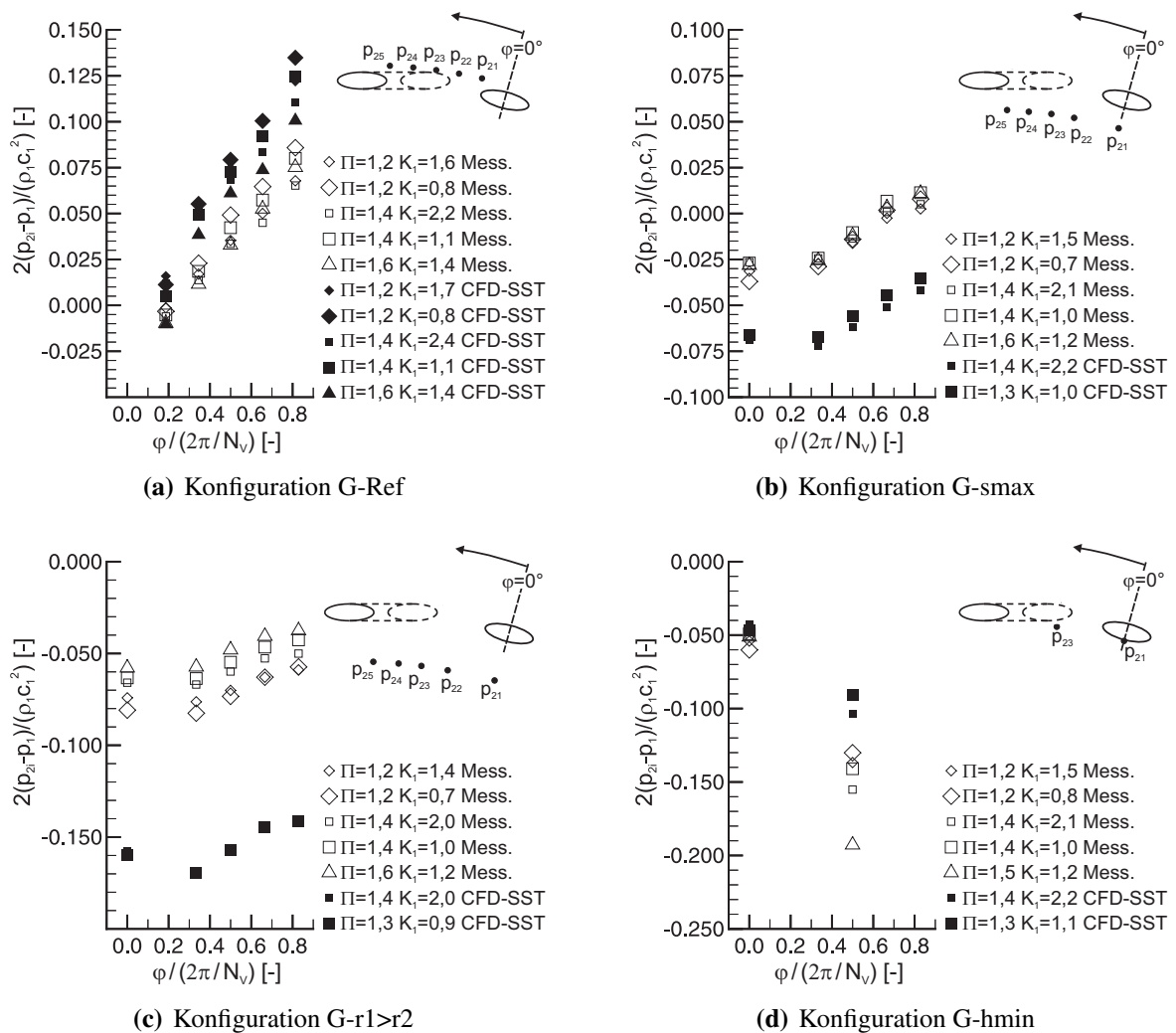


Abb. 5.16: Druckrückgewinn nach der Expansion der Strömung in Umfangsrichtung zwischen zwei Düsen

len Position der Messstellen relativ zu den Düsen die gemessenen und die berechneten Rückgewinne in den restlichen Konfigurationen kleiner. Wie in Konfiguration G-Ref ist der berechnete statische Druck in Konfiguration G-hmin mit der engsten Vordrallkammer höher (um etwa 30%) als der gemessene Wert. Die gegenüber den Messdaten niedrigen berechneten Drücke in den letzten Konfigurationen scheinen in einer ersten Näherung den bei Konfiguration G-Ref und G-hmin gewonnenen Ergebnissen zu widersprechen. Mit Hilfe folgender Überlegungen können aber die niedriger vorhergesagten Druckdifferenzen $p_{21} - p_1$ als ein zusätzliches Anzeichen der Überschätzung des Vordralls $v_{\varphi 2}$ innerhalb der Rotor-Stator Kavität durch die CFD-Modelle interpretiert werden (vgl. Abschnitt 5.3.3).

Nach dem Kräftegleichgewicht senkrecht zu konzentrischen Strömungslinien gilt:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v_{\varphi}^2}{r} \quad (5.5)$$

Nach einer Integration der Gl. (5.5) (mit $\rho = \text{konstant}$ und $v_{\varphi} = \text{konstant}$) kann angenommen werden, dass der radiale Druckgradient $p_{21} - p_1$ in der Vordrallkammer näherungsweise vom

Radius r_{2i} und vom zu c_1 proportionalen Vordrall $v_{\varphi 2}$ wie folgt abhängt:

$$2 \left| \frac{p_{2i} - p_1}{\rho_1 c_1^2} \right| \approx 2 b^2 \left| \ln \frac{r_{2i}}{r_1} \right| \quad \text{mit} \quad b = \frac{v_{\varphi 2}}{c_1} \quad (5.6)$$

Gl. (5.6) zeigt, dass die dimensionslosen Druckdifferenzen $2 |p_{2i} - p_1| / (\rho_1 c_1^2)$ mit einer steigenden dimensionslosen tangentialer Strömungsgeschwindigkeit $v_{\varphi 2} / c_1$ steigt. Deshalb kann die Tatsache, dass die berechneten Druckdifferenzen $|p_{2i} - p_1|$ in Konfigurationen G-r1>r2 (mit $r_{2i}/r_1 = 0,917$) und G-smax (mit $r_{2i}/r_1 = 0,947$) höher als die entsprechenden gemessenen Druckdifferenzen (vgl. Abb. 5.16(c) und 5.16(b)) sind, als ein zusätzlicher Hinweis der höheren berechneten tangentialen Geschwindigkeiten in der Vordrallkammer interpretiert werden.

5.3.5 Totaltemperaturänderungen

Die korrekte Berechnung der Kühllufttemperaturen stellt eine der größten Herausforderungen für numerische Verfahren dar. Darum erfolgt die Analyse der Temperaturen erst nach der Auswertung des Durchflusses, der tangentialen Geschwindigkeiten und der Druckverteilung. Zum Verständnis der berechneten Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ innerhalb der Receiverbohrungen sollen aber zuerst die Totaltemperaturen in der Vordrallkammer geprüft werden. Die Kenntnis der berechneten und gemessenen Totaltemperaturen in der Vordrallkammer ist für diese Arbeit nötig, da eine Variation von 2 K in der Vordrallkammer bereits 15% der erwarteten mittleren Temperaturdifferenz $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ entspricht. Aus dem Vergleich mit den Messdaten werden weiterhin Rückschlüsse über die Gültigkeit der Annahme von adiabaten Wänden bei den experimentellen Untersuchungen gezogen.

Die Totaltemperatursonden T_{21} , T_{22} und T_{23} (vgl. Abschnitt 4.5.3.4) ermöglichen es, eine radiale Verteilung der Kühllufttemperatur in der Vordrallkammer bei einem axialen Abstand von $z = s/2$ und einer Winkelposition von $\varphi = 0,83 \cdot 360 / N_V = 13^\circ$ gegenüber dem Düsenaustritt (vgl. Abb. 4.5) zu messen. Abb. 5.17 stellt den Vergleich der Messergebnisse mit den numerischen Berechnungen für zwei Konfigurationen dar. Obwohl die Winkelpositionen der Sonde T_{91} , T_{71} und T_{72} (vgl. Abschnitt 4.5.3.5) unterschiedlich sind, wurden in Abb. 5.17 die Messwerte dieser Sonde auch eingetragen, um auf die thermischen Bedingungen am Rand der Vordrallkammer hinzuweisen. Da die Sonde T_{91} im Laufe der Untersuchungen in Konfiguration G-r1>r2 defekt war, wurden in Abb. 5.17(b) die Messwerte der Sonde T_{92} eingetragen, welche sich weiter axial versetzt von der rotierenden Fläche der Vordrallkammer befand (siehe Abb. 4.8).

Zunächst wird die Totaltemperatur bei der radialen Position der Receiverbohrungen analysiert, da sie entscheidend für die Temperatur $T_{\text{trel}3}$ innerhalb der Bohrungen ist. Dabei zeigt Abb. 5.17, dass für $(r - r_2)/d_1 \approx \pm 1$ die gemessenen und berechneten Totaltemperaturen des Vordralls bis zu zirka ± 2 K von der Referenztemperatur T_{t0} stromauf der Düsen abweichen können. Mit einer erwarteten Messgenauigkeit von zirka ± 1 K bleibt es schwierig, Einflüsse des Rotors auf das Temperaturfeld von möglichen Temperaturmessfehlern eindeutig zu trennen. Trotzdem kann folgendes angemerkt werden. Bei der radialen Position des Bohrungseintritts wurden die größten Abweichungen der numerischen Ergebnisse für Konfiguration G-Ref mit der höchsten

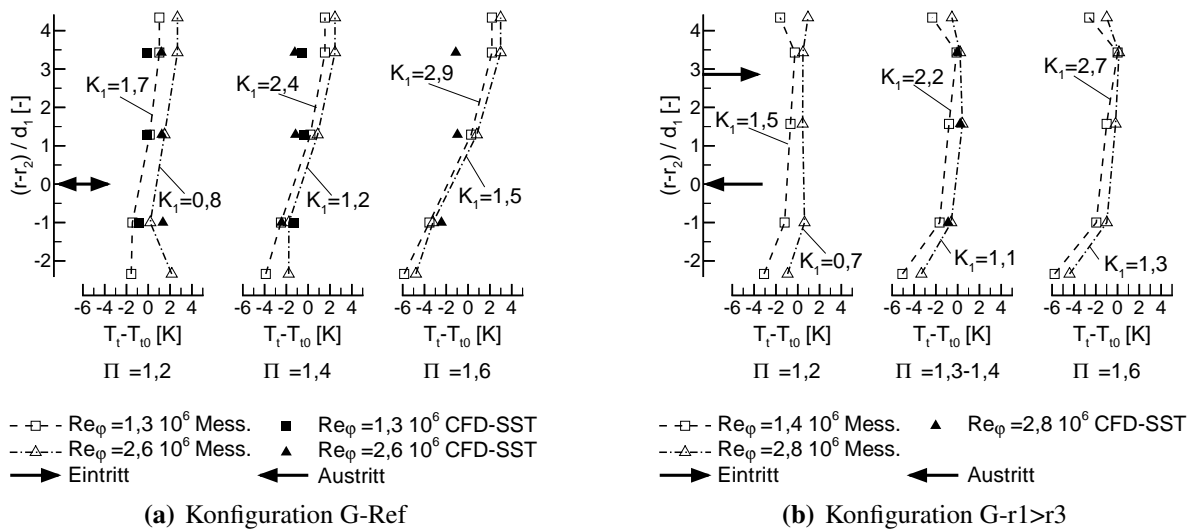


Abb. 5.17: Totaltemperaturen in der Vordrallkavität

Umfangs-Reynolds-Zahl $Re_\phi = 2,6 \cdot 10^6$ und den größten Druckverhältnissen ($\Pi \geq 1,4$) erreicht. Insbesondere können in diesen Fällen die Berechnungen die Totaltemperatur in der Vordrallkammer bis um 2,5 K unterschätzen. In Konfiguration G-r1>r2 stimmen dagegen die berechneten Temperaturen mit den Messwerten besser als 1 K überein.

Zum einen können diese Diskrepanzen auf den Vorhersagen abweichender Mischungsverhältnisse der kalten Kühlluft aus den Düsen mit in der Vordrallkammer rezirkulierender wärmerer Luft zurückgeführt werden (siehe Abb. 5.4). Im Gegensatz zu Konfiguration G-r1>r2, in der die Vordrallkammer aufgrund der radial versetzten Anordnung der Düsen gegenüber den Receiverbohrungen besser durchströmt ist, besteht oberhalb der Düsen von Konfiguration G-Ref eine größere Zone mit rezirkulierender Luft. Innerhalb und an der Grenze dieser Zone ($(r-r_2)/d_1 \approx 0,5$) können stärkere Temperaturgradienten auftreten, die schwierig genau zu berechnen sind. Umgekehrt kann auch angenommen werden, dass die Diskrepanzen mit den Messdaten hauptsächlich durch nicht perfekte adiabate Wände der Vordrallkammer verursacht werden. Mit der zusätzlichen Annahme, dass die CFD-Berechnungen die Totaltemperatur in perfekt adiabaten Vordrallkammern innerhalb 1 K richtig vorhersagen, kann vorausgesetzt werden, dass Wärmekonvektion für die in Abb. 5.17 illustrierten Fällen einen Effekt auf die Temperatur am Eintritt der Receiverbohrungen bis auf maximal 2,5 K hat, falls der Versuchsträger nicht perfekt adiabatisch wäre. Dieser potenzielle Störeffekt muss somit bei der Analyse der Messdaten in Kapitel 6 eventuell korrigiert werden.

Bei $(r-r_2)/d_1 = 3,4$ werden in Konfiguration G-Ref aus den vermuteten gleichen Gründen noch höhere Abweichungen (bis zu 4 K) mit den Messdaten beobachtet. Diese Abweichungen werden aber als lokale Effekte mit weniger Wirkung auf $T_{\text{tre}13}$ betrachtet werden, da die Diskrepanzen mit den Messungen im Bereich der Receiverbohrungen deutlich kleiner als 4 K blieben, wie zuvor diskutiert.

5.3.6 Temperaturabsenkung am Eintritt der Receiverbohrungen

Die Vergleiche der CFD-Ergebnisse mit den Messdaten enden mit der Analyse der Temperaturabsenkung $T_{\text{tr}el3} - T_{t0}$, die meistens als Messgröße für die Kühleffektivität von Vordralldüsen-systemen verwendet wird. Hierzu wurden die berechneten und gemessenen Temperaturabsenkungen $T_{\text{tr}el3} - T_{t0}$ am Eintritt der Receiverbohrungen mit Hilfe der Umfangsgeschwindigkeit u_2 dimensionslos gemacht und durch das Geschwindigkeitsverhältnis c_1/u_2 in Abb. 5.18 dargestellt. Die Vorteile dieser Darstellung wurden bereit in Abschnitt 3.2.4.2 erwähnt. Dabei soll angemerkt werden, dass die mit den CFD Modellen berechneten Temperaturen $T_{\text{tr}el3}$ aus der über die Fläche $A_{\text{Bo}1}^{zd=3,9}$ (vgl. Abschnitt 6.1.2) zeitlich und über den Massenstrom gemittelten Totaltemperatur innerhalb der Receiverbohrung Bo1 von Abb. 5.9 hergeleitet wurden. Um die Größenordnung der Unterschiede zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen besser darzustellen, wurde für die Druckverhältnisse $\Pi = 1,2$ und $\Pi = 1,4$ eine konstante Abweichung von ± 2 K gegenüber den Messdaten anhand gestrichelter Linien in Abb. 5.18 gekennzeichnet.

Nach Abb. 5.18 sagen generell die adiabaten CFD-Berechnungen kältere Werte für $T_{\text{tr}el3}$ als die gemessenen Temperaturen voraus. Die Abweichungen von den Messdaten sind aber von den untersuchten Konfigurationen abhängig. Beim Beschränken der Analyse auf den Betriebspunkt $c_1/u_2 \approx 1$, für den die meisten Vordralldüsen-systemen ausgelegt sind, können folgende Ergebnisse zunächst beobachtet werden: Die vorhergesagte dimensionslose Temperaturabsenkung in Konfiguration G-ref ist nach Abb. 5.18(a) etwa 35% kleiner als der gemessene Wert bei $c_1/u_2 \approx 1$. Unter den Versuchsbedingungen bei $c_1/u_2 \approx 1$ und $\Pi = 1,4$ entspricht eine Überschätzung der Temperaturabsenkung von 35% etwa drei bis vier Kelvin. Die Überschätzung ist unter Gasturbinenbedingungen entsprechend höher. Allein durch die Überschätzung von zirka 10% der tangentialen Geschwindigkeit, die in Abschnitt 5.3.3 gemessen wurde, ist mindestens eine 20% Überschätzung der berechneten Temperaturabsenkung in Konfiguration G-ref bei $c_1/u_2 \approx 1$ nach Gl. (3.65) zu erwarten. Die restliche Abweichung von 15% (etwa 1 bis 2 Kelvin bei $c_1/u_2 \approx 1$) zwischen den Vorhersagen und Messungen wird auf die Diskrepanz der Temperaturänderung $\Delta T_{t2} = T_{t2} - T_{t0}$ in der Vordrallkammer zurückgeführt, welche in Abschnitt 5.3.5 behandelt wurde.

In Konfiguration G-r1>r2 und G-smax wurden bei $c_1/u_2 \approx 1$ gegenüber den Messdaten um 40% geringere dimensionslose Temperaturabsenkungen durch die CFD-Modelle berechnet. Dabei kann für Konfiguration G-r1>r2 zum Grossteil (zirka Dreiviertel) die Abweichung der vorhergesagten Temperatur $T_{\text{tr}el3}$ durch die in Abschnitt 5.3.3 beobachtete Überschätzung von etwa 15% des Vordralls erklärt werden. Im Gegensatz zu anderen Konfigurationen beträgt die Abweichung der CFD-Berechnungen nur 16% für die letzte Konfiguration G-hmin, deren Vordrallkammer deutlich weniger Wandfläche besitzt. Letztes Ergebnis soll insbesondere in Erinnerung behalten werden, da es für die Auswertung der Messdaten in Kapitel 6 weiter verwendet wird.

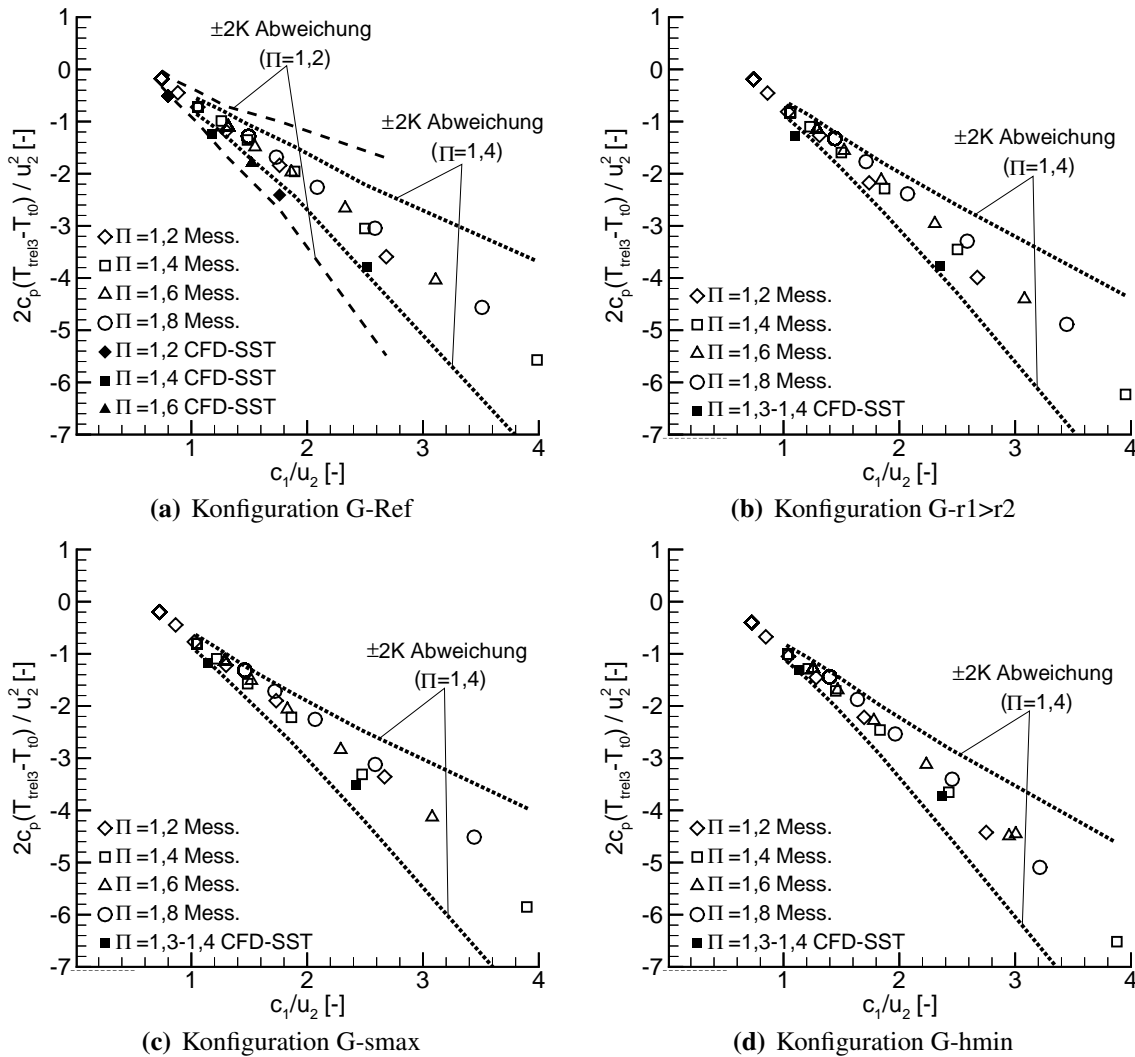


Abb. 5.18: Gemessene und berechnete dimensionslose Temperaturabsenkung am Eintritt der Receiverbohrungen

5.4 Grenzen der gewählten numerischen Verfahren

Als Vorbereitung für die Auswertung der Messdaten beschreibt dieses Kapitel erwartete Haupteigenschaften der Vordrallströmung mit Hilfe von numerischen Strömungsberechnungen. Um ein besseres Verständnis der experimentellen Daten anhand der CFD-Vorhersagen zu erzielen, wurde zusätzlich angestrebt, die Genauigkeit der CFD-Ergebnisse bereits auszuwerten. Die vorherigen Abschnitte zeigen hierzu ermittelte Abweichungen der Berechnungen gegenüber Messdaten dieser Arbeit. Diese Abweichungen stellen Grenzen der gewählten Strömungsberechnungsmethode dar und weisen darauf hin, dass bei der Auslegung von Vordralldüsen mit CFD-Verfahren eventuelle Korrekturen nötig sind. Erfolge und Grenzen der durchgeführten Strömungsberechnungen können schließlich wie folgt zusammengefasst werden.

Zunächst wurde eine gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Durchflussbeiwerten der Vordralldüsen festgestellt. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass der

Durchflussbeiwert in den untersuchten Konfigurationen hauptsächlich durch die *vena contracta* am Düsen Eintritt bestimmt wird. Dadurch sind die berechneten Durchflussbeiwerte vermutlich wenig abhängig von der Turbulenzmodellierung. Im Gegensatz dazu zeigen die SST-Modelle eindeutig ihre Grenzen in der Vordrallkammer, wo die Modellierung der Turbulenz entscheidend für eine korrekte Vorhersage von mittleren Strömungsgrößen ist. Mit einer Überschätzung von etwa 10% bis 15% des Vordralls in der Kammer wird die Temperaturabsenkung am Eintritt der Receiverbohrungen konsequenterweise auch überschätzt. Bei der Umrechnung der Temperaturabweichung für $u_2 = 315 \text{ ms}^{-1}$ würde sich ein Fehler der CFD-Berechnungen von etwa 15 K für die Kühllufttemperatur in den Receiverbohrungen ergeben.

Der Einsatz des SAS Modells, welches etwa die 20 fache Rechenzeit erforderte, führte im Vergleich zu dem SST Modell zu qualitativ realitätsnahen Geschwindigkeitsverteilungen in der Vordrallkammer. Gleichzeitig ermöglichte das SAS-Turbulenzmodell eine höhere zeitlich Auflösung der turbulenten Strömung. Die in der Studie analysierten globalen Strömungsgrößen unterschieden sich schließlich aber nur wenig von den Berechnungen mit dem konventionellen SST Modell. Dies lässt vermuten, dass beide Turbulenzmodelle die gleichen Strömungseffekte nicht korrekt simulieren. Darauf wird bei der Analyse der gesamten Messdaten in Kapitel 6 genauer eingegangen werden (siehe insbesondere Abschnitt 6.2.4).

6 Messergebnisse und Berechnungsansätze

Aufbauend auf der Analyse der Verlustquellen soll nunmehr untersucht werden, wie effizient das Vordralldüsensystem in seiner Gesamtheit ist. Gestützt auf den in dieser Arbeit gewonnenen umfassenden Datensatz, der nicht nur Massenstrom-, Druck- und Temperatur-, sondern auch Strömungsgeschwindigkeits- und Wärmeübergangsmessungen sowie numerische Strömungsrechnungen in mehreren geometrischen Konfigurationen einschließt, soll auf die Fragestellung der Effizienz, die in Kapitel 3 aus bisher publizierten Ergebnissen nicht beantwortet werden konnte, erneut eingegangen werden.

Wie bereits diskutiert ist für die Ermittlung der Gesamteffizienz die Kenntnis der Durchflusscharakteristiken sowie des Totaldrucks und der Totaltemperatur der Kühlluft in den Receiverbohrungen nötig. Die Analyse dieser Strömungsgrößen wird deshalb zuerst durchgeführt (vgl. Abschnitten 6.1 und 6.2). Dabei müssen aus der Auswertung der Messdaten die geometrischen und strömungsseitigen Parameter identifiziert werden, die die Durchflusskoeffizienten C_{dV} (bzw. η_V) und C_{dR} (bzw. η_R) sowie die Kühllufttemperatursenkung $T_{\text{rel}3} - T_{t0}$ und den Vordrall c_{t2} beeinflussen. Als Einflussgrößen werden basierend auf der Analyse von Kapitel 3 das Druckverhältnis Π , die Rotordrehzahl n (bzw. der Anströmwinkel β) und die Konstruktionsparameter von Abb. 4.1 untersucht. Um den Gültigkeitsbereich der Ergebnisse zu erweitern, werden sie zusammen mit früher publizierten Daten diskutiert.

Im Hinblick auf eine Übertragung der gewonnenen Messdaten auf Gasturbinenbedingungen und auf leicht unterschiedliche Geometrien werden die Messergebnisse danach mit den relevanten Konstruktions- und Strömungsparameter korreliert (vgl. Abschnitt 6.1 und 6.2). Dafür müssen die vorhergehenden numerischen Untersuchungen (siehe Kapitel 5) wieder herangezogen werden, da sie die Einführung von neuen Verlustskoeffizienten für die Beschreibung der experimentell untersuchten komplexen dreidimensionalen Strömung erleichtern. Die aus den Messdaten hergeleiteten Korrelationen ergänzen damit die in Abschnitt 3.2 aus der Literatur aufgelisteten Berechnungsansätze, die bei der Auslegung von Vordrall-Kühlluftsystemen verwendet werden können. Die Korrelationen dieser Arbeit ermöglichen eine Unterteilung der Strömungsverluste in 3 Kategorien: den Totaldruckverlust in den Vordralldüsen, den Totaldruckverlust am Düsenaustritt bis in die Receiverbohrungen und die damit verbundenen Drehimpulsverluste in der Vordrallkammer. Wie in Kapitel 3 bereits erläutert, gibt es nur wenige Veröffentlichungen über die Entstehung des Vordralls. Deshalb werden insbesondere die Drehimpulsverluste für unterschiedliche Vordrallkammern ausgewertet und in vier Kategorien klassifiziert (siehe Abschnitt 6.2.4).

Nach der Analyse der Kernströmung in der Vordrallkammer mit Hilfe der Darstellung der neuen Messdaten können die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen entlang des Rotors analysiert werden (vgl. Abschnitt 6.3). Ebenso wie für die anderen Messgrößen werden die gemessenen Wärmeübergangszahlen mit veröffentlichten Ergebnissen verglichen. Aus den Messdaten werden ferner Korrelationen zwischen den ermittelten Wärmeübergangszahlen und den relevanten Strömungsparametern abgeleitet.

Anhand der in dieser Arbeit hergeleiteten Berechnungsansätze für das Durchflussverhalten, die

Druck- und Temperaturänderungen sowie die Wärmeübergangszahlen können schließlich Kennlinien des Kühlluftdruckes, der Kühllufttemperatur und des in Abschnitt 3.1.2 eingeführten polytropen Wirkungsgrades von typischen Vordralldüsensystemen berechnet werden (vgl. Kapitel 7). Die Korrelationen ermöglichen es auch, Effekte unterschiedlicher geometrischer Parameter auf die Kühlleistung aufzuzeigen und Rückschlüsse über die Gesamteffizienz der untersuchten Vordralldüsensysteme zu ziehen. Die damit gewonnenen Ergebnisse können als Basis dienen, um konstruktive Änderungen in Vordrall-Kühlluftsystemen zur Erhöhung der Effizienz abzuleiten.

6.1 Durchfluss-Charakteristiken der Vordrall-Kühlluftsysteme

Die Analyse der Messdaten bezieht sich zunächst auf die gemessenen Verlustkoeffizienten η_V und η_R , anhand derer die Durchfluss-Charakteristiken der Vordralldüsen und der Receiverbohrungen bestimmt werden können. Nach der Darstellung beider Verlustkoeffizienten wird am Ende von Abschnitt 6.1 gezeigt, wie der Kühlluftmassenstrom und der Totaldruck in den Receiverbohrungen aus η_V und η_R ermittelt werden können.

6.1.1 Verlustkoeffizient η_V der Vordralldüsen

6.1.1.1 Definitionen

Die in Abschnitt 3.2.2 durchgeführte Literaturanalyse ließ folgende Fragen offen: Was sind die Haupteinflussparameter des Durchflussbeiwerts C_{dV} der Vordralldüsen und unter welchen Bedingungen kann die Rotorauslegung C_{dV} beeinflussen? Zur Beantwortung dieser Fragen soll der in Gl. (5.2) definierte Verlustkoeffizient η_V genutzt werden. Der Zusammenhang zwischen η_V und C_{dV} wurde bereits in Abschnitt 5.3.1 erläutert (siehe Gl. (5.3)).

Für die Analyse von η_V wird zuvor das Geschwindigkeitsverhältnis w_{t2}/w_{z2} , welches in Abschnitt 3.2.2.1 als potenzieller Einflussparameter identifiziert wurde, durch einen einfachen expliziten mathematischen Ausdruck angenähert. Dieser Parameter wird als Anströmwinkel β der

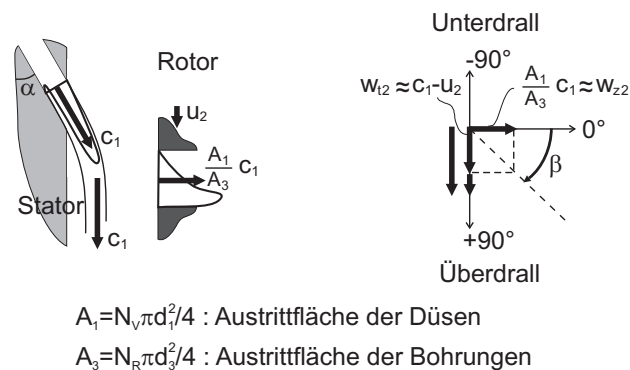


Abb. 6.1: Anströmwinkel β der Receiverkanäle (N_V , N_R , d_1 und d_3 nach Abb. 4.1)

Receiverbohrungen genannt und wie in Abb. 6.1 und in Gl. (6.1) definiert.

$$\beta = \arctan\left(\frac{c_1 - u_2}{\frac{A_1}{A_3}c_1}\right) \approx \arctan\left(\frac{w_{t2}}{w_{z2}}\right) \quad (6.1)$$

Aufgrund der nahezu konstanten Dichte in der Vordrallkammer kann A_1c_1/A_3 nach der Kontinuitätsgleichung als Abschätzung der axialen Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt der Receiverkanäle betrachtet werden. Dabei soll daran erinnert werden, dass A_1/A_3 das Verhältnis zwischen der Austrittsfläche der Vordralldüsen und der Austrittsfläche der Receiverbohrungen ist, wie in Abb. 6.1 gezeigt. Des Weiteren stellt die Geschwindigkeit c_1 in Abb. 6.1 eine grobe Annäherung der tangentialen Geschwindigkeitskomponente am Bohrungseintritt dar (vgl. Abschnitt 3.2.3.1 und Abb. 5.13). Letztere Annäherung hat den Vorteil, die Berechnung von β zu vereinfachen (siehe Gl. (6.1)). Wie die Drallzahl K_1 ermöglicht β es, ein Geschwindigkeitsdreieck zu konstruieren, welches die Anströmbedingung der Receiverbohrung vereinfacht beschreibt. Da K_1 und β sich gegenseitig und aus den geometrischen Parametern α , A_3/A_1 und r_1/r_2 (vgl. Abb. 4.1) mathematisch ableiten lassen, kann β auch als ein Ersatzparameter für K_1 betrachtet werden.

6.1.1.2 Einflussparameter

Vor den Effekten der geometrischen Parameter sollen die Einflüsse der Strömungsparameter diskutiert werden. Nach Abschnitt 3.2.2 und Gl. (5.3) sind neben dem Isentropenexponent κ der Anströmwinkel β und das Druckverhältnis Π über den Vordralldüsen die erwarteten Einflussgrößen von η_V . In dieser Arbeit werden die Einflüsse der radialen Massenströme \dot{m}_7/\dot{m}_1 und \dot{m}_8/\dot{m}_1 ausgeschlossen. Gemäß Abschnitt 3.2.2 können ohnehin ihre Effekte auf η_V für $\dot{m}_7/\dot{m}_1 \ll 30\%$ und $\dot{m}_8/\dot{m}_1 \ll 30\%$ vernachlässigt werden.

Um den Einfluss des Druckverhältnisses Π und des Anströmwinkels β zu quantifizieren, wurde der gemessene Verlustkoeffizient η_V der Konfiguration G-A3/A1=4,4 über Π und β in Abb. 6.2 getrennt dargestellt. Messdaten von Geis et al. (2000), die mit der gleichen Vordrallplatte wie in Konfiguration G-A3/A1=4,4 aber mit einem kleineren Bohrungsdurchmesser d_3 gewonnen wurden, wurden in Abb. 6.2 ebenso aufgetragen. Damit können die Ergebnisse dieser Arbeit mit einem Fall verglichen werden, bei dem die Abhängigkeit von C_{dV} mit β (bzw. mit w_{t2}/w_{z2}) bereits nachgewiesen wurde. Die geometrischen Eigenschaften der hier betrachteten Konfigurationen sind in Tab. 4.2 bzw. Tab. A.1 zu finden.

Zum einen zeigt Abb. 6.2(a), dass der gemessene Verlustkoeffizient η_V in beiden Konfigurationen für ein Druckverhältnis Π größer als 1,15, nur von Π abhängt. Dennoch lässt die Datenstreuung bei Konfiguration G-A3/A1=1,6-15% für Π unterhalb 1,15 eine Abhängigkeit von η_V mit dem Anströmwinkel β vermuten. Dies bestätigt Abb. 6.2(b), in der der Verlustkoeffizient η_V von Konfiguration G-A3/A1=1,6-15% bei niedrigen Druckverhältnissen Π mit β steigt. In der Konfiguration G-A3/A1=4,4 mit dem höheren Flächenverhältnis A_3/A_1 bleibt aber η_V unabhängig von β und von der Umfangsgeschwindigkeit u_2 auch bei kleinen Druckverhältnissen Π . Da in Konfiguration G-A3/A1=4,4 keine Messungen mit Π unterhalb 1,1 durchgeführt wurden, kann nicht bestätigt werden, ob hier die Unabhängigkeit von η_V gegenüber β auf einem

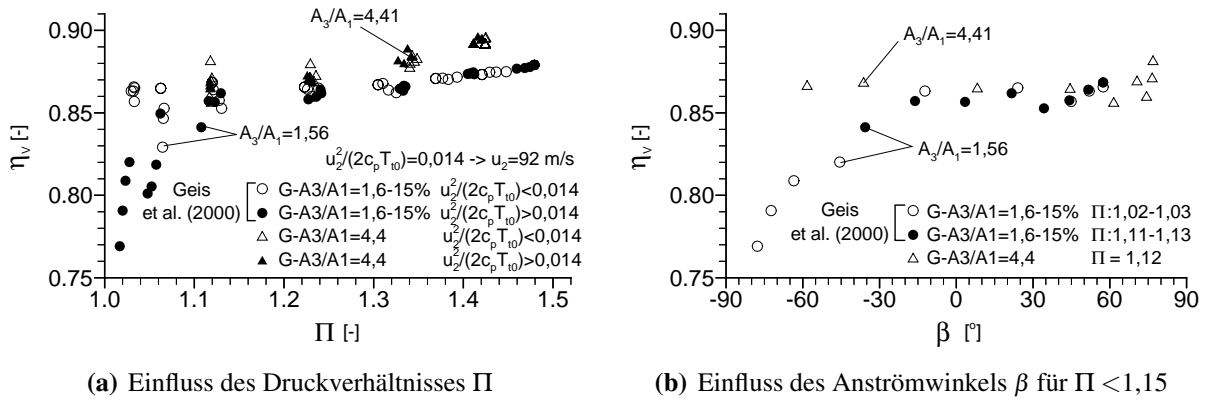


Abb. 6.2: Einfluss von Π und β auf den Verlustkoeffizienten η_V der Vordralldüsen

Druckverhältnis höher als 1,1 oder einem höheren Flächenverhältnis A_3/A_1 beruht. Weil Π in Vordralldüsen systemen üblicherweise größer als 1,1 ist, wird der Verlustkoeffizient η_V von nun an nur als Funktion von Π wie in Abb. 6.4 und Abb. 6.5 dargestellt.

Dabei sollen Abb. 6.4 und Abb. 6.5 dazu dienen, die Einflüsse der in Abb. 6.3 gezeigten geometrischen Parameter zu quantifizieren. Die Verlustkoeffizienten η_V wurden auch im Rahmen dieser Studie ohne Rotor ($A_3/A_1 \rightarrow \infty$) gemessen, um weitere Erkenntnisse über den Effekt des Rotors auf η_V zu gewinnen. Ergebnisse von Geis et al. (2000) und Dittmann (2006) (vgl. Abb. 6.5) werden mit in dieser Arbeit erhaltenen Messdaten (vgl. Abb. 6.4) verglichen, um eine breitere Parametervariation abzudecken.

Zuerst bestätigen die niedrigen Datenstreuungen, die bei einem konstanten Druckverhältnis Π für verschiedene Anströmwinkel β in Abb. 6.4 zu beobachten sind, dass die Änderungen von η_V sehr gut mit Π allein korreliert werden können. Wie bereits in der Literatur für Vordralldüsen systeme bekannt (vgl. Kutz und Speer (1994), Dittmann et al. (2002a) und Chew et al. (2003)) steigen C_{dV} bzw. η_V mit dem Druckverhältnis Π . Dieser Effekt kann auf die Kompressibilität der Strömung zurückgeführt werden, welche für beliebige Blenden und Düsen insbesondere von Bragg (1960) analytisch modelliert wurde.

Mit Ausnahme von Konfiguration G-hmin mit der engsten Vordrallkammer (vgl. Abb. 6.4(d)) kann der Verlustkoeffizient η_V der zylindrischen Düsen (des Typs A) mit einem Flächenverhältnis $A_3/A_1 \approx 3$ direkt aus den Messergebnissen ohne Rotor hergeleitet werden (vgl. Abb. 6.4(a), 6.4(b), 6.4(c)). Der negative Effekt des Rotors auf η_V der Konfiguration G-hmin ist mit zirka 1,5% Reduzierung von η_V kaum größer als die Messgenauigkeit. Nach diesen Beobachtungen ist somit verständlich, dass die **Länge l_R der Receiverbohrungen**, die **Breite der Vordrallkammer s** sowie der **radiale Abstand $r_2 - r_1$** zwischen den Düsen und den Bohrungen eine vernachlässigbare Wirkung auf η_V der Konfigurationen mit Düsen des Typs A haben.

Im Vergleich zu den Düsen des Typs A besitzen mit $\eta_V > 0,8$ die Düsen des Typs B einen höheren Durchflussbeiwert. Nach Abb. 6.4(e) sind außerdem die Verlustkoeffizienten η_V für die Düsen des Typs B von der Rotorkonfiguration abhängig und können dadurch nicht aus den Messdaten ohne Rotor direkt übertragen werden. Ähnliche Ergebnisse wurden bereits von Geis et al. (2000) und Dittmann et al. (2002a) bei einem kleineren **Flächenverhältnis** $A_3/A_1 \approx 1,6$

beobachtet (siehe Abb. 6.5(a) bis 6.5(d)). Dabei können die Abweichungen von η_V mit und ohne Rotor mehr als 5% erreichen. Nach einem Vergleich der konstruktiven Eigenschaften der Konfigurationen von Abb. 6.4 kann der **Umfangsanteil** ε_1 (vgl. Abb. 6.3) der Vordralldüsen als der Hauptparameter identifiziert werden, der die deutlichere Abhängigkeit der Düsen B mit dem Rotor verursacht. Dabei wurden die Düsen des Typs B mit dem kleinsten Umfangsanteil $\varepsilon_1 \approx 18\%$ untersucht, während Konfigurationen G-Ref, G- $r_1 > r_2$, G-smax und G-hmin mit einer zirka doppelten Anzahl von Düsen des Typs A einen Umfangsanteil ε_1 von 30% haben.

Die Abhängigkeit vom Rotor zeichnet sich zuerst durch einen Verlustkoeffizienten η_V aus, der mit sinkendem Flächenverhältnis A_3/A_1 abnimmt (vgl. Abb. 6.4(e) bis 6.5(a)). Weitere Einflussparameter des Rotors wurden bereits von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006) gemessen. Ihre Ergebnisse gelten aber nur für ein niedrigeres Flächenverhältnis $A_3/A_1 \approx 1,6$. Dabei erhöht ein höherer **Umfangsanteil** ε_3 der Receiverbohrungen (vgl. Abb. 6.3) den Verlustkoeffizienten η_V leicht bis um zirka 2% (siehe Abb. 6.5(b) bis 6.5(d)). Der positive Effekt des **Eintrittsradius** r_R oder der Fasenlänge c_R der Receiverbohrungen ist nach Abb. 6.5(a), 6.5(c) und 6.5(d) für $A_3/A_1 \approx 1,6$ von der gleichen Größenordnung.

Wie für die Konfigurationen mit den Düsen des Typs A ist kein Einfluss der Länge l_R der Receiverbohrungen für $A_3/A_1 \geq 4,4$ zu bemerken (vgl. Abb. 6.4(e) und 6.4(f)). Unterschiedliche Breiten s der Vordrallkammer für die Vordralldüsen des Typs B wurden in dieser Arbeit nicht untersucht. Deshalb kann hier an bekannte Ergebnisse aus der Literatur erinnert werden. Wie für die Düsen A hat die Änderung der Spaltbreite s/d_1 von 1,08 bis 2,75 in der Konfiguration von Chew et al. (2003) keine messbare Wirkung auf C_{dV} , was bei einem niedrigen Flächenverhältnis $A_3/A_1 \approx 1,6$ von Dittmann (2006) für s/d_1 zwischen 1,25 und 3 ebenfalls beobachtet wurde. Um falsche Interpretationen von Abb. 6.5(c) und 6.5(d) zu vermeiden, muss noch hinzugefügt werden, dass die unterschiedlich breiten Vordrallkammern nicht die Hauptursache für die in Konfiguration G- $A_3/A_1=1,6$ -smin und G- $A_3/A_1=1,6$ -smax unterschiedlich hoch gemessenen Verlustkoeffizienten η_V sind. Dittmann (2006) führt diese Diskrepanz auf das unterschiedlich große Volumen des Plenums stromaufwärts der Vordralldüsen in den beiden Konfigurationen zurück. Im Plenum 0 (vgl. Abb. 4.2) von Konfiguration G- $A_3/A_1=1,6$ -smax treten insbesondere hohe Strömungsgeschwindigkeiten auf, die η_V leicht reduzieren. Dieser Effekt wird durch die Messdaten ohne Rotor in Abb. 6.5(c) und 6.5(d) ersichtlich.

Aus der Literatur und den neuen Messdaten dieser Arbeit werden folgende Schlüsse gezogen:

- Für $\dot{m}_7/\dot{m}_1 \ll 30\%$, $\dot{m}_8/\dot{m}_1 \ll 30\%$ und $\Pi > 1,1$ ist das Druckverhältnis Π der Haupteinflussparameter der Strömung für den Verlustkoeffizienten η_V .
- Nach der geometrischen Gestaltung der Düsen ist für $s/d_1 > 1$ das Flächenverhältnis A_3/A_1 eine der bedeutendsten geometrischen Einflussgrößen für η_V .
- Für kleine Flächenverhältnisse $A_3/A_1 \leq 1,6$ und kleine Umfangsanteile $\varepsilon_1 \leq 18\%$ nimmt der Einfluss der Rotorkonfiguration wie des Umfangsanteils ε_3 , des Eintrittsradius r_R und der Fasenlänge c_R der Receiverbohrungen zu.
- Im Rahmen der diskutierten Parametervariation haben der radiale Abstand $r_1 - r_2$ zwischen den Bohrungen und den Düsen sowie die Höhe h und Breite s der Vordrallkammer kaum Einfluss auf η_V .

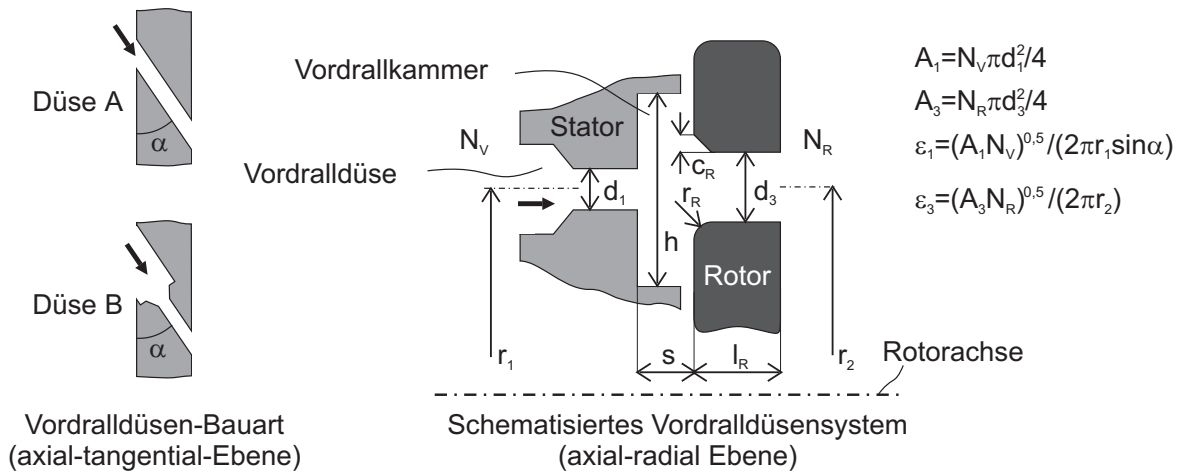


Abb. 6.3: Schematische Darstellung der untersuchten geometrischen Parameter

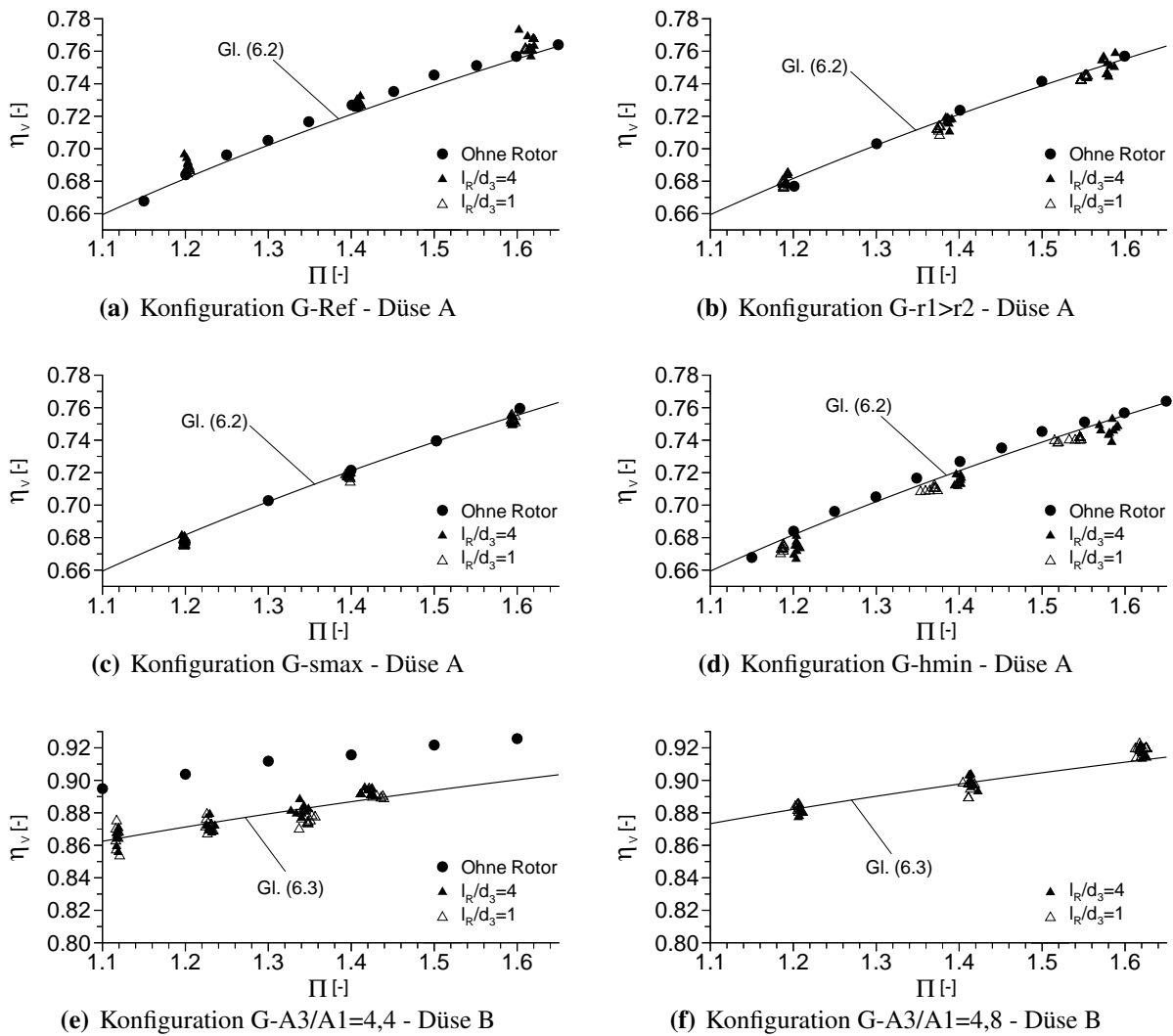


Abb. 6.4: Verlustkoeffizient η_v der in dieser Arbeit untersuchten Vordralldüsen

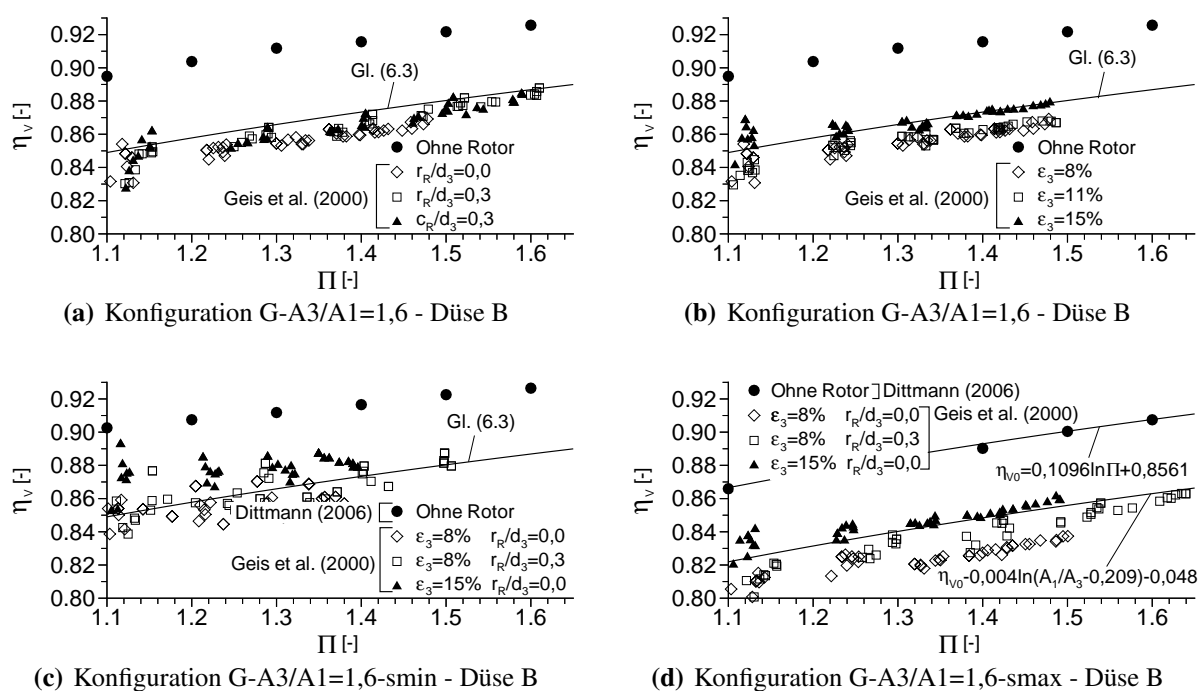


Abb. 6.5: Vergleich der Verlustkoeffizienten η_V der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsen mit den entsprechenden Konfigurationen ohne Rotor (aus Daten dieser Arbeit und von Dittmann (2006))

6.1.1.3 Korrelationen für η_V

Aus den Ergebnissen des letzten Abschnitts können zwei Korrelationen für den Verlustkoeffizienten η_V der Düsen abgeleitet werden. Für die Vordralldüsen des Typs A mit $A_3/A_1 \geq 3$, $\varepsilon_1 \approx 30\%$ und $1,1 \leq \Pi \leq 1,8$ gilt:

$$\eta_V = \eta_{V0} - \Delta\eta_V \quad \text{mit} \quad \eta_{V0} = 0,256 \ln(\Pi) + 0,635 \quad \text{und} \quad \Delta\eta_V = 0 \quad (6.2)$$

Für die Vordralldüsen des Typs B konnte dank der Messdaten von Abb. 6.4 die Korrelation für einen breiteren Bereich des Flächenverhältnisses A_3/A_1 definiert werden. Somit wird für die Düsen B mit $\varepsilon_1 \approx 18\%$, $A_3/A_1 \geq 1,5$, $\varepsilon_3 \geq 15\%$ und $1,1 \leq \Pi \leq 1,8$ folgende Beziehung vorgeschlagen:

$$\begin{aligned} \eta_V &= \eta_{V0} - \Delta\eta_V \quad \text{mit} \quad \eta_{V0} = 0,101 \ln(\Pi) + 0,884 & (6.3) \\ \text{und} \quad \Delta\eta_V &= 0,004 \ln\left(\frac{A_1}{A_3} - 0,209\right) + 0,048 \quad \text{für} \quad A_1/A_3 \leq 0,209 + e^{-11,7} \\ \text{und} \quad \Delta\eta_V &= 0 \quad \text{für} \quad A_1/A_3 > 0,209 + e^{-11,7} \end{aligned}$$

In Gl. (6.2) und (6.3) ist η_{V0} der Verlustkoeffizient der Vordralldüsen ohne Rotor, während $\Delta\eta_V$ den negativen Einfluss des Rotors auf η_V quantifiziert. Es soll auch daran erinnert werden, dass die hier vorgestellten Korrelationen nur für die Definition von p_1 gültig sind, die in Gl. (4.1) gegeben ist. Die Gültigkeit der aus den Messergebnissen gewonnenen Korrelationen Gl. (6.2)

und (6.3) kann in Abb. 6.4 überprüft werden. In Abb. 6.5 können geringfügige größere Abweichungen zwischen den Korrelationen dieser Arbeit und den Messdaten von Geis et al. (2000) und Dittmann (2006) beobachtet werden. Dies kann auf den Einfluss der Gestaltung des Plenums (Position 0 in Abb. 4.2) zurückgeführt werden, wie bereits von Dittmann (2006) bemerkt wurde. Wichtig ist hier festzustellen, dass diese Korrelationen späterhin für die Ermittlung der Gesamteffizienz benötigt werden (siehe Kapitel 7).

6.1.2 Verlustkoeffizient η_R der Receiverbohrungen

Um das Durchflussverhalten eines Vordralldüsen systems und den Kühlluftdruck in den Receiverbohrungen zu bestimmen, ist neben der Kenntnis des Verlustkoeffizienten η_V die Ermittlung des Durchflussbeiwerts der Receiverbohrungen nötig. Wie für die Vordralldüsen wird hier zur Auswertung der Durchfluss-Charakteristik der Receiverbohrungen ein Geschwindigkeitsverhältnis η_R statt des Durchflussbeiwertes C_{dR} bevorzugt. Nach der Definition von η_R werden mit Hilfe der Messdaten dieser Arbeit die strömungsseitigen und geometrischen Parameter vorgestellt, die den Verlustkoeffizienten η_R der Receiverbohrungen beeinflussen können.

6.1.2.1 Definitionen

Unabhängig davon, ob die Druckverluste mit η_R , dem Durchflussbeiwert C_{dR} oder einem anderen Druckverlustkoeffizienten ausgewertet werden, stellt sich die Frage der Bezugsgröße, die eine Übertragung der Messdaten auf andere Strömungsbedingungen gewährleisten soll. In Abschnitt 3.2.2.2 wurde insbesondere gezeigt, dass in der Literatur verschiedene Definitionen für die Bezugsgröße \dot{m}_{3id} des Durchflussbeiwertes C_{dR} verwendet werden. Diese Tatsache kann zum Großteil auf die unterschiedlichen Typen von Strömungsgrößen zurückgeführt werden, die in jeweiligen Veröffentlichungen gemessen werden konnten. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 3.2.2.2 erwähnten Studien wurde die Kühllufttemperatur T_{trel3} in den rotierenden Receiverbohrungen dieser Untersuchung gemessen. Die Kenntnis der Kühllufttemperatur T_{trel3} ermöglicht damit eine neue Definition für C_{dR} bzw. für η_R :

Zur Quantifizierung der Druckverluste, die vom Düsenaustritt (Position 1 in Abb. 4.2) bis zu den Receiverbohrungen (Position 3 in Abb. 4.2) entstehen, wird das folgende Geschwindigkeitsverhältnis verwendet:

$$\eta_R = \frac{w_3}{w_{3is}} \quad (6.4)$$

Dabei ist w_3 die zur Fläche A_3 senkrechte mittlere Strömungsgeschwindigkeit, die sich aus der Kontinuitätsgleichung und einer angenäherten mittleren statischen Temperatur T_3 so berechnen lässt:

$$w_3 = \frac{\dot{m}_3}{A_3 p_3 / (\mathcal{R} T_3)} \quad \text{mit} \quad T_3 = T_{trel3} - \frac{w_3^2}{2c_p} \quad \text{und} \quad A_3 \text{ nach Abb. 6.3} \quad (6.5)$$

In den experimentellen Untersuchungen wurde \dot{m}_3 dem gemessenen Massenstrom \dot{m}_1 gleichgesetzt, während p_3 bzw. T_{trel3} aus dem Messwert p_{31} (vgl. Abb. 4.5) bzw. T_{31} und T_{32} (vgl. Abb. 4.8) bestimmt wurden.

Um einen Durchflussbeiwert η_R größer als eins zu vermeiden (vgl. Abschnitt 3.2.2.2), wurde die zur Fläche A_3 senkrechte theoretisch höchste Strömungsgeschwindigkeit $w_{3\text{is}}$ ausgewählt. Hierzu wurde eine isentrope Zustandsänderung zwischen dem Austritt der Vordralldüsen und den Receiverbohrungen betrachtet. Beim Anfangszustand besitzt die Strömung den statischen Druck p_1 , die statische Temperatur T_{12} und die absolute Geschwindigkeit c_1 . Statt $c_{1\text{is}}$ wird hier c_1 angenommen, damit der in der Vordralldüse entstandene Totaldruckverlust nicht noch einmal durch die Verlustgröße η_R berücksichtigt wird. Der isentrope Endzustand ist durch den statischen Druck p_3 , die totale relative Temperatur $T_{\text{rel}3}$ und die relative Strömungsgeschwindigkeit $w_{3\text{is}}$ definiert. Da die isentrope Zustandsänderung per Definitionen ohne Wärmeaustausch entlang des Weges bis zu den Receiverbohrungen erfolgt, hängen T_{12} und $T_{\text{rel}3}$ nach Gl. (6.6) voneinander ab.

$$T_{12} = T_{t2} - \frac{c_1^2}{2c_p} = T_{\text{rel}3} - \frac{u_2^2 - 2u_2 c_{t2}}{2c_p} - \frac{c_1^2}{2c_p} \quad (6.6)$$

$$\frac{T_{3\text{is}}}{T_{12}} = \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (6.7)$$

$$w_{3\text{is}} = \sqrt{2c_p(T_{\text{rel}3} - T_{3\text{is}})} \quad (6.8)$$

In den experimentellen Untersuchungen war aber der mittlere Vordrall c_{t2} innerhalb der meisten Vordrallkammern eine unbekannte Größe. Indem angenommen wurde, dass die Wände des Versuchsträgers nahezu adiabat sind, konnte T_{12} aus der gemessenen Temperatur T_{t0} anhand Gl. (3.32) gewonnen werden. Dadurch wurde T_{12} durch die Größe T_1 abgeschätzt. Dank dieser Annäherung für T_{12} konnte dann die isentrope Geschwindigkeit $w_{3\text{is}}$ mit Hilfe von Gl. (6.7) und (6.8) bestimmt werden, um schließlich den Verlustkoeffizienten η_R zu ermitteln.

6.1.2.2 Einflussparameter

Die aus den Messungen resultierenden Verlustkoeffizienten η_R sind mit Messdaten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006) als Funktion des Anströmwinkels β (vgl. Gl. (6.1)) in Abb. 6.6 und 6.7 abgebildet. Die geometrischen Eigenschaften der betrachteten Konfigurationen sind in Tab. 4.2 und Tab. A.1 zu finden. Zuerst wird gezeigt, dass η_R für $\dot{m}_7/\dot{m}_1 \approx \dot{m}_8/\dot{m}_1 \approx 0$ nicht nur vom Anströmwinkel β , wie häufig in der Literatur dargestellt, aber auch vom Druckverhältnis p_1/p_3 über die Receiverbohrungen abhängt.

Nach Abb. 6.6 erreicht η_R ein Maximum $\eta_{R\text{max}}$ bei einem positiven Anströmwinkel β_{max} . Bei Unterdrall ($\beta \ll 0$) ist die Absenkung moderat, während für Überdrall ($\beta \gg 0$) die Größe η_R steiler absinkt. Das unsymmetrische Verhalten von η_R ist auf die gewählten Definitionen für η_R und für β sowie auf die Besonderheiten der Strömungsmodi Überdrall und Unterdrall (vgl. Abschnitt 5.2.2) zurückzuführen. Die Analyse des Maximums $\eta_{R\text{max}}$ unter Berücksichtigung der durchgeführten Parametervariation wird hier allerdings als von höherem Nutzen für die Auslegung von Vordralldüsen systemen betrachtet.

Aus diesem Grund ist $\eta_{R\text{max}}$ über das **Druckverhältnis** p_1/p_3 für unterschiedliche Konfigurationen dargestellt (vgl. Abb. 6.8). Für einen Anströmwinkel $\beta = \beta_{\text{max}}$ ist die relative Geschwindigkeit am Eintritt der Receiverkanäle klein, so dass p_1/p_3 als eine gute Abschätzung des für

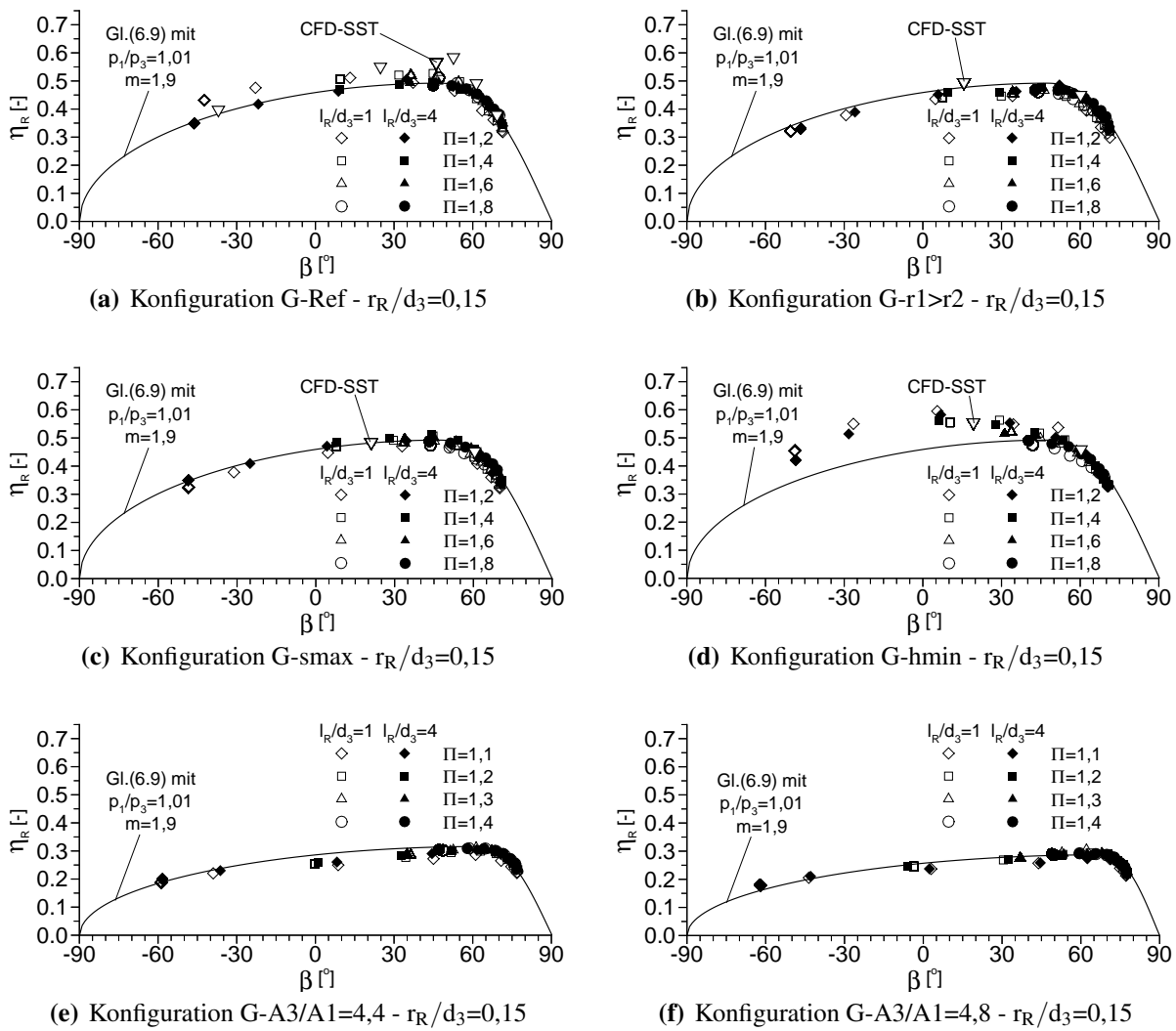


Abb. 6.6: Verlustkoeffizient η_R der untersuchten Konfigurationen von Receiverbohrungen und Vordrallkammern

die Receiverkanäle relevanten Druckverhältnisses p_{trrel}/p_3 (vgl. Abschnitt 3.2.2.2) betrachtet werden kann. Da die Steigerung von $\eta_{R \text{ max}}$ mit dem Druckverhältnis p_1/p_3 für die Messdaten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006) von der gleichen Größenordnung wie die Zunahme von η_V mit Π ist, kann mangels weiterer Hinweise diese Abhängigkeit auf dem Kompressibilitätseffekt zurückgeführt werden, der bereits für die Vordralldüsen beobachtet wurde. Weil das Druckverhältnis p_1/p_3 bei den Konfigurationen dieser Studie aufgrund des hohen Flächenverhältnisses A_3/A_1 kaum variiert werden konnte, kann dieser Effekt bei den restlichen Vordralldüsen systemen nicht ermittelt werden.

Mit Hilfe der Messdaten von Abb. 6.6 und der in der Literatur publizierten Ergebnisse (vgl. Abb. 6.7) können die Einflüsse der geometrischen Parameter, die in Abb. 6.3 abgebildet sind, nun diskutiert werden. Als Haupteinflussparameter für η_R zählt nach Abb. 6.6 und 6.7(a) das **Flächenverhältnis** A_3/A_1 . Der Vergleich von Konfiguration G-A3/A1=1,6 mit G-A3/A1=4,8 weist darauf hin, dass η_R von $A_3/A_1=4,8$ bis $A_3/A_1=1,6$ fast verdoppelt werden kann. Mit ei-

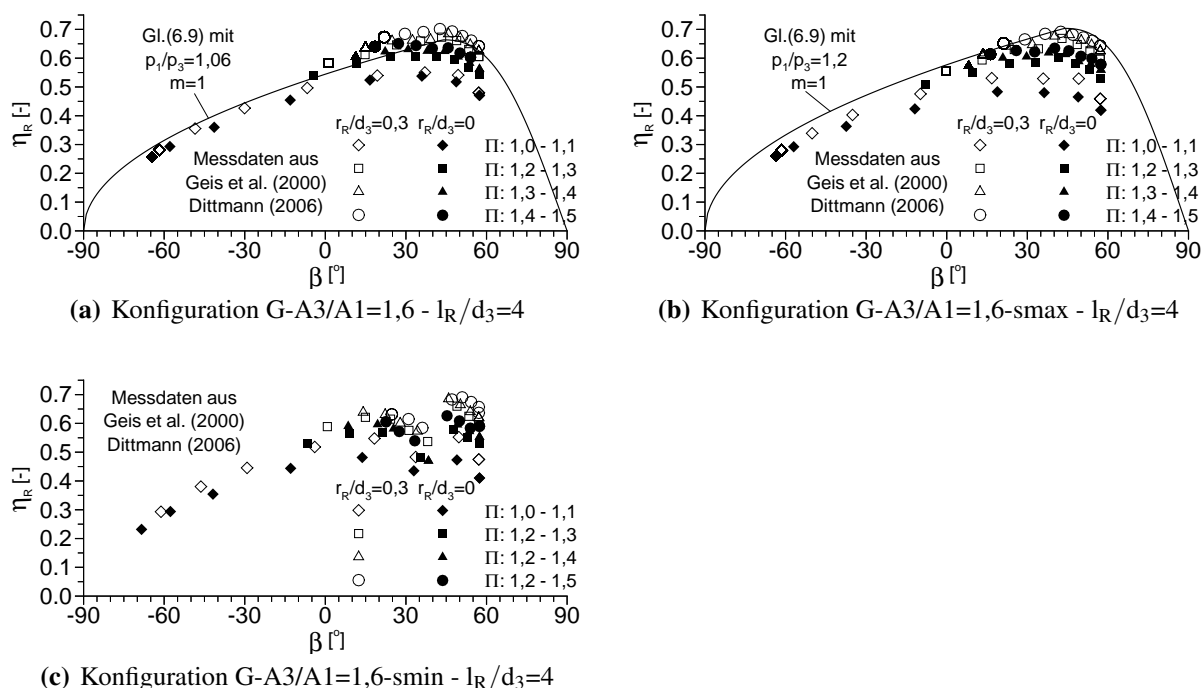


Abb. 6.7: Verlustkoeffizient η_R zusätzlicherer Konfigurationen - Experimentelle Daten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006)

ner niedrigeren Anzahl von Receiverbohrungen ($N_R=12$ gegenüber $N_R=48$ für G-A3/A1=4.8) und scharfen Eintrittskanten in Konfiguration G-A3/A1=1,6 ($r_R/d_3=0$ gegenüber $r_R/d_3=0,15$ für G-A3/A1=4.8) ist sogar der Einfluss von A_3/A_1 bei dem Vergleich leicht reduziert (siehe Ergebnisse von Dittmann (2006), die im folgenden erwähnt werden). Der Verlustkoeffizient $\eta_{R\max}$ der restlichen untersuchten Konfigurationen erreicht einen Zwischenwert von zirka 0,5. Dies kann daher eher auf das Zwischen-Flächenverhältnis $A_3/A_1=3$ als auf die unterschiedlichen Vordralldüsen zurückgeführt werden. Die Messergebnisse bestätigen damit die Daten von Popp et al. (1998) und von Yan et al. (2003). Mit Hilfe eines vereinfachten CFD Modells beobachten nämlich Popp et al., dass $C_{dR\max}$ von 0,84 über 0,79 bis auf 0,53 abnimmt, wenn A_3/A_1 von 1.1 über 2.1 bis auf 7 erhöht wird. Beim Schließen der Vordralldüsen von $A_3/A_1=5,8$ bis auf $A_3/A_1=2,9$ messen später Yan et al. eine Steigerung von C_{dR} von 0,28 auf 0,44 für einen Vordrall $v_{\varphi 2}/u_2=0,6$.

Der **Eintrittsradius** r_R und die **Fase** c_R am Receivereintritt (siehe Abb. 6.3) müssen als weitere bedeutende Einflussparameter erwähnt werden. Nach Ergebnissen von Dittmann (2006) steigt $C_{dR\max}$ bis auf 18% für $r_R/d_3=0,3$ im Vergleich zu Bohrungen mit scharfen Kanten. $C_{dR\max}$ ist somit etwa 3% höher als für Bohrungen mit $c_R/d_3=0,3$. Aufgrund der Bedeutung dieser Parameter wurde der Verlustkoeffizient η_R aus den Messdaten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006) berechnet, um den positiven Effekt des Eintrittsradius auf η_R in Abb. 6.7 zu zeigen.

Das um etwa 15% höhere Geschwindigkeitsverhältnis η_R in der Vordrallkavität G-hmin (vgl. Abb. 6.6(d)) im Vergleich zur Referenzkonfiguration G-Ref (Abb. 6.6(a)) deutet auf den Vorteil einer **kompakteren Vordrallkammer** hin. Nach Abb. 6.6(b) verursacht der **radiale Ab-**

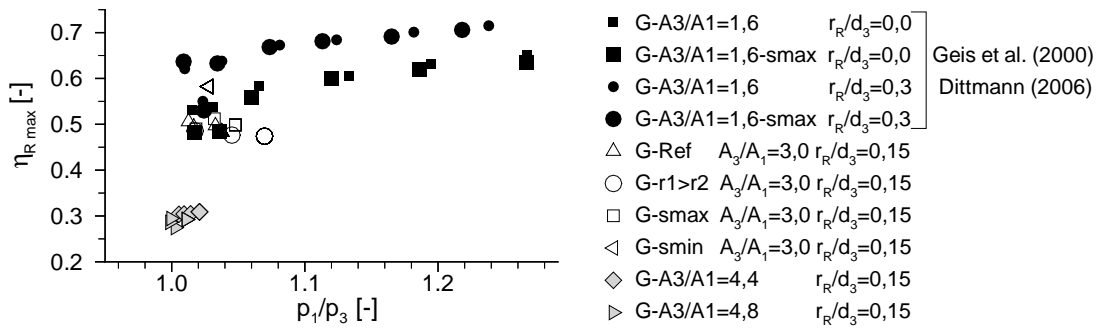


Abb. 6.8: Vergleich des maximalen Durchflussbeiwertes $\eta_{R,max}$ mit den Messdaten von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006)

stand $r_1 - r_2$ der Vordralldüsen von Bohrungen in Konfiguration G-r1>r2 eine Reduzierung von $\eta_{R,max}$ um etwa 4%. Im Vergleich führen die numerischen Untersuchungen von Lewis et al. (2008) bei verschiedenen radialen Positionen der Vordralldüsen gegenüber den Receiverbohrungen ($0,8 \leq r_1/r_2 \leq 1$) zum etwa gleichen maximalen Durchflussbeiwert $C_{dR,max}$ bei axialer Anströmung der Bohrungen.

Die restlichen geometrischen Parameter wie **Breite der Vordrallkavität** s und **Länge der Receiverbohrungen** l_R/d_3 , die in dieser Arbeit variiert wurden, beeinflussen den Verlustkoeffizienten η_R innerhalb des untersuchten Bereichs kaum ($1,2 \leq s/d_1 \leq 3,4$ und $1 \leq l_R/d_3 \leq 4$). Ähnliche Ergebnisse wurden von Popp et al. (1998) und von Dittmann et al. (2002a) erhalten. Um die negative Wirkung einer zu geringen Kammerbreite zu zeigen, wurden in Abb. 6.7(c) die Messergebnisse von Geis et al. (2000) und von Dittmann (2006) auch dargestellt. Bei der engsten Vordrallkammer G-A3/A1=1,6-smin mit $s/d_1 = 0,63$ und $d_3/s = 1,42$ kann dennoch ein Zusammenbruch von η_R bei nominalem Drall festgestellt werden, den Dittmann et al. auf gemessene Strömungsinstabilitäten zurückführen (Dittmann et al. (2002a), Dittmann (2006)).

Um eine Aussage über den Einfluss der **Anzahl N_R der Receiverbohrungen** machen zu können, soll an die Ergebnisse von Dittmann et al. (2002a) erinnert werden. Sie zeigen den positiven Effekt einer höheren Anzahl N_R der Receiverbohrungen. Insbesondere nimmt der von Dittmann et al. gemessene Durchflussbeiwert $C_{dR,max}$ den Wert 0,7, 0,76 und 0,78 für d_3/s gleich 1,73, 1 und 0,71 ($N_R = 4; 12; 24$ bzw. $\varepsilon_3 = 4\%; 8\%; 11\%$) trotz steigendem Verhältnis von Bohrungslänge zum Durchmesser ($l_R/d_3 = 2,3; 4; 5,7$) an. Dennoch kann aus den Daten von Dittmann et al. und aus den Hinweisen von Popp et al. (1998) angenommen werden, dass für einen Umfangsanteil der Austrittsfläche der Receiverbohrungen $\varepsilon_3 =$ größer als 11% der Einfluss von N_R auf η_R vernachlässigbar wird.

Mangels Daten wird auf die Aussage von Popp et al. (1998) bezüglich des Einflusses der **Anzahl N_V von Düsen** verwiesen. Demnach kann N_V wie N_R in einem angemessenen Bereich (vgl. ε_1 der vorliegenden Arbeit) ohne bedeutende Wirkung auf η_R frei gewählt werden.

6.1.2.3 Korrelationen für η_R

Mit Hilfe der Messdaten dieser Arbeit und der Daten von Geis et al. (2000) und Dittmann (2006) wurde ein analytischer Ausdruck für den Verlustkoeffizienten η_R^{rd015} von Receiverbohrungen mit einem Eintrittsradius von $r_R/d_3=0,15$ hergeleitet. Obwohl die Korrelation für η_R^{rd015} nur auf den hier vorgestellten Daten beruht, lassen die Ergebnisse vom vorigen Abschnitt vermuten, dass sie auch für die Auslegung von anderen Vordralldüsenystemen verwendet werden kann, wenn sie sich geringfügig von denen dieser Studie unterscheiden.

Zu Herleitung der Korrelation wurde angenommen (vgl. Abschnitt 6.1.2.2), dass η_R^{rd015} eine Funktion des Anströmwinkels β und des Druckverhältnisses p_3/p_1 ist. Zusätzlich wurde die Abhängigkeit vom Flächenverhältnis A_3/A_1 berücksichtigt. Aufgrund ihres niedrigeren Einflusses wurden die Abhängigkeiten von η_R mit h , s , r_1/r_2 , l_R und N_R in der Korrelation für η_R^{rd015} ausgeschlossen. Nachdem die Einflussparameter gewählt wurden, konnten durch die Interpolation der Messdaten Funktionen definiert werden, die die einzelnen Abhängigkeiten annähern. Die Zusammensetzung dieser Funktionen bildet die Korrelation für η_R^{rd015} , die für $1,5 \leq A_3/A_1 \leq 5,0$ sowie $1,0 \leq p_1/p_3 \leq 1,3$ gilt und wie folgt zusammengefasst werden kann:

$$\eta_R^{rd015} = \eta_{R_{max}}^{rd015} \cdot \eta^* \quad \text{mit} \quad (6.9)$$

$$\text{für } \beta \leq \beta_{max} : \quad \eta^* = \sqrt{1 - \beta^{*m}}; \quad m = 1 \sim 1,9; \quad \beta^* = \frac{-\beta + \beta_{max}}{90^\circ + \beta_{max}}$$

$$\text{für } \beta \geq \beta_{max} : \quad \eta^* = 0,9\beta^{*4} - 1,59\beta^{*3} - 0,31\beta^{*2} + 1; \quad \beta^* = \frac{\beta - \beta_{max}}{90^\circ - \beta_{max}}$$

Dabei stellt η^* die Abhängigkeit von η_R^{rd015} vom Anströmwinkel β dar. Die Übereinstimmung von η^* mit den Messdaten kann insbesondere in Abb. A.4(d) und A.4(e) überprüft werden. $\eta_{R_{max}}^{rd015}$ entspricht dem maximalen Wert von η_R^{rd015} für eine gegebene geometrische Konfiguration, während β_{max} gleich dem Anströmwinkel β ist, bei dem $\eta_{R_{max}}^{rd015}$ erreicht wird. Nach Interpolation der Messdaten (vgl. Abb. A.4(a)) ergibt sich für β_{max} :

$$\beta_{max} = 67,5 - 15,84 \arctan \left(30,994 \frac{A_1}{A_3} - 6,487 \right) \quad (6.10)$$

Der Einfluss des Druckverhältnisses p_3/p_1 und des Flächenverhältnisses A_3/A_1 wird durch folgende Annäherung für $\eta_{R_{max}}^{rd015}$ berücksichtigt (siehe auch Abb. A.4(b) und A.4(c)):

$$\eta_{R_{max}}^{rd015} = \eta_A + \Delta\eta_p \quad \text{mit} \quad \eta_A = 0,279 + 0,275 \arctan \left(7,761 \frac{A_1}{A_3} - 1,6 \right) \quad (6.11)$$

$$\text{und} \quad \Delta\eta_p = \frac{\left(\frac{p_1}{p_3} - 1,05 \right) \left(0,265 \frac{p_1}{p_3} - 0,2455 \right)}{\frac{p_1}{p_3} - 1,049} \quad \text{für } p_1/p_3 \geq 1,05$$

$$\text{und} \quad \Delta\eta_p = 0 \quad \text{für } p_1/p_3 \leq 1,05$$

Gl. (6.9) ist in Abb. 6.6 dargestellt, um zu zeigen, wie genau die Korrelation mit den Messdaten übereinstimmt.

Als zusätzlicher Vergleich sind in Abb. 6.6(a) bis 6.6(d) die mit den CFD-SST Modellen berechneten Verlustkoeffizienten eingetragen. Tendenziell überschätzen die Berechnungen die Größe

η_R (bis zu 20% in der Vordrallkammer G-Ref), obwohl für die Konfigurationen G-smax und G-hmin die Berechnungen überraschend gut mit den Messergebnissen übereinstimmen. Da die Aussagekraft der CFD-Berechnungen bereits in Abschnitt 5.3 im Detail diskutiert wurde, werden diese Beobachtungen nicht weiter analysiert. Auch hier sei nochmals auf die Nutzung der Korrelation Gl. (6.9) in Kapitel 7 verwiesen.

6.1.2.4 Strömungsverluste am Bohrungsausritt

Da die Scherströmung zusätzliche Druckverluste am Bohrungsausritt induziert (vgl. Abb. 5.5), gelten die gerade vorgestellten Ergebnisse zuerst nur für Receiverbohrungen einer sogenannten Deckscheibe (siehe Abschnitt 3.1.1). Um den Verlustkoeffizienten η_R bis zu einem kurzen Abstand ($l_R/d_3 \leq 4$) innerhalb der rotierenden Kanäle zu bestimmen, müssen die Werte von Abb. 6.6 eventuell korrigiert werden.

Mangels genauerer Daten bieten hierfür die numerischen Berechnungen dieser Arbeit die Möglichkeit, eine solche Korrektur durchzuführen. In Abb. A.5 von Anhang A.8 können Korrekturen für η_R in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis u_3/w_3 , welches die dimensionslose Geschwindigkeit der Scherströmung quantifiziert, abgelesen werden. Nach Abb. A.5 kann angenommen werden, dass bis zu einem Geschwindigkeitsverhältnis $u_3/w_3=1,5$ die Scherströmung im Austrittsplenum keinen bemerkbaren Einfluss auf η_R bewirkt. Für u_3/w_3 größer als 1,5, was bei den Versuchsbedingungen einem Anströmwinkel β kleiner als 50° entspricht, kann der Effekt der Scherströmung auf η_R nicht mehr vernachlässigt werden.

6.1.3 Anwendungen

Ziel dieses Abschnitts ist zu zeigen, wie der Kühlluftmassenstrom \dot{m}_3 und der Kühlluftdruck $p_{\text{trel}3}$ in den Receiverbohrungen eines Vordralldüsen systems unter Nutzung der Korrelationen für die Verlustkoeffizienten η_V und η_R bestimmt werden können. Dabei werden hier nur Vordrallkammern ohne radial überlagerten Massenstrom berücksichtigt (d.h. $\dot{m}_8 = \dot{m}_7 = 0$ und $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$). Zur Darstellung der iterativen Berechnungsschritte für die hier gesuchten Strömungsgrößen \dot{m}_3 , $p_1 = p_{t0}/\Pi$ und $p_{\text{trel}3}$ wird in Abschnitt 6.1.3 angenommen, dass neben den geometrischen Parametern und den Lufteigenschaften (κ , \mathfrak{R} , c_p) die Größen p_{t0} , T_{t0} , $u_2 = u_3$, $T_{\text{trel}3}$, p_3 , c_{t2} , η_V und η_R bekannt sind. In Abschnitt 6.2 müssen dafür noch weitere Berechnungsansätze hergeleitet werden, mit denen der Vordrall c_{t2} in der Vordrallkammer und die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ bestimmt werden können.

6.1.3.1 Ermittlung des Kühlluftmassenstroms

Der Kühlluftmassenstrom $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$ lässt sich mit p_1 iterativ berechnen (siehe Tab. 6.1):

p_1	Erste Abschätzung	
↓	Gl. (3.35), (5.3) und (3.30)	
\dot{m}_1		
↓	Gl. (3.31) und (3.32)	
c_1		
↓	Gl. (6.6)	
T_{12}		
↓	Gl. (6.7)	
$T_{3\text{is}}$		
↓	Gl. (6.8)	
$w_{3\text{is}}$		
↓	$\dot{m}_3 = A_3 \rho_3 \eta_R w_{3\text{is}}$ mit $\rho_3 = \frac{p_3}{\mathfrak{R} \left(T_{\text{trel}3} - \eta_R^2 \frac{w_{3\text{is}}^2}{2c_p} \right)}$	(6.12)
\dot{m}_3		
Wenn $\dot{m}_3 \neq \dot{m}_1$, neue Abschätzung von p_1		
Wenn $\dot{m}_3 = \dot{m}_1$, Iteration abgeschlossen		

Tab. 6.1: Berechnungsschritte zur Herleitung von p_1 und $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$
($T_{\text{trel}3}$ und c_{t2} nach Abschnitt 6.2)

6.1.3.2 Ermittlung des Totaldrucks in den Receiverbohrungen

Nach der Berechnung des Kühlluftmassenstroms \dot{m}_3 gemäß Tab. 6.1 kann der Totaldruck am Eintritt der Receiverkanäle (bei einem Abstand kleiner als $l/d_3 \approx 4$) wie folgt ermittelt werden:

$$p_{\text{trel}3} = p_3 \left(\frac{T_{\text{trel}3}}{T_{\text{trel}3} - \eta_R^2 \frac{w_{3\text{is}}^2}{2c_p}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = f(p_3, \eta_R) \quad (6.13)$$

Der in dieser Arbeit vorgeschlagene Berechnungsansatz für $p_{\text{trel}3}$ wird zunächst mit Hilfe der instationären dreidimensionalen numerischen Daten von Kapitel 5 überprüft. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Anhang A.9 dargestellt und können wie folgt zusammengefasst werden: Für eine nahezu axiale Anströmung der Receiverbohrungen ($\beta \approx 20^\circ$) ergeben sich die kleinsten Abweichungen (etwa um 0,4%) zwischen $p_{\text{trel}3}$ (nach Gl. (6.13)) und dem in der Receiverbohrung flächengemittelte Totaldruck $p_{\text{trel}Bo1}^{\text{zd}=3,9}$. Für einen deutlich positiven und deutlich negativen Anströmwinkel β kann der Unterschied von Gl. (6.13) mit $p_{\text{trel}Bo1}^{\text{zd}=3,9}$ größer als 1% werden. Weil Vordralldüsensysteme meistens für nominalen Drall (hier $\beta \approx 20^\circ$) ausgelegt werden, wird nach den Ergebnissen von Anhang A.9 Gl. (6.13) als ausreichend genau zur Berechnung des Kühlluftdrucks am Eintritt der Receiverkanäle betrachtet werden.

6.2 Vordrall und Kühllufttemperatur

6.2.1 Gemessene Temperatur-Kennlinien

Nachdem die Durchflussparameter ermittelt sind, müssen nunmehr die Effekte einzelner Einflussparameter auf die Kühllufttemperatur quantifiziert werden. Hierzu stellt Abb. 6.9 die Temperaturunterschiede $T_{\text{treil3}} - T_{t0}$ vom Düsen Eintritt (Position 0 in Abb. 4.2) bis zu den Receiverbohrungen (Position 3 in Abb. 4.2) für die untersuchten geometrischen Konfigurationen dar. Unabhängig von den Kennzahlen für die Darstellung der Temperaturabsenkung (siehe Abschnitt 3.2.4.1) müssen die in dieser Weise gemessenen Temperaturänderungen $T_{\text{treil3}} - T_{t0}$ für Familien von Vordrallkammern angepasst werden, um die Effekte der unterschiedlichen Totaldrücke p_{treil3} und der unterschiedlichen Kühlluftmassenströme \dot{m}_3 zu berücksichtigen. Ohne solche Korrekturen ist ein Vergleich der Kühllufttemperatur bei geometrisch unterschiedlichen Vordralldüsensystemen nur in geringerem Maße aussagekräftig für die Kühleffektivität, wie in Abschnitt 3.2.5 bereits diskutiert. Für solche Korrekturen sind Korrelationen der Temperaturmessungen mit den strömungsseitigen und geometrischen Parametern nötig. Dies soll darum im folgenden Abschnitt erfolgen.

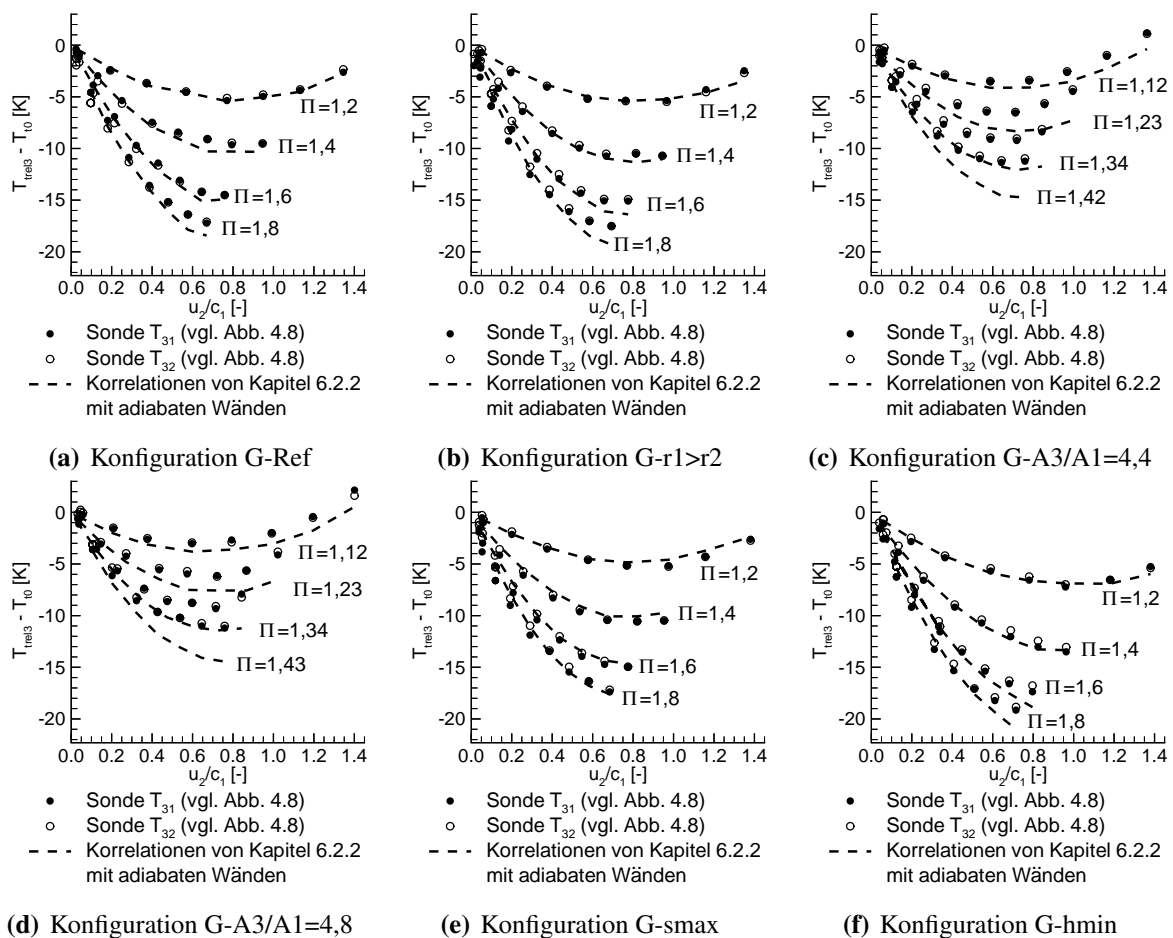


Abb. 6.9: Temperaturabsenkung $T_{\text{treil3}} - T_{t0}$ von den Vordralldüsen zu den Bohrungen

6.2.2 Korrelationen zur Analyse der Vordrallströmung

Das Hauptziel der hier vorgestellten Berechnungsansätze ist es, die Abhängigkeit der Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ und des Vordralls c_{t2} am Eintritt der Receiverbohrungen mit den geometrischen Parametern zu korrelieren, die in Abb. 6.10(a) illustriert sind. Infolge der großen Anzahl von Einflussgrößen ist die Herleitung von Korrelationen für die Kühllufttemperatur schwieriger als für η_V und η_R . Zu diesem Zweck muss hier ein eindimensionales Modell der Strömung in der Vordrallkammer eingeführt werden, welches auf Kontinuität-, Impuls- und Energiebilanz beruht. Dieses Modell beschreibt die komplexe Vordrallströmung durch radiale Verteilungen von umfangsgemittelten Kernströmungsgrößen und Grenzschichtgrößen, die in Abb. 6.10(b) und 6.10(c) dargestellt sind. Das Vordrallkammermodell muss mit Hilfe der gemessenen Temperaturen, Drücke und Strömungsgeschwindigkeiten kalibriert werden. Das erhaltene kalibrierte Modell liefert damit eine Zusammensetzung von Berechnungsansätzen, die in Abhängigkeit von den untersuchten geometrischen Parametern - wie die radiale Position der Vordralldüsen sowie die Höhe und Breite der Vordrallkammer - den Vordrall, die Kühllufttemperaturen und weitere Strömungsgrößen der Vordrallkammer ermitteln. Die Abschnitte 6.2.2 bis 6.2.2.7 beziehen sich zunächst auf die Herleitung des eindimensionalen Modells der Vordrallströmung.

Im Folgenden werden weiterhin Konfigurationen ohne Leckage aus den inneren und den äußeren Dichtungen berücksichtigt (Position 7 und 8 in Abb. 4.2). Die inneren Wände der Vordralldüsen werden als adiabat betrachtet, so dass die Temperatur am Austritt der Düsen T_{t1}

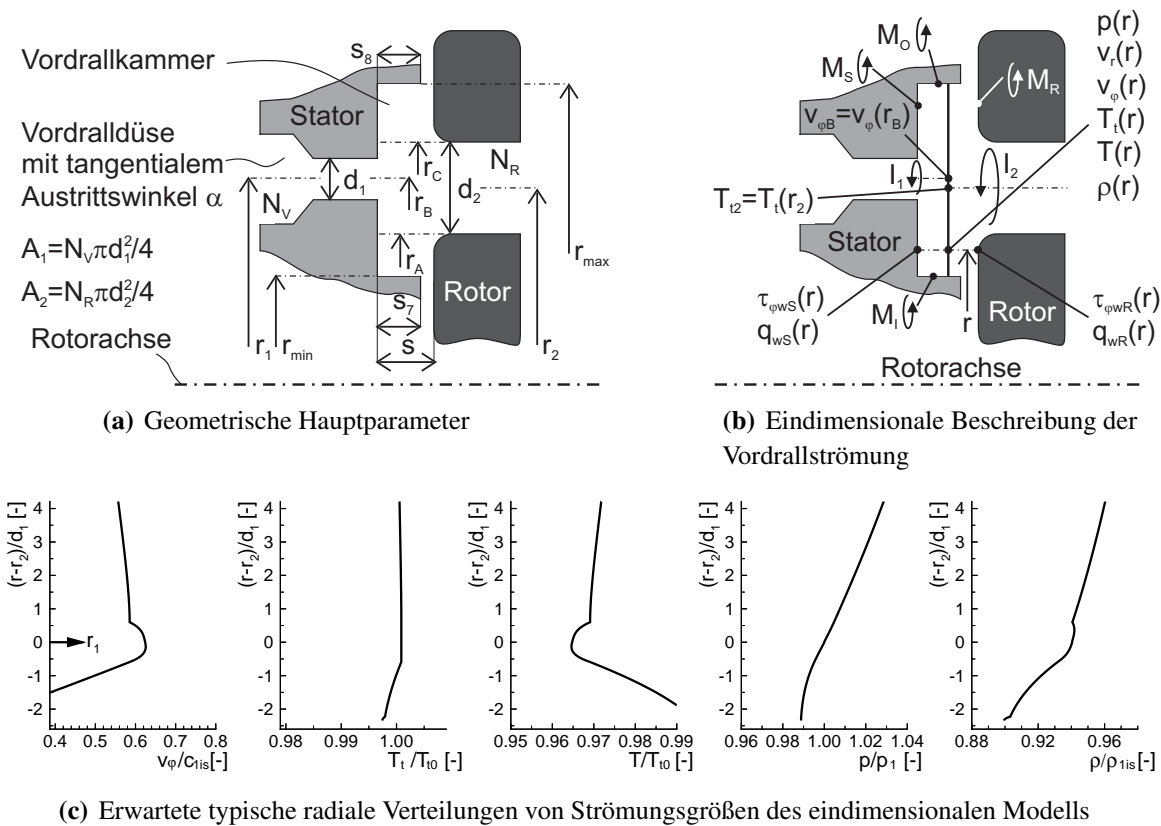


Abb. 6.10: Modellvorstellung der Vordrallkammer

immer gleich T_{t0} bleibt. Somit wird zur Anwendung der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 vorausgesetzt, dass neben den geometrischen Parametern die Strömungsgrößen $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = \dot{m}$, p_{t0} , $T_{t0} = T_{t1}$, Π sowie die Rotordrehzahl n und die Wandtemperatur der Vordrallkammer T_w bekannt sind.

Zur Herleitung der Korrelationen für die Vordrallströmung wird wie in Gl. (3.65) und (6.14) zuerst angenommen, dass sich die Totaltemperatur $T_{\text{trel}3}$ in den Receiverbohrungen aus dem Vordrall c_{t2} und der Totaltemperatur am Eintritt der Receiverbohrungen berechnen lassen kann:

$$T_{\text{trel}3} = T_{t2} + \frac{u_2^2 - 2 u_2 c_{t2}}{2c_p} \quad (6.14)$$

Der Vordrall c_{t2} ergibt sich aus der folgenden Drehimpulsbilanz:

$$c_{t2} = \frac{I_2}{C_{IR} r_2 \dot{m}} \quad \text{mit} \quad I_2 = I_1 - M_R - M_S - M_I - M_O \quad \text{und} \quad C_{IR} \text{ nach Tab. 6.11} \quad (6.15)$$

Dabei ist I_2 der Drehimpuls am Eintritt der Receiverbohrungen, während I_1 bzw. M_R , M_S , M_O und M_I der Drehimpuls am Austritt der Vordralldüse, bzw. die Reibmomente der Wandfläche der Vordrallkammer (siehe Abb. 6.10(b)). I_1 lässt sich gemäß Gl. (6.16) ermitteln:

$$I_1 = \int_{A_1/\sin\alpha} r \rho v_z v_\varphi dA = C_{IV} r_1 \dot{m}_{1is} c_{1is} \quad (6.16)$$

mit \dot{m}_{1is} nach Gl. (3.35) und C_{IV} nach Tab. 6.11.

Die Bestimmung von c_{t2} bzw. I_2 in Gl. (6.15) erfordert außerdem die Kenntnis des Rotor-Reibmoments M_R sowie der Stator-Reibmomente M_S , M_O und M_I . Hierzu werden die Reibmomente nach Gl. (6.17) bis (6.20) aus radialen Verteilungen der in Umfangsrichtung gemittelten Wandschubspannungen $\tau_{\varphi wS}$ und $\tau_{\varphi wR}$ hergeleitet werden (vgl. Abb. 6.10(b)).

$$M_R = 2\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 \tau_{\varphi wR} dr - \frac{A_2}{r_2 d_2} \int_{r_2 + \frac{d_2}{2}}^{r_2 - \frac{d_2}{2}} r^2 \tau_{\varphi wR} dr \quad (6.17)$$

$$M_S = 2\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 \tau_{\varphi wS} dr - \frac{A_1/\sin\alpha}{r_1 d_1} \int_{r_1 - \frac{d_1}{2}}^{r_1 + \frac{d_1}{2}} r^2 \tau_{\varphi wS} dr \quad (6.18)$$

$$M_O = 2\pi r_{\max}^2 s_8 \tau_{\varphi wS r_{\max}} \quad \text{mit} \quad \tau_{\varphi wS r_{\max}} = f_{12}(r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C)) \quad (6.19)$$

$$M_I = 2\pi r_{\min}^2 s_7 \tau_{\varphi wS r_{\min}} \quad \text{mit} \quad \tau_{\varphi wS r_{\min}} = f_{12}(r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min})) \quad (6.20)$$

wobei s_7 und s_8 in Abb. 6.10(a) gezeigt sind und die Funktion f_{12} später in Tab. 6.8 erläutert wird. Zur Berechnung von $T_{\text{trel}3}$ mit Hilfe von Gl. (6.14) wird T_{t2} aus der Energiebilanz Gl. (6.21) ermittelt, bei der angenommen wird, dass die gesamte Wärmezufuhr in die Vordrallkammer durch die Receiverbohrungen transportiert wird. Die Durchführung der Energiebilanz erfordert die Integration der radialen Verteilungen der umfangsgemittelten wandnormalen Wärmeströme q_{wS} und q_{wR} .

$$\dot{m} c_p (T_{t2} - T_{t1}) = M_R \omega + Q_{wS} + Q_{wR} \quad \text{mit} \quad (6.21)$$

$$Q_{wS} = 2\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r q_{wS} dr - \frac{A_1/\sin\alpha}{r_1 d_1} \int_{r_1 + \frac{d_1}{2}}^{r_1 - \frac{d_1}{2}} r q_{wS} dr \quad \text{und}$$

$$Q_{wR} = 2\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r q_{wR} dr - \frac{A_2}{r_2 d_2} \int_{r_2 + \frac{d_2}{2}}^{r_2 - \frac{d_2}{2}} r q_{wR} dr$$

Zur Berechnung der hier vorgestellten Integrale wurden zum einen die benötigten radialen Verteilungen durch konstante radiale Inkremente Δr diskretisiert, damit die Integration der umfangsgemittelten Grenzschichtgrößen wie folgt numerisch gelöst werden kann:

$$\int f(r) dr \approx \sum_i f(r_{(i)}) \cdot \Delta r \quad (6.22)$$

Zum anderen mussten realistische radiale Verteilungen der Grenzschichtgrößen $\tau_{\phi WS}$, $\tau_{\phi WR}$, q_{WS} und q_{WR} gewonnen werden.

Zu diesem Zweck wurde angenommen, dass die Grenzschichtgrößen aus den umfangsgemittelten und axial-gemittelten Strömungsgrößen der Kernströmung, wie $p(r)$, $v_\phi(r)$, $T_t(r)$, $\rho(r)$ etc. abgeleitet werden können. Beim Lösen der lokalen Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichungen konnten Lösungen für die einzelne Strömungsgröße der eindimensionalen Darstellung der Vordrallströmung gefunden werden. Aufgrund von Vereinfachungen stellen die erhaltenen Lösungen radiale Verteilungen dar, die durch 10 Strömungsgrößen parametrisiert werden, wie es in den folgenden Abschnitten ersichtlich wird. Diese Strömungsgrößen, die die radialen Verteilungen der Kernströmung und der Grenzschicht kontrollieren, lauten: $v_{\phi B}$, T_{t2} , C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S , x_R und k_{Tu} . Die Strömungsgeschwindigkeit $v_{\phi B}$, die den Vordrall in der Kernströmung bei der radialen Position der Düsen quantifiziert (siehe Abb. 6.10(b)), wurde so gewählt, dass eine direkte Kopplung der eindimensionalen Verteilung $v_\phi(r)$ mit dem Drehimpuls I_2 am Eintritt der Receiverbohrungen besteht. Aus diesem Grund musste I_2 die zusätzliche Bedingung erfüllen:

$$I_2 = \int_{r_2 + \frac{d}{2}}^{r_2 + \frac{d}{2}} \frac{\dot{m}}{d} r v_\phi dr \quad \text{mit} \quad (6.23)$$

$$d = \max(d_1, d_2) \quad \text{für die Vordrallkammer mit } r_1 \approx r_2$$

$$d = d_2 \quad \text{für die Vordrallkammer mit } r_1 > r_2 \text{ oder } r_1 < r_2$$

Da T_{t2} außerdem durch die Energiebilanz Gl. (6.21) bestimmt wird, bleiben nur die 8 Parameter C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S , x_R und k_{Tu} , mit denen das eindimensionale Modell der Vordrallkammer mit den Messungen kalibriert werden kann. Die Vorgehensweise für die Kalibrierung wird in Abschnitt 6.2.3 erklärt. Zuvor müssen aber die parametrisierten radialen Verteilungen der Strömungsgrößen hergeleitet werden.

6.2.2.1 Radiale Geschwindigkeitskomponente

Wie in Abschnitt 3.2.1.1 erwähnt, ist die Kenntnis der radialen Geschwindigkeitskomponente entscheidend für die radiale Vordrallverteilung in der Kernströmung. Aus diesem Grund wird zuerst eine Funktion $v_r(r)$ abgeleitet, die die umfangsgemittelte radiale Geschwindigkeitskomponente v_r der Kernströmung annähern kann. Hierzu wird die stationäre Kontinuitätsgleichung (vgl. Schlichting und Gersten (1997)) über die zylindrische Fläche $r=\text{konstant}$ betrachtet, die die ganze Kammerbreite s abdeckt:

$$\int_{\phi=0}^{\phi=2\pi} \int_{z=0}^{z=s} \left(\frac{\partial(\rho r v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v_\phi)}{\partial \phi} + r \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} \right) dz d\phi = 0 \quad (6.24)$$

In Übereinstimmung mit den Kommentaren von Abschnitt 5.2.1 wird bei den Vordrallkammern mit radial versetzten Receiverbohrungen ($r_1 \neq r_2$) angenommen, dass die gesamte Kühlluft aus den Vordralldüsen nur durch die Kernströmung radial transportiert wird. Da zusätzlich vorausgesetzt wird, dass ρ , v_r , v_φ und v_z nur vom Radius r abhängig sind, wird Gl. (6.24) wie folgt angenähert:

$$2\pi s \frac{d(\rho r v_r)}{dr} + 2\pi r [\rho v_z]_{z=s} - 2\pi r [\rho v_z]_{z=0} = 0 \quad \text{mit} \quad [\rho v_z]_{z=s} - [\rho v_z]_{z=0} \approx \int_{z=0}^{z=s} \frac{\partial \rho v_z}{\partial z} dz \quad (6.25)$$

Der in die Kavität durch die Düsen zugeführte Kühlluftmassenstrom $2\pi r [\rho v_z]_{z=0} dr$ und der durch die Receiverbohrungen abgeführte Massenstrom $2\pi r [\rho v_z]_{z=s} dr$ werden mit Gl. (6.26) abgeschätzt.

$$2\pi r [\rho v_z]_{z=0} dr \approx e_1 \dot{m}_1 = e_1 \dot{m} \frac{dr}{d_1} \quad \text{und} \quad 2\pi r [\rho v_z]_{z=s} dr \approx e_2 \dot{m}_2 = e_2 \dot{m} \frac{dr}{d_2} \quad (6.26)$$

Dabei nehmen die Parameter e_1 und e_2 nach Tab. 6.2 und Abb. 6.10(a) in Abhängigkeit vom Radius r den Wert Eins oder Null an.

$i = [1;2]$	$r < r_i - d_i/2$	$r_i - d_i/2 \leq r \leq r_i + d_i/2$	$r > r_i + d_i/2$
e_i	0	1	0

Tab. 6.2: Definitionen der Parameter e_1 und e_2

Schließlich lautet die vereinfachte Kontinuitätsgleichung in der Vordrallkammer:

$$2\pi s \frac{d(\rho r v_r)}{dr} + e_2 \frac{\dot{m}}{d_2} - e_1 \frac{\dot{m}}{d_1} = 0 \quad (6.27)$$

Um Gl. (6.27) zu lösen, wird sie wie bei den meisten weiteren differenziellen Gleichungen diskretisiert. Der diskretisierte Wert einer Größe wird in Kapitel 6 mit den Indizes $(i-1)$, (i) , $(i+1)$ etc. kennzeichnet, während Δr wieder dem radialen Inkrement entspricht. Die Lösung von Gl. (6.27) wird damit zu:

$$\begin{aligned} \text{für } e_1 = e_2 = 0, \quad v_{r(i)} &= 0 & (6.28) \\ \text{für } e_1 \neq 0 \text{ oder } e_2 \neq 0, \quad v_{r(i)} &= \frac{1}{\rho_{(i)} r_{(i)}} \left(\rho_{(i-1)} r_{(i-1)} v_{r(i-1)} + \frac{\Delta r}{2\pi s} \left(e_1 \frac{\dot{m}}{d_1} - e_2 \frac{\dot{m}}{d_2} \right) \right) \end{aligned}$$

Die Dichte $\rho_{(i)}$ wird aus dem Druck $p_{(i)}$, dem Vordrall $v_{\varphi(i)}$ und der Totaltemperatur $T_{t(i)}$ wie folgt abgeleitet:

$$\rho_{(i)} = \frac{p_{(i)}}{\Re T_{(i)}} \quad \text{mit} \quad T_{(i)} = T_{t(i)} - \frac{v_{\varphi(i)}^2}{2c_p} \quad (6.29)$$

Abschnitt 6.2.2.2 bzw. 6.2.2.3 und 6.2.2.4 beschreiben später die Berechnungsschritte zur Ermittlung von $p_{(i)}$ bzw. $v_{\varphi(i)}$ und $T_{t(i)}$.

6.2.2.2 Radiale Druckverteilung

Die Integration der in der radialen Richtung projizierten stationären Impulsgleichung

$$\int_{\varphi=0}^{\varphi=2\pi} \int_{z=0}^{z=s} \left(\rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \rho \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \rho \frac{v_\varphi^2}{r} + \rho v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial r} \right) dz d\varphi = 0 \quad (6.30)$$

über die gleiche zylindrische Fläche und mit den ähnlichen Annahmen wie im letzten Abschnitt führt zu:

$$2\pi s \rho v_r \frac{dv_r}{dr} - 2\pi s \rho \frac{v_\varphi^2}{r} + 2\pi s \frac{dp}{dr} = 0. \quad (6.31)$$

Anhand Gl. (6.31) kann eine angenäherte radiale Druckverteilung in der Vordrallkammer in Abhängigkeit von v_φ und v_r ermittelt werden. Die vorgeschlagene diskretisierte Lösung für den Druck p lautet dann:

$$\begin{aligned} \text{für } r_{(i)} = r_1 \quad p_{(i)} &= p_1 & (6.32) \\ \text{für } r_{(i)} < r_1 \quad p_{(i)} &= p_{(i+1)} - \Delta r \left(\rho_{(i+1)} \frac{v_{\varphi(i+1)}^2}{r_{(i+1)}} - \rho_{(i+1)} v_{r(i+1)} \frac{v_{r(i+1)} - v_{r(i)}}{\Delta r} \right) \\ \text{für } r_{(i)} > r_1 \quad p_{(i)} &= p_{(i-1)} + \Delta r \left(\rho_{(i-1)} \frac{v_{\varphi(i-1)}^2}{r_{(i-1)}} - \rho_{(i-1)} v_{r(i-1)} \frac{v_{r(i)} - v_{r(i-1)}}{\Delta r} \right) \end{aligned}$$

Eine numerische Auswertung von $p_{(i)}$ wird aber nur möglich, wenn der Vordrall $v_{\varphi(i)}$ so wie die Größen $\rho_{(i)}$ bzw. $T_{t(i)}$ nach Gl. (6.29) bekannt sind. Der nächste Abschnitt wird zunächst die Bestimmung von $v_{\varphi(i)}$ behandeln.

6.2.2.3 Radialer Drallverlauf

Die stationäre Impulsgleichung Gl. (6.33) in Umfangsrichtung wird nun verwendet, um eine realistische radiale Verteilung des Vordralls $v_{\varphi(i)}$ herzuleiten.

$$\rho r v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \rho r v_\varphi \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \rho r^2 v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + r \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{\partial (r^2 \tau_{r\varphi})}{\partial r} - r \frac{\partial \tau_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} - r^2 \frac{\partial \tau_{\varphi z}}{\partial z} = 0 \quad (6.33)$$

Infolge des turbulenten Charakters der Strömung wird vorausgesetzt, dass die viskosen Spannungen $\tau_{r\varphi}$ und $\tau_{\varphi z}$ vernachlässigbare Kräfte gegenüber den Trägheitskräften in der Freiströmung induzieren. Beim Vernachlässigen der viskosen Kräfte und der radialen Änderung der Dichte ρ in Gl. (6.33) und beim Einsetzen ähnlicher Bedingungen wie zuvor ergibt sich nach der Integration von Gl. (6.33) über die zylindrische Fläche $r=\text{konstant}$:

$$2\pi s \rho r v_r \frac{dr v_\varphi}{dr} + 2\pi \rho r^2 \int_0^s v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} dz = 0 \quad (6.34)$$

Des Weiteren wird für turbulente Strömungen angenommen, dass im Gegensatz zu den viskosen Spannungen die Reynoldsschen scheinbaren Schubspannungen $\overline{\rho v_i' v_j'}$ den radialen Drallverlauf der Kernströmung beeinflussen können. Aus diesem Grund wird Gl. (6.34) zeitlich gemittelt

und die Geschwindigkeitskomponente in ein zeitlich gemittelttes Glied \bar{v}_r und ein Schwankungsglied v'_r geteilt. Damit lautet der erste Teil von Gl. (6.34) nach mathematischen Umformulierungen:

$$\overline{2\pi s \rho r v_r \frac{dr v_\varphi}{dr}} = \overline{2\pi s \rho r (\bar{v}_r + v'_r) \frac{d}{dr} (r (\bar{v}_\varphi + v'_\varphi))} = 2\pi s \rho r \bar{v}_r \frac{dr \bar{v}_\varphi}{dr} + 2\pi s \rho r v'_r \frac{dr v'_\varphi}{dr} \quad (6.35)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Analogie zum Prandtlschen Mischungswegansatz ein Ausdruck für das Glied der Reynoldsschen scheinbaren Schubspannungen im zylindrischen Koordinatensystem abgeleitet. Anhang A.10 zeigt insbesondere, wie die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen v'_r und v'_φ im zylindrischen Koordinatensystem mit Hilfe einer charakteristischen Länge ℓ für die turbulente Vermischung in der Vordrallströmung ausgedrückt werden können. Damit ergibt sich für das Glied der Reynoldsschen scheinbaren Schubspannungen folgende Gleichung:

$$r v'_r \frac{dr v'_\varphi}{dr} = \pm \frac{d}{dr} \left(\ell^2 \left(\frac{dr \bar{v}_\varphi}{dr} \right)^2 \right) \quad (6.36)$$

Nachdem die Notation für die Zeitmittelung zur Erleichterung der Darstellung im Folgenden aufgegeben wird, ergibt sich schließlich für Gl. (6.34):

$$2\pi s \rho r v_r \frac{d\Phi}{dr} \pm 2\pi s \rho \frac{d}{dr} \left(\ell^2 \left(\frac{d\Phi}{dr} \right)^2 \right) + 2\pi \rho r^2 \int_0^s v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} dz = 0 \quad \text{mit} \quad \Phi = r v_\varphi \quad (6.37)$$

In Gl. (6.37) wurde die Größe $r v_\varphi$ durch die Variable Φ ersetzt. Φ wird weiter verwendet, um die nächsten Gleichungen zu vereinfachen. Trotz des Unterschieds wird Φ wie v_φ in dieser Studie auch Vordrall genannt. Außerdem wird mit Gl. (6.37) ersichtlich, dass bei der radialen Position der Vordralldüsen und der Receiverbohrungen der letzte Teil der Gleichung die Rolle einer Quelle oder Senke für den Vordrall spielen wird. Das zweite Glied, welches den turbulenten Impulsaustausch darstellt, wirkt dagegen als Diffusionsglied für den Vordrall. Dieses bleibt aber null, so lange der Drallverlauf dem eines Potenzialwirbels entspricht.

Um angenäherte Lösungen von Gl. (6.37) zu finden, wurde der Mischungsweg ℓ entweder als konstant angenommen oder aus dem Mischungswegansatz von von Kármán (vgl. Anhang A.11.1.2) ermittelt. Zur Parametrisierung realistischer Drallverteilungen werden in Abhängigkeit vom radialen Abstand von den Düsen drei charakteristische turbulente Längen ℓ_I , ℓ_{II} und ℓ_{III} benötigt. Zur Lösung von Gl. (6.37) müssen weiterhin die Vordrallkammern in verschiedene radiale Bereiche unterteilt werden, wie in Abb. 6.11 gezeigt. Die Unterteilung der Vordrallkammer wurde abhängig von der radialen Anordnung der Vordralldüsen gegenüber den Receiverbohrungen durchgeführt. Demzufolge wurden unterschiedliche Lösungen für die drei möglichen radialen Anordnungen der Düsen $r_1 \approx r_2$, $r_1 > r_2$ und $r_1 < r_2$ hergeleitet. Die Details der Herleitung dieser Funktionen sind in Anhang A.11 beschrieben. Dennoch wird nun als Beispiel die mathematische Lösung für Konfigurationen mit den Vordralldüsen und Receiverbohrungen bei gleichem Radius ($r_1 \approx r_2$) diskutiert. Die Lösungen für die Fälle mit radial nach außen versetzten Düsen ($r_1 > r_2$) und radial nach innen versetzten Düsen ($r_1 < r_2$) sind in Tab. A.2 und Tab. A.3 des Anhangs zu finden.

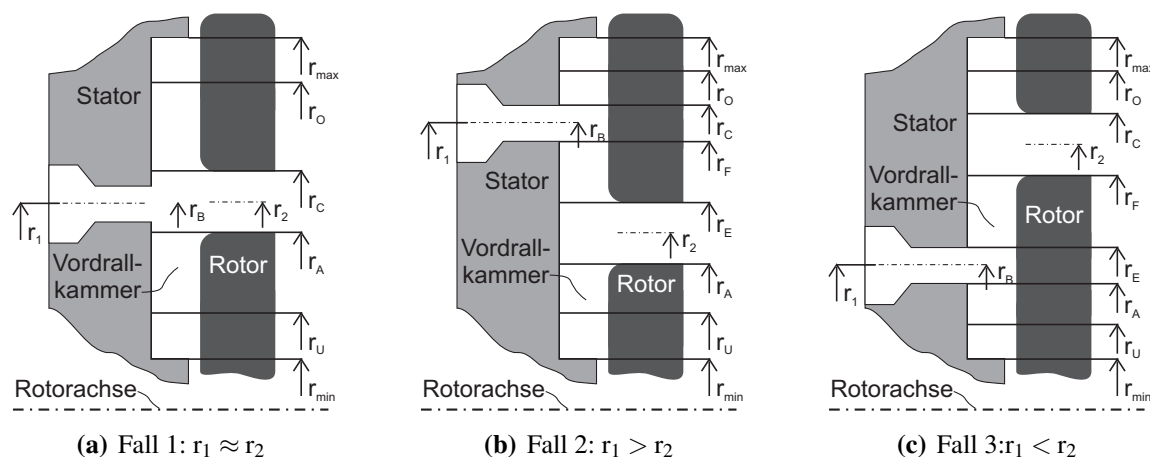


Abb. 6.11: Unterteilung der Vordrallkammer in verschiedene radiale Bereiche

$$r_B \approx \frac{r_1 + r_2}{2}, \quad r_C \approx r_1 + \frac{\max(d_1, d_2)}{2}, \quad r_A \approx r_1 - \frac{\max(d_1, d_2)}{2},$$

$$r_O = r_{\max} - v \frac{y_{C(r_O)}^+}{u_{\tau C}} \quad \text{mit} \quad y_{C(r_O)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau C} = \frac{A_C}{r_{\max}} \quad (A_C \text{ nach Tab. 6.6}),$$

$$r_U = r_{\min} + v \frac{y_{A(r_U)}^+}{u_{\tau A}} \quad \text{mit} \quad y_{A(r_U)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau A} = \frac{A_A}{r_{\min}} \quad (A_A \text{ nach Tab. 6.6})$$

Tab. 6.3: Analytischer Ausdruck der radialen Unterteilung für den Fall 1: $r_1 \approx r_2$

$$r_B = r_1, \quad r_C = r_1 + \frac{d_1}{2}, \quad r_A = r_2 - \frac{d_2}{2}, \quad r_F = r_1 - \frac{d_1}{2}, \quad r_E = r_2 + \frac{d_2}{2},$$

$$r_O = r_{\max} - v \frac{y_{C(r_O)}^+}{u_{\tau C}} \quad \text{mit} \quad y_{C(r_O)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau C} = \frac{A_C}{r_{\max}} \quad (A_C \text{ nach Tab. A.2}),$$

$$r_U = r_{\min} + v \frac{y_{A(r_U)}^+}{u_{\tau A}} \quad \text{mit} \quad y_{A(r_U)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau A} = \frac{A_A}{r_{\min}} \quad (A_A \text{ nach Tab. A.2})$$

Tab. 6.4: Analytischer Ausdruck der radialen Unterteilung für den Fall 2: $r_1 > r_2$

$$r_B = r_1, \quad r_C = r_2 + \frac{d_2}{2}, \quad r_A = r_1 - \frac{d_1}{2}, \quad r_F = r_2 - \frac{d_2}{2}, \quad r_E = r_1 + \frac{d_1}{2},$$

$$r_O = r_{\max} - v \frac{y_{C(r_O)}^+}{u_{\tau C}} \quad \text{mit} \quad y_{C(r_O)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau C} = \frac{A_C}{r_{\max}} \quad (A_C \text{ nach Tab. A.3}),$$

$$r_U = r_{\min} + v \frac{y_{A(r_U)}^+}{u_{\tau A}} \quad \text{mit} \quad y_{A(r_U)}^+ = 11,63 \quad \text{und} \quad u_{\tau A} = \frac{A_A}{r_{\min}} \quad (A_A \text{ nach Tab. A.3})$$

Tab. 6.5: Analytische Darstellung der radialen Unterteilung für den Fall 3: $r_1 < r_2$

Die Lösung von Gl. (6.37) für $r_1 \approx r_2$ besteht aus mehreren Funktionen, die nach Tab. 6.6 den radialen Verlauf des Dralls in den radialen Teilbereichen von Abb. 6.11(a) definieren. Bei der Analyse dieser Funktionen sollen insbesondere die gewählten radialen Unterteilungen der Vordrallkammer und die Haupteigenschaften der hergeleiteten Funktionen gezeigt werden. Die radialen Positionen r_A , r_B und r_C werden wie in Tab. 6.3 aus geometrischen Parametern berechnet. Im Gegensatz dazu sind r_O und r_U von den Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_{\tau C}$

und $u_{\tau A}$ abhängig. Die Radien r_O und r_U werden so klein gewählt, dass sie die Grenze der viskosen Grenzschicht näherungsweise kennzeichnen. Deshalb erreichen die dimensionslosen Wandabstände $y_C^+ = u_{\tau C}(r_{\max} - r)/\nu$ und $y_A^+ = u_{\tau A}(r - r_{\min})/\nu$ den Wert 11,63 bei der radialen Position r_O und r_U . Dabei entspricht 11,63 dem dimensionslosen Wandabstand, bei dem sich die lineare Wandfunktion und die universelle logarithmische Wandfunktion für die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ kreuzen. Demzufolge wurde ein linearer Geschwindigkeitsverlauf in diesen Wandgebieten angenommen. Hierzu wurde zusätzlich vorausgesetzt, dass die inneren und äußeren Flächen der Vordrallkavität nicht rotieren, wie in Tab. 6.6 festgestellt werden kann.

Nach Tab. 6.6 wird der Betrag der tangentialen Geschwindigkeit v_φ in der Kernströmung hauptsächlich durch die Strömungsgeschwindigkeit $v_{\varphi B}$ bestimmt, die sich aus der globalen Drehimpulsbilanz ergibt (vgl. Gl. (6.15) und (6.23)). Für einen gegebenen Wert für $v_{\varphi B}$, \dot{m} und ρ ist der angenommene Mischungsweg ℓ_I der einzige Strömungsparameter, der die radialen Gradienten dv_φ/dr beeinflusst. Deshalb werden ℓ_I sowie ℓ_{II} und ℓ_{III} (siehe Tab. A.2 und Tab. A.3) später so gewählt, dass die radialen Verteilungen des Vordralls, die sich aus dem eindimensionalen Modell der Vordrallströmung ergeben, mit den gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen über-

für $r_A < r \leq r_C$ (Berechnungsschritt 1)
$\Phi = f_1(r)$ und $\left \frac{d\Phi}{dr} \right = g_1(r) $ mit $f_1(r) = r_B v_{\varphi B} - \frac{\dot{m} r_B - r ^3}{72\pi s \rho d \ell_I^2}$, $ g_1(r) = \frac{\dot{m} (r_B - r)^2}{24\pi s \rho d \ell_I^2}$, $d = \max(d_1, d_2)$ und ℓ_I nach Tab. 6.11
für $r_C < r \leq r_O$ (Berechnungsschritt 2)
$\Phi = f_2(r)$ mit $f_2(r) = \Phi_C + \frac{A_C}{\chi} \ln \left(1 + \frac{\chi}{A_C} v_{\varphi C} (r - r_C) \right)$, $\Phi_C = f_1(r_C)$, $\chi \approx 0,41$, $A_C = \ell_I g_1(r_C) $ und $v_{\varphi C} = \frac{\Phi_C}{r_C}$
für $r_O < r \leq r_{\max}$ (Berechnungsschritt 3)
$\Phi = \frac{\Phi_O}{r_O - r_{\max}} (r - r_{\max})$ mit $\Phi_O = f_2(r_O)$
für $r_U < r \leq r_A$ (Berechnungsschritt 4)
$\Phi = f_3(r)$ mit $f_3(r) = \Phi_A + \frac{A_A}{\ell_I} (r - r_A)$, $\Phi_A = f_1(r_A)$ und $A_A = \ell_I g_1(r_A) $
für $r_{\min} \leq r \leq r_U$ (Berechnungsschritt 5)
$\Phi = \frac{\Phi_U}{r_U - r_{\min}} (r - r_{\min})$ mit $\Phi_U = f_3(r_U)$

Tab. 6.6: Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 1: $r_1 \approx r_2$

einstimmen. Bei fehlenden Messergebnissen wurden die in Kapitel 5 ermittelten CFD-Daten herangezogen (vgl. Abschnitt 6.2.3.3).

6.2.2.4 Totaltemperaturverteilung

Tab. 6.7 stellt die angenommenen Verteilungen der Kernströmungsgrößen $T_t(r)$ und $T(r)$ dar, die nötig sind, um die Wandreibung und die Wandwärmeströme in der Vordrallkammer zu ermitteln. Aus den Gleichungen in Tab. 6.7 ist erkennbar, dass sich beide radialen Temperaturverteilungen direkt aus v_φ und T_{t2} ableiten lassen. Im Ringbereich zwischen den Vordralldüsen und den Receiverbohrungen ($r_A < r \leq r_C$) wird eine perfekte Mischung mit einer homogenen Temperaturverteilung vorausgesetzt. In den restlichen Gebieten der Vordrallkammer wurde der gleiche Temperaturverlauf angenommen wie der, der sich normal zur Grenzschicht einer adiabaten nicht rotierenden Wand einstellen kann. Letzterer wird insbesondere durch Jischa (1982) aus vereinfachten Impuls- und Energiegleichungen hergeleitet. Es kann dabei festgestellt werden, dass der Ausdruck der Temperatur am inneren und äußeren Radius, wo die Geschwindigkeit v_φ gleich null ist, Ähnlichkeiten mit der Gl. (3.12) vorweist.

In der folgenden Betrachtung werden die Gleichungen von Tab. 6.7 sowohl für adiabate Vordrallkammern als auch für nicht adiabate Wände verwendet. Mit der Kenntnis der statischen Temperatur T und des Druckes p (vgl. Abschnitt 6.2.2.2) können nun alle Stoffgrößen der Luft in der Vordrallkammer bestimmt werden, wie die dynamische Viskosität μ , die kinematische Viskosität ν , die Wärmeleitfähigkeit λ etc..

für $r_A < r \leq r_C$ (Berechnungsschritt 1)	
$T_t = T_{t2}$ und $T = T_{t2} - \frac{v_\varphi^2}{2c_p}$	
für $r_C < r \leq r_{\max}$ (Berechnungsschritt 2)	
$T_t = T + \frac{v_\varphi^2}{2c_p}$ und $T = T_C \left(1 + \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_C^2 \left(1 - \left(\frac{v_\varphi}{v_{\varphi C}} \right)^2 \right) \right)$ mit	
$T_C = T_{t2} - \frac{v_{\varphi C}^2}{2c_p}$ und $\text{Ma}_C = \frac{v_{\varphi C}}{\sqrt{\kappa \mathfrak{R} T_C}}$	
für $r_{\min} \leq r \leq r_A$ (Berechnungsschritt 3)	
$T_t = T + \frac{v_\varphi^2}{2c_p}$ und $T = T_A \left(1 + \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_A^2 \left(1 - \left(\frac{v_\varphi}{v_{\varphi A}} \right)^2 \right) \right)$ mit	
$T_A = T_{t2} - \frac{v_{\varphi A}^2}{2c_p}$ und $\text{Ma}_A = \frac{v_{\varphi A}}{\sqrt{\kappa \mathfrak{R} T_A}}$	

Tab. 6.7: Analytische Darstellung der radialen Totaltemperaturverteilung in der Ringkammer

6.2.2.5 Wandreibung

Zur Herleitung der Wandreibung wurden verschiedene Abhängigkeiten des Reibungsbeiwertes c_f mit den Strömungsgrößen der Kernströmung untersucht, wie z.B. Gl. (6.38) oder Gl. (6.39):

$$c_f \propto \text{Re}^{-\frac{1}{5}} \quad \text{nach Gl. (3.56)} \quad (6.38)$$

$$c_f \approx \text{konstant} \quad \text{für} \quad \text{Re} > 10^5 \quad \text{nach Nikuradse (1933)} \quad (6.39)$$

Mit Hilfe von Gl. (6.38) oder Gl. (6.39) konnten aber für die gesamte Zusammenstellung von Vordralldüsen systemen keine guten Übereinstimmungen zwischen dem eindimensionalen Modell der Vordrallströmung und den Temperaturmessungen gewonnen werden. Die besten Ergebnisse (siehe Abschnitt 6.2.3) wurden schließlich durch die folgenden Berechnungsansätze für die Wandschubspannungen erhalten.

Entlang der axialen Stator-Fläche wird angenommen, dass bei einem axialen Wandabstand von $s/200$ die Luftgeschwindigkeit proportional zur Geschwindigkeit der Kernströmung ist. Wenn der Proportionalitätsfaktor x_S genannt wird, ist dann die dimensionslose Geschwindigkeit u_S^+ bei dem Wandabstand $s/200$:

$$u_S^+ = \frac{x_S \sqrt{v_\varphi^2 + v_r^2}}{u_{\tau S}} \quad \text{für} \quad y_S^+ = \frac{s u_{\tau S}}{200 \nu} \quad (u_S^+ \propto 1/\sqrt{c_f}) \quad (6.40)$$

Dabei ist $u_{\tau S}$ die gesuchte Schubspannungsgeschwindigkeit am Stator und y_S^+ der entsprechende dimensionslose Wandabstand. Des weiteren wird vorausgesetzt, dass die dimensionslosen Größen u_S^+ und y_S^+ das universelle lineare und das universelle logarithmische Wandgesetz (Jischa (1982)) für hydraulisch glatte Wände erfüllen. Damit gilt auch für u_S^+ und y_S^+ beim Extrapolieren beider universeller Wandfunktionen in der Übergangsschicht zwischen $y^+ \approx 5$ und $y^+ \approx 60$:

$$u_S^+ = \min\left(y_S^+, \frac{1}{\chi} \ln(y_S^+) + 5,5\right) \quad (6.41)$$

Mit einem in Abschnitt 6.2.3.6 festgelegtem Wert von 0,73 für x_S bilden Gl. (6.40) und (6.41) ein System von 3 Gleichungen mit den drei Unbekannten u_S^+ , y_S^+ und $u_{\tau S}$. Mit Hilfe eines iterativen Berechnungsalgorithmus können dadurch diese drei Variablen numerisch berechnet werden.

Für die axiale Rotorfläche kann ein ähnliches Gleichungssystem erstellt werden. Mit der für den Rotor spezifischen Notation kann dieses Gleichungssystem wie folgt geschrieben werden:

$$y_R^+ = \frac{s u_{\tau R}}{200 \nu} \quad (6.42)$$

$$u_R^+ = \frac{x_R \sqrt{(v_\varphi - r\omega)^2 + v_r^2 + (k_{Tu} v_\varphi)^2}}{u_{\tau R}} \quad \text{mit } x_R \text{ und } k_{Tu} \text{ nach Tab. 6.11} \quad (6.43)$$

$$u_R^+ = \min\left(y_R^+, \frac{1}{\chi} \ln(y_R^+) + 5,5\right) \quad (6.44)$$

Statt der absoluten Geschwindigkeit muss hier die relative Geschwindigkeit eingesetzt werden. Außerdem wird in Gl. (6.43) neben dem für den Rotor spezifischen Skalierungsfaktor x_R der zusätzliche Parameter k_{Tu} eingeführt, dessen Wert in Abschnitt 6.2.3.6 angegeben wird. k_{Tu} wurde benötigt, damit u_S^+ nicht null wird. Dieser Fall verursacht eine Singularität im Gleichungssystem Gl. (6.42) bis (6.44), bei der sich keine numerische Lösung für das Triplet u_R^+ , y_R^+ und $u_{\tau R}$ ergibt. Dank k_{Tu} können für den in Abschnitt 6.2.3.6 gegebenen Wert von x_R diese drei Größen auch numerisch bestimmt werden.

Stator	
für	$r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min}) \leq r \leq r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C)$ und $z = 0$:
$\tau_{\phi wS} = f_{12}(r)$	mit $f_{12}(r) = \tau_{wS} \frac{v_\phi}{\sqrt{v_\phi^2 + v_r^2}}$ und $\tau_{wS} = \rho u_{\tau S}^2$
für	$r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C) < r \leq r_{\max}$ und $z = 0$ oder
für	$r = r_{\max}$ und $0 \leq z \leq s_8$:
$\tau_{\phi wS} = f_{12}(r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C))$	
für	$r_{\min} \leq r < r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min})$ und $z = 0$ oder
für	$r = r_{\min}$ und $0 \leq z \leq s_7$:
$\tau_{\phi wS} = f_{12}(r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min}))$	
Rotor	
für	$r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min}) \leq r \leq r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C)$ und $z = s$:
$\tau_{\phi wR} = f_{13}(r)$	mit $f_{13}(r) = \tau_{wR} \frac{v_\phi - r\omega}{\sqrt{(v_\phi - r\omega)^2 + v_r^2 + (k_{Tu} v_\phi)^2}}$ und $\tau_{wR} = \rho u_{\tau R}^2$
für	$r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C) < r \leq r_{\max}$ und $z = s$:
$\tau_{\phi wR} = f_{13}(r_{\max} - \min(s/2, r_{\max} - r_C))$	
für	$r_{\min} \leq r < r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min})$ und $z = s$:
$\tau_{\phi wR} = f_{13}(r_{\min} + \min(s/2, r_A - r_{\min}))$	

Tab. 6.8: Analytische Darstellung der tangentialen Komponente der Wandschubspannungen

Sobald $u_{\tau S}$ und $u_{\tau R}$ bekannt sind, können die entsprechenden Wandschubspannungen entlang der Vordrallkammerflächen wie in Tab. 6.8 ermittelt werden. Zur Vereinfachung der Modellierung im unteren ($r = r_{\min}$) und im oberen ($r = r_{\max}$) Gebiet der Vordrallkammer wurden dort konstante Wandschubspannungen angenommen (vgl. Tab. 6.8).

6.2.2.6 Wärmeübergang

Da nach Abschnitt 3.2.4.4 der konvektive Wärmeübergang mit den Wänden der Vordrallkammer auch die Kühllufttemperatur $T_{\text{rel}3}$ beeinflusst, wurden in den Korrelationen für die Vordrallkammerströmung Berechnungsansätze berücksichtigt, die die Effekte von nicht adiabaten Wänden in der Vordrallkammer abschätzen können. Die angenommenen Beziehungen für die Wärmeströme werden insbesondere in Abschnitt 6.3, 7.1 und 7.3 benötigt, um ein besseres Verständnis der gemessenen Wärmeübergangszahlen und der Temperaturkennlinien zu erreichen.

Zu diesem Zweck werden für unterschiedliche Wandtemperaturverteilungen T_w Vorhersagen der lokalen wandnormalen Wärmeströme q_w anhand der Gleichungen von Tab. 6.9 berechnet. Der hier für den Wärmestrom verwendete Berechnungsansatz ist die Annäherung von White (1974) im Grenzschichtbereich des logarithmischen universellen Geschwindigkeitswandge-

Stator	
für $z = 0$:	
$q_{wS} = \frac{\rho c_p u_{rS} (T_w - T_{awS})}{T^+}$	mit
$T_{awS} = T + Pr^{\frac{1}{3}} \frac{v_\varphi^2}{2c_p}$	und $T^+ \approx \frac{1}{\chi} \ln(y_S^+) + 12,8 Pr^{0,68} - 7,3$ siehe White (1974)
für $r = r_{\max}$ und $0 \leq z \leq s_8$ oder für $r = r_{\min}$ und $0 \leq z \leq s_7$:	
$q_{wS} = 0$	
Rotor	
$q_{wR} = \frac{\rho c_p u_{rR} (T_w - T_{awR})}{T^+}$	mit
$T_{awR} = T + Pr^{\frac{1}{3}} \frac{(v_\varphi - r\omega)^2}{2c_p}$	und $T^+ \approx \frac{1}{\chi} \ln(y_R^+) + 12,8 Pr^{0,68} - 7,3$

Tab. 6.9: Bei nicht adiabaten Vordrallkammern angenommene wandnormale Wärmeströme

setzes. Der Ausdruck von White setzt die Existenz einer universellen Temperaturgrenzschicht in ähnlicher Weise wie bei der Geschwindigkeitsgrenzschicht voraus. Die Approximation von White stellt eine starke Vereinfachung für das komplexe Strömungsfeld in der Vordrallkammer dar. Die Gültigkeit dieser Annäherung für Vordralldüsensysteme muss deshalb noch in Abschnitt 6.3 untersucht werden.

6.2.2.7 Iterative Berechnungsschritte

Aufgrund der umfangreichen Anzahl von Gleichungen, die die Korrelationen der Vordrallströmung bilden, wird hier der gesamte Prozess zur Berechnung von T_{trel3} und c_{t2} zusammengefasst. Die Berechnungsschritte erfolgen iterativ, wie in Tab. 6.10 vereinfacht dargestellt. Zuerst werden die Totaltemperatur T_{t2} am Eintritt der Receiverbohrungen und die für den Vordrall charakteristische Geschwindigkeit $v_{\varphi B}$ abgeschätzt. T_{t0} bzw. c_{t1} sind beispielweise geeignete erste Abschätzungen für diese beiden Größen. Mit Hilfe von T_{t2} und $v_{\varphi B}$ können die radialen Verteilungen von umfangsgemittelten Strömungsgrößen in der Vordrallkammer hergeleitet werden. Dazu gehören der Druck $p(r)$, der Vordrall $v_\varphi(r)$, die Totaltemperatur $T_t(r)$, die statische Temperatur $T(r)$ und die Dichte $\rho(r)$ der Kühlluft. Aus den Parametern der Kernströmung werden dann die Stator- und Rotor-Wandreibung sowie der Drehimpuls I_2 am Eintritt der Receiverbohrungen berechnet. Damit kann die Drehimpulsbilanz in der Vordrallkammer durchgeführt werden. Falls die Summe des Austrittsdrehimpulses I_2 und der Wandreibmomente mit dem Eintrittsdrehimpuls I_1 aus der Vordralldüse nicht übereinstimmt, wird eine neue Abschätzung für $v_{\varphi B}$ ermittelt, bis die Drehimpulsbilanz erfüllt ist. In ähnlicher Weise werden aus den radialen Verteilungen der erhaltenen Strömungsgrößen die Wandwärmeströme und die Rotorreibleistung in der Vordrallkammer ausgewertet. Dabei wird die Temperatur T_{t2} am Eintritt der Bohrungen so weit angepasst, bis die Energiebilanz in der Kavität stimmt. Danach können aus den gewonnenen Strömungsparametern die gesuchten Größen T_{trel3} und c_{t2} bestimmt werden. In dieser

Arbeit wurden die Korrelationen der Vordrallströmung in das kommerzielle Auswertungsprogramm MATLAB implementiert.

$\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = \dot{m}$, p_{t0} , $T_{t0} = T_{t1}$, Π , n , T_w	benötigte Randbedingungen
C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S , x_R , k_{Tu}	Parameter nach Tab. 6.11
T_{t2} und $v_{\phi B}$	Erste Abschätzungen
↓	Gleichungen von Abschnitt 6.2.2.1 bis 6.2.2.4
radiale Verteilung der Kernströmungsgröße:	
$p(r)$, $v_{\phi}(r)$, $T_t(r)$, $T(r)$, $\rho(r) \dots$	
↓	Gleichungen von Abschnitt 6.2.2.5 bis 6.2.2.6
Verteilung der Grenzschichtgröße:	
$\tau_{\phi wS}$, $\tau_{\phi wR}$, q_{wS} , q_{wR}	
↓	Drehimpulsbilanz nach Gl. (6.15) und (6.23)
$I_1 - M_S - M_R - M_I - M_O \neq \int_{r_2 + \frac{d}{2}}^{r_2 + \frac{d}{2}} \frac{\dot{m}}{d} r v_{\phi} dr$	→ neue Abschätzung von $v_{\phi B}$
$I_1 - M_S - M_R - M_I - M_O = \int_{r_2 + \frac{d}{2}}^{r_2 + \frac{d}{2}} \frac{\dot{m}}{d} r v_{\phi} dr$	→ Berechnung der Energiebilanz
↓	Energiebilanz nach Gl. (6.21)
$M_R \omega + Q_{wS} + Q_{wR} \neq \dot{m} c_p (T_{t2} - T_{t1})$	→ neue Abschätzung von T_{t2}
$M_R \omega + Q_{wS} + Q_{wR} = \dot{m} c_p (T_{t2} - T_{t1})$	→ Iteration abgeschlossen
↓	Gl. (6.15) und (6.14)
T_{trel3} und c_{t2}	

Tab. 6.10: Berechnungsschritte zur Ermittlung von T_{trel3} und c_{t2}

6.2.3 Kalibrierung und Überprüfung der Korrelationen für die Vordrallströmung

Zur eindimensionalen Modellierung der Vordrallkammerströmung wurden die unbekannt Parameter C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S und x_R eingeführt, die die Funktionen von Abschnitt 6.2.2 parametrisieren. C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S und x_R müssen nun festgelegt werden, damit die Berechnungsansätze von Abschnitt 6.2.2 die gemessenen Zusammenhänge des Vordralls und der Kühllufttemperatur mit der Geometrie wiedergeben.

Deshalb wird hier gezeigt, wie die Parameter C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S und x_R hergeleitet wurden. Dabei wird auch überprüft, wie genau das kalibrierte eindimensionale Vordrallkammermodell mit den Messdaten für die unterschiedlichen geometrischen Konfigurationen übereinstimmt.

6.2.3.1 Drehimpulsverlustkoeffizient C_{IV} am Austritt der Vordralldüsen

Die erste Größe, die für die Korrelationen bestimmt werden muss, ist C_{IV} . Zur Erinnerung ist $C_{IV} = I_1 / (r_1 \dot{m}_{1is} c_{1is})$ das Verhältnis des Drehimpulses I_1 zu dem Drehimpuls eines idealen Drallerzeugers mit einem idealen tangentialen Austrittswinkel von $\alpha=0^\circ$ (vgl. Gl. (6.16)). Weil dieser Parameter schwierig messbar ist, wird C_{IV} aus den numerischen Berechnungen von Kapitel 5 hergeleitet. Er wird ohne Korrektur der numerischen Ergebnisse in die Korrelationen für die Vordrallströmung eingesetzt. Für die Begründungen der direkten Übertragung der numerischen Ergebnissen sei auf Anhang A.13 verwiesen.

In dieser Arbeit wurde aus den numerischen Ergebnissen von Abb. A.8 (siehe Anhang A.13) der Drehimpulsverlustkoeffizient C_{IV} durch Gl. (6.45) und Gl. (6.46) angenähert. Mangels weiterer numerischer Ergebnisse sollte Gl. (6.47) für andere Vordralldüsenausführungen Anwendung finden.

$$C_{IV} = \min(0,198 \ln(\Pi) + 0,468, 0,565) \quad \text{für die Düsen des Typs A} \quad (6.45)$$

$$C_{IV} = C_{dV} \cdot \eta_V \quad \text{für die Düsen des Typs B} \quad (6.46)$$

$$C_{IV} \approx 1,06 \cdot C_{dV} \cdot \eta_V \cdot \cos \alpha \quad \text{für beliebige Vordralldüsen} \quad (6.47)$$

6.2.3.2 Drehimpulsverlustkoeffizient C_{IR} am Eintritt der Receiverbohrungen

Abhängig von der Eintrittsgeometrie der Bohrungen und Anströmwinkel β können die Geschwindigkeitsverteilungen am Eintritt der Receiverbohrungen qualitativ stark von einander abweichen (vgl. Abb. 5.6), so dass sich für einen gegebenen Drehimpuls I_2 verschiedene masenstromgemittelte tangentiale Strömungsgeschwindigkeiten c_{t2} ergeben können. Da die Geschwindigkeit c_{t2} nach Gl. (6.14) die Kühllufttemperatur $T_{\text{rel}3}$ bestimmt, werden in dieser Studie die Ungleichmäßigkeiten des Strömungsfeldes am Eintritt der Receiverbohrungen als weitere potenzielle Strömungsverluste betrachtet. Zur Quantifizierung dieses Effekts wurde in den Korrelationen für die Vordrallströmung der Parameter $C_{IR} = I_2 / (r_2 \dot{m} c_{t2})$ definiert (vgl. Gl. (6.15)). Weil dieser Parameter experimentell nur sehr aufwendig zu bestimmen ist, wurde C_{IR} wie C_{IV} aus den numerischen Berechnungen ermittelt. Die Ergebnisse der Auswertung sind in Abb. A.9 von Anhang A.14 für unterschiedliche Konfigurationen und Betriebspunkte dargestellt.

Zur Vereinfachung der Korrelationen wird in den Konfigurationen dieser Arbeit nach der Analyse von Abb. A.9 ein konstanter Wert von eins für C_{IR} eingesetzt. Bei nicht abgerundetem Eintritt der Receiverbohrungen kann möglicherweise der Wert von C_{IR} leicht von eins abweichen.

6.2.3.3 Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Vordrallkammer

Wegen mangelnder Messdaten werden ℓ_I , ℓ_{II} und ℓ_{III} (vgl. Tab. 6.6, Tab. A.2 und Tab. A.3) so gewählt, dass die radialen Gradienten der tangentialen Geschwindigkeit $v_\varphi(r)$, die sich durch die Korrelationen ergeben, mit den numerischen Ergebnissen möglichst gut übereinstimmen.

Die damit erreichten Übereinstimmungen stellen Abb. 6.12 und A.10 von Anhang A.15 dar. Vor der Analyse sollen aber zwei Bemerkungen hinzugefügt werden:

Einerseits wird der Betrag der korrelierten Geschwindigkeit $v_\varphi(r)$ nur geringfügig durch l_I , l_{II} und l_{III} bestimmt, sondern hauptsächlich durch die Wahl von C_{IV} für den Eintrittsdrehimpuls (vgl. Abschnitt 6.2.3.1) und von x_S für die Stator-Wandreibung (vgl. Abschnitt 6.2.3.4).

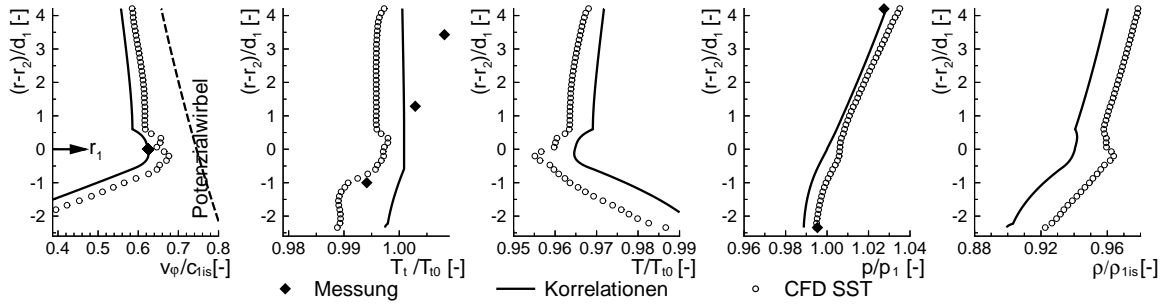
Andererseits müssten einfache Ausdrücke für l_I , l_{II} und l_{III} im Hinblick auf die Anwendung der Korrelationen bei anderen Geometrien gefunden werden. Nach den Untersuchungen von verschiedenen Ausdrücken für l_I , l_{II} und l_{III} wurden die folgenden einfachsten Zusammenhänge hergeleitet, die zu den besten Übereinstimmungen mit den radialen Geschwindigkeitsgradienten dv_φ/dr der CFD-Berechnungen von Kapitel 5 führten. Dabei wird der turbulente Mischungsweg l_I bei der radialen Position der Düsen mit dem Düsendurchmesser d_I sowie mit dem axialen Abstand s und dem Abstand zwischen benachbarten Düsen (r_I/N_V) skaliert. Die Längen l_{II} und l_{III} , die in den von den Düsen entfernten Gebieten gelten, werden dagegen nur proportional zum Radius angenommen, wie in Tab. 6.11 zusammengefasst.

Nach der Einführung der gewählten Ausdrücke für l_I , l_{II} und l_{III} (siehe Tab. 6.11) können die mit den Korrelationen ermittelten radialen Verteilungen der Strömungsgrößen überprüft werden. Hierzu sind neben der Strömungsgeschwindigkeit $v_\varphi(r)$ die Kernströmungsgrößen $T_t(r)$, $T(r)$, $p(r)$ und $\rho(r)$, die für unterschiedliche Konfigurationen aus den Korrelationen gewonnen wurden, mit Messdaten und numerischen Ergebnissen von Kapitel 5 in Abb. 6.12 dargestellt. Die mit den CFD-Modellen berechneten Strömungsgrößen wurden bei einem axialen Abstand $s/2$ vom Düsenaustritt in Umfangsrichtung gemittelt. Die Umfangsmittelung wurde für eine Winkelposition der Receiverbohrungen durchgeführt, bei der sich eine Bohrungsachse in der Ebene $\varphi=0^\circ$ (vgl. Abb. 4.5) befindet. Die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten ergaben sich aus einer Umfangsmittelung in den untersuchten PIV-Messebenen. Die gemessenen Drücke von Abb. 6.12 wurden mit Hilfe der Sonden p_{71} , p_{72} , p_{81} und p_{82} (vgl. Abschnitt 4.5.1) aufgenommen, während die Messwerte der Sonden T_{21} , T_{22} und T_{23} (vgl. Abschnitt 4.5.3.4) für die Analyse der Totaltemperatur T_t verwendet wurden. Weitere Vergleiche, die in Anhang A.15 für Unterdrall ($K_1=0.75$) und Überdrall ($K_1=1.43$) innerhalb der Vordrallkammer gezeigt werden, bestätigen die vorliegenden Ergebnisse.

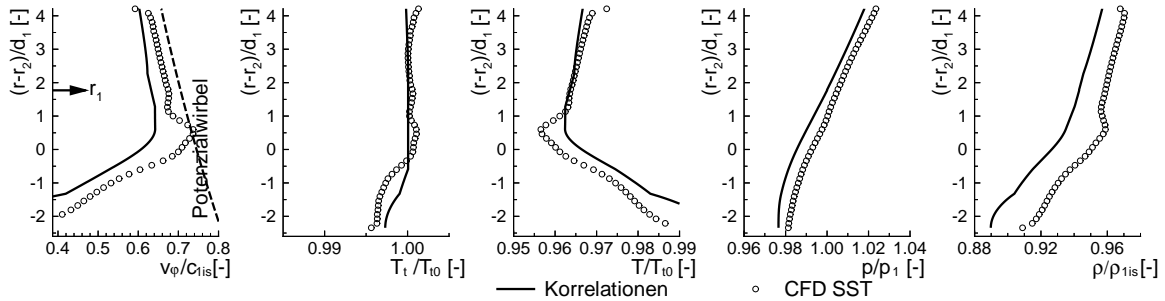
An den radialen Messstellen stimmt die Geschwindigkeit $v_\varphi(r)$ aus den Korrelationen mit den Geschwindigkeitsmessungen innerhalb der Messgenauigkeit überein. Die Abweichungen von etwa 1% mit den gemessenen Drücken können auf den Umfangsdruckgradienten zurückgeführt werden (vgl. Abschnitt 5.3.4). Ähnliche Abweichungen mit den Temperaturmessungen wie in Abschnitt 5.3.5 sind für die Korrelationen in Abb. 6.12 wieder zu erkennen. Zum Verständnis der Drehimpulsverluste in der Vordrallkammer sind dennoch diese Diskrepanzen von geringer Bedeutung. Im Vergleich zu numerischen Ergebnissen vorhersagen die Korrelationen qualitativ ähnliche radiale Verteilungen der Strömungsgrößen. Der größte Unterschied zwischen den Korrelationen und den CFD-Berechnungen entspricht den um etwa 10% kleineren Geschwindigkeiten $v_\varphi(r)$, die sich für die Korrelationen aufgrund der gegenüber den CFD-Berechnungen höheren ermittelten Reibungsmomente ergeben (vgl. Abschnitt 6.2.4).

Die radialen Geschwindigkeitsverteilungen, die mit den Korrelationen gewonnen wurden, wei-

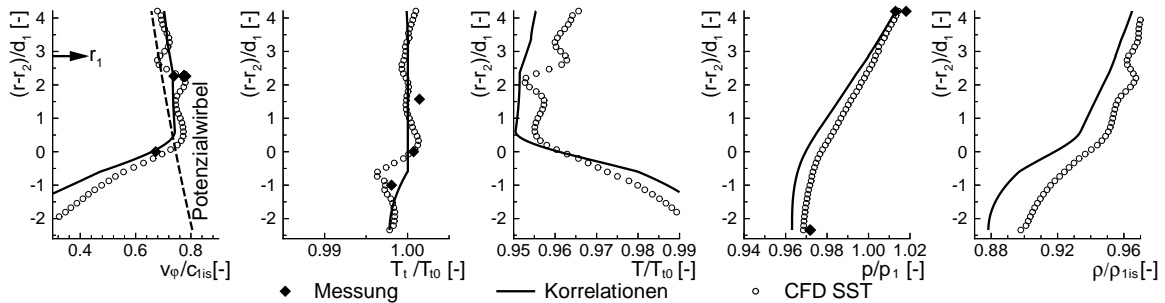
sen auch Ähnlichkeiten mit numerischen Ergebnissen aus der Literatur vor (vgl. Konfiguration G-Ref mit den Ergebnissen von Wilson et al. (1997) in Anhang A.18 oder Konfiguration G-r1>r2 mit den Ergebnissen von Jarzobek et al. (2007) in Anhang A.18). Aus diesem Grund



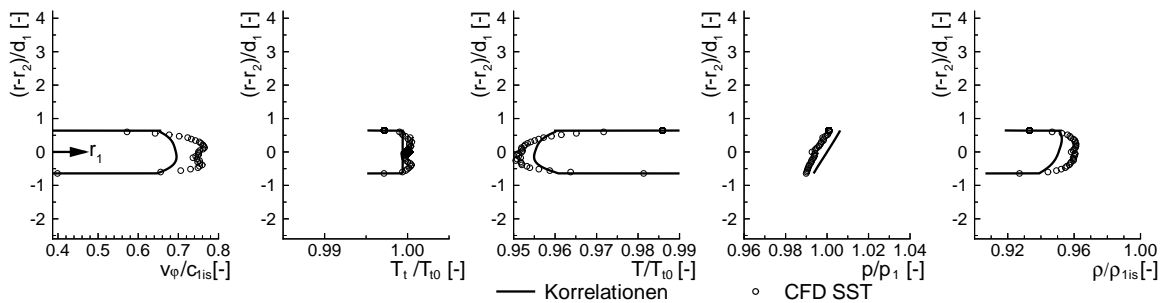
(a) Konfiguration G-Ref



(b) Konfiguration G-smax



(c) Konfiguration G-r1>r2



(d) Konfiguration G-hmin

Abb. 6.12: Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Vordrallkammer für $\Pi \approx 1,4$ und $K_I \approx 1$ (c_{1is} nach Gl. (3.29); $\rho_{1is} = p_1/\mathfrak{R}/T_{1is}$ mit T_{1is} nach Gl. (3.30))

kann angenommen werden, dass das Vordrallströmungsmodell von Abschnitt 6.2.2 mit Hilfe von einer auf einer noch breiteren Datenbasis durchgeführten Kalibrierung radiale Geschwindigkeitsverteilungen einer noch breiteren Auswahl von Vordrallkammergeometrien abbilden kann. Aus diesen Vergleichen kann auch der Rückschluss gezogen werden, dass die Korrelationen realistische Verteilungen der Strömungsgrößen in der Vordrallkammer wiedergeben und somit benützt werden können, um die radialen Änderungen des Vordralls zu erklären (vgl. Abschnitt 6.2.4).

6.2.3.4 Temperaturänderung durch Vordrall

Der Koeffizient x_S für die Stator-Wandreibung (vgl. Gl. (6.40)) ergab sich bei der Anpassung der durch die Korrelationen ermittelten Temperaturdifferenzen $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ zur Temperaturmessdaten. Zur Erinnerung ist die Temperaturdifferenz $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ die Temperaturabsenkung, die durch den Vordrall c_{t2} (vgl. Gl. (6.15)) von der Vordrallkammer (Position 2) bis zu den Receiverbohrungen (Position 3) induziert wird (siehe Gl. (6.14)). Die Übereinstimmungen, die für den gewählten Wert von 0,73 für x_S erreicht wurden, können mit Hilfe von Abb. 6.13 für drei unterschiedliche Konfigurationen diskutiert werden.

Konfiguration G-Ref, G-r1>r2 und G-A3/A1=4,4 wurden für die Analyse von $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ gewählt, weil sich ihre geometrischen Eigenschaften deutlich von einander unterscheiden (vgl. Tab. 4.2). Die Messwerte der Sonde T_{22} , die sich etwa bei der radialen Position der Receiverbohrungen (vgl. Abschnitt 4.5.3.4) befindet, wurden ohne Korrektur zusammen mit den Messdaten der Sonden T_{31} und T_{32} für die Bestimmung der gemessenen Temperaturdifferenzen $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ eingesetzt.

Sehr gute Übereinstimmung der korrelierten Temperaturen mit den Messdaten wird bei maximalen Abweichungen von 1 K bis 1,5 K erreicht. Diese Abweichungen haben etwa die gleiche Größenordnung wie die Genauigkeit der Sonde T_{22} und die Temperaturgradienten innerhalb der Vordrallkammer. Diese Übereinstimmungen sind ausreichend gut für die Anwendung, die für die Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 in dieser Arbeit vorgesehen ist (vgl. Kapitel 7).

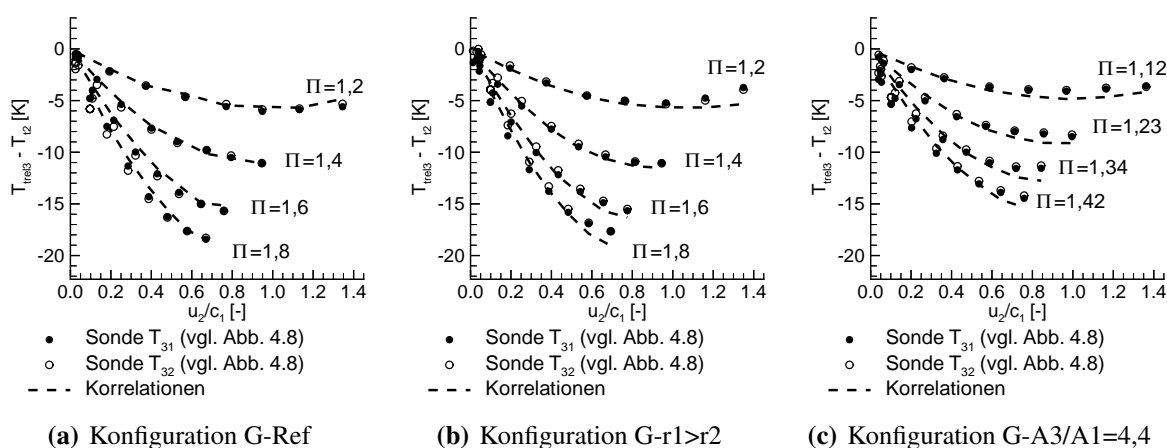


Abb. 6.13: Temperaturabsenkung $T_{\text{trel}3} - T_{t2}$ von der Vordrallkammer zu den Bohrungen

6.2.3.5 Temperaturänderung durch Rotorwandreibung

Die Größenordnung der Koeffizienten x_R , die die Rotorwandreibung gemäß Gl. (6.43) bestimmen, wurde aus den Messdaten ermittelt. Da das Rotorreibmoment M_R (vgl. Gl. (6.17)) nicht direkt gemessen wurde, wurde die Größenordnung von x_R aus der Temperaturänderung $T_{t2} - T_{t0}$ bestimmt, die in den Vordrallkammern mit adiabaten Wänden durch die Rotorarbeit induziert wird. Des Weiteren wurden die radialen Gradienten der in dieser Arbeit gemessenen Nußelt-Zahlen benutzt, um mit Hilfe einer angenommenen Analogie zwischen der Geschwindigkeitsgrenzschicht und der Temperaturgrenzschicht (siehe Abschnitt 6.2.2.6) die radialen Änderungen von x_R herzuleiten. Der erhaltene Ausdruck für x_R (siehe Tab. 6.11) ist somit abhängig von der radialen Position der Düsen und den Strömungsmodi Überdrall ($c_{t2} > u_2$ bzw. $v_\varphi(r_1)/(\omega r_1) > 1$) und Unterdrall ($c_{t2} < u_2$ bzw. $v_\varphi(r_1)/(\omega r_1) < 1$). Die Überprüfung der Größenordnung für die hergeleitete Funktion für x_R (siehe Tab. 6.11) wird nun mit Hilfe der Temperaturmessungen durchgeführt. Die vorgeschlagene radiale Verteilung für x_R und die Abhängigkeit von x_R mit $K_1 \approx v_\varphi(r_1)/(\omega r_1)$ wird beim Vergleich mit den gemessenen radialen Verteilungen der Wärmeübergangskoeffizienten noch überprüft werden (vgl. Kapitel 6.3).

Statt die Darstellung der Temperaturänderung $T_{t2} - T_{t0}$ in der Vordrallkammer wurde zur Überprüfung der Korrelation für die Rotorwandreibung die Analyse der gesamten Temperaturabsenkung $T_{trel3} - T_{t0}$ stromaufwärts der Vordralldüsen bis zu den Bohrungen bevorzugt, weil $T_{trel3} - T_{t0}$ aufgrund geringeren experimentellen Aufwands in allen Konfigurationen gemessen wurde. In den untersuchten Vordrallkammern konnte dennoch nicht sichergestellt werden (vgl. Abschnitt 5.3.5 und 6.2.3.3), dass die Wände perfekt adiabatisch bleiben. Aus diesem Grund ist der Vergleich mit den adiabaten Voraussagen der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 problematisch. Wie in Abschnitt 3.2.4.4 weist dies erneut auf die Notwendigkeit genauer Erkenntnisse über den Wärmeübergang in der Vordrallkammer zum Verständnis der Kühllufttemperatur T_{trel3} hin.

Ein Vergleich der berechneten Temperaturdifferenzen $T_{trel3} - T_{t2}$ und $T_{trel3} - T_{t0}$ für Konfiguration G-Ref, G-r1>r2 und G-A3/A1=4,4 zeigt zuerst, dass der vorausgesagte Effekt der Reibungsaufheizung nur bei Unterdrall ($u_2/c_1 > 1$) bemerkbar ist (vgl. Abb. 6.13 und Abb. 6.9). Da für $u_2/c_1 > 1$ gute Übereinstimmungen mit den Messdaten zu beobachten sind, wird angenommen, dass die Änderung der Totaltemperatur $T_{t2} - T_{t0}$, die sich infolge der Reibungsaufheizung für $u_2/c_1 > 1$ ergibt, von den Korrelationen korrekt angenähert wird. Beim Überdrall ($u_2/c_1 < 1$) stimmen die vorausgesagten Temperatur-Kennlinien mit den Messdaten sehr gut für alle Fälle überein, außer für die Konfigurationen G-A3/A1=4,4 und G-A3/A1=4,8. Die kleinen Abweichungen (<2 K) von Konfiguration G-hmin können insbesondere auf eine leichte Überschätzung des Eintrittsdrehimpulses I_1 (vgl. Gl. (6.16)) zurückgeführt werden, da in dieser Vordrallkammer ein niedriger Einfluss der Wandreibung zu erwarten ist. Auch wenn sie für Konfiguration G-Ref und G-r1>r2 noch klein sind (<2 K), können in Abb. 6.9 zunehmende Diskrepanzen zu den Messdaten im Vergleich zu Abb. 6.13 festgestellt werden. Die Korrelationen für Konfiguration G-A3/A1=4,4 überschätzen sogar die Temperaturabsenkungen $T_{trel3} - T_{t0}$ um bis zu 4 K, obwohl sie die Temperaturabsenkungen $T_{trel3} - T_{t2}$ und damit den Vordrall c_{t2} in Abb. 6.13 exakt bestimmen. Diese erhöhten Unterschiede sowie die bemerkbaren Abweichungen von Konfiguration G-A3/A1=4,8 (bis um 4 K) werden nicht auf Fehlabschätzungen

der Korrelationen sondern auf unerwünschten Wärmeübergang entlang der Rotorfläche zurückgeführt. Für die Begründung dieser Aussage sei auf Anhang A.16 verwiesen.

Zusammenfassend bestätigt Abb. 6.9 die korrekte eindimensionale Voraussage der Temperaturabsenkung $T_{\text{irel}3} - T_{10}$ für ein adiabates System. Außerdem können die Abweichungen mit den Messdaten in Abb. 6.9 als ein Hinweis darauf interpretiert werden, wie empfindlich die gemessene Kühllufttemperatur $T_{\text{irel}3}$ gegenüber dem Wärmeübergang in der Vordrallkammer ist.

6.2.3.6 Ermittelte Werte für C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S und x_R

Nach ihrer Herleitung aus den Messdaten und den numerischen Ergebnissen fasst Tab. 6.11 die ermittelten Werte der Parameter C_{IV} , C_{IR} , ℓ_I , ℓ_{II} , ℓ_{III} , x_S , x_R und k_{Tu} zusammen.

C_{IV}	nach numerischen Ergebnissen von Abschnitt 6.2.3.1
C_{IR}	nach numerischen Ergebnissen von Abschnitt 6.2.3.2
ℓ_I	$0,0821 \frac{r_1 \cdot s \cdot d_1}{N_V \cdot A}$ mit $A = 0,0001 \text{ m}^2$
ℓ_{II}	$0,0065 \frac{r_1 + r_2}{2}$
ℓ_{III}	$0,065 \frac{r_1 + r_2}{2}$
x_S	$0,73$
Für $(r - r_1) > 2d_1$	$x_R = 0,08$
Für $(r - r_1) \leq 2d_1$	$x_R = \frac{x_{R\text{min}} - 0,08}{2} \cos\left(\pi \frac{r - r_1}{2d_1}\right) + \frac{x_{R\text{min}} + 0,08}{2}$ mit
$x_{R\text{min}}$	$= \frac{0,87 + 0,08}{2} + \frac{0,87 - 0,08}{\pi} \arctan\left(\frac{v_\varphi(r_1) - r_1 \omega}{v}\right)$ und $v = 100 \text{ ms}^{-1}$
k_{Tu}	$0,15$ siehe Abschnitt 6.2.2.5

Tab. 6.11: Hergeleitete Parameter für die Korrelationen von der Vordrallströmung

6.2.4 Rückschlüsse über den Vordrall und die Drehimpulsverluste

Mit Hilfe der aus den Messdaten hergeleiteten Korrelationen für die Vordrallströmung (siehe Abschnitt 6.2.2 und 6.2.3) können im Vergleich zu publizierten Ergebnissen neben der Wandreibung in der Vordrallkammer drei weitere Quellen für die Summe der Drehimpulsverluste identifiziert werden, die den Vordrall stromaufwärts der Receiverbohrungen bestimmen (vgl. Abb. 6.14). Die Unterteilung und Quantifizierung dieser Strömungsverluste bietet damit

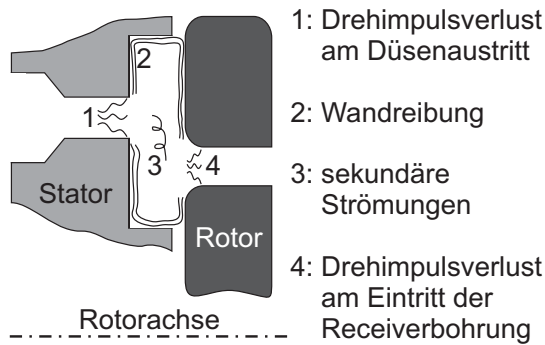


Abb. 6.14: Hauptquelle der Drehimpulsverluste

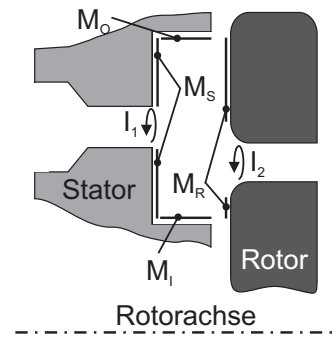


Abb. 6.15: Unterteilung der Wandreibmomente

einen neuen Einblick in die Entstehungsmechanismen des Vordralls. Die Drehimpulsverluste werden hier in vier Kategorien dargestellt:

Der bedeutendste **Drehimpulsverlust** entsteht **am Austritt der Vordralldüsen** und wird in dieser Arbeit durch den Drehimpulsverlustkoeffizienten C_{IV} quantifiziert. Gemäß Abschnitt 6.2.3.1 induziert allein ein Drallerzeuger mit einem Austrittswinkel α eine Reduzierung der potential maximalen tangentialen Strömungsgeschwindigkeit $c_{1is}\cos\alpha$ um einen Faktor $C_{IV}/C_{dV}/\cos\alpha \approx 1,06 \eta_V$. Für die zylindrischen Vordralldüsen des Typs A (vgl. Abb. 4.1) führt z.B. der Drehimpulsverlust am Austritt des Drallerzeugers zu einer Reduzierung des Vordralls auf zirka $1,06 \cdot 0,72 \approx 80\%$ von $c_{1is}\cos\alpha$. Damit wird ersichtlich, dass die Drehimpulsverluste in den Vordralldüsen durch Düsen mit hohen Durchflussbeiwerten C_{dV} deutlich reduziert werden können. Demzufolge sollten zur Reduzierung der Drehimpulsverluste die Vordralldüsen mit einem möglichst hohen Durchflussbeiwert C_{dV} ausgelegt werden, worauf noch in Abschnitt 7.3 eingegangen wird.

Die zweite Verlustquelle ist nach diesen Untersuchungen die **Wandreibung**. Dabei weist Abb. 6.16 darauf hin, dass für einen gegebenen Eintrittsdrehimpuls I_1 der Drehimpuls I_2 am Eintritt der Receiverbohrungen hauptsächlich durch die Stator-Wandreibung reduziert wird. Im Vergleich ist die Rotor-Wandreibung um eine Größenordnung niedriger. Die aus den Messdaten ausgewerteten Stator-Wandreibmomente erreichen zirka 20% des Eintrittsdrehimpulses I_1 für die Referenz-Konfiguration G-Ref. Umgerechnet heißt es, dass die Stator-Reibmomente die umfangsgemittelte Strömungsgeschwindigkeit $v_\varphi(r_1) = v_{\varphi B}$ von $0,8 c_{1is}\cos\alpha$ auf zirka $0,64 c_{1is}\cos\alpha$ bzw. auf $0,60 c_{1is}$ (siehe Abb. 6.12) absenkt. Bei der Analyse der Wandreibungsmomente (vgl. Abb. 6.16) wird auch deutlich, dass die Reibmomente mit der Wandfläche der Vordrallkammer zunehmen. Während Konfiguration G-hmin mit der engsten Vordrallkammer das kleinste Wandreibmoment besitzt, kann nämlich das höchste Reibmoment in Konfiguration G-smax mit der breiteren Ringkavität beobachtet werden. In der Vordrallkammer G-smax sind sogar die Momente M_I und M_O um mehr als das Doppelte größer als in der Referenzkonfiguration G-Ref. Damit wird ersichtlich, dass große Wandflächen, die entweder durch eine breitere Ringkammer (Konfiguration G-smax), eine hohe Ringkammer (Konfiguration G-smax im Vergleich zu G-hmin) oder durch eine kleinere Austrittsfläche $A_1/\sin\alpha$ der Düsen erhalten werden, die Drehimpulsverluste erhöhen. Wie noch in Abb. 6.16 dargestellt, sind die ermittelten

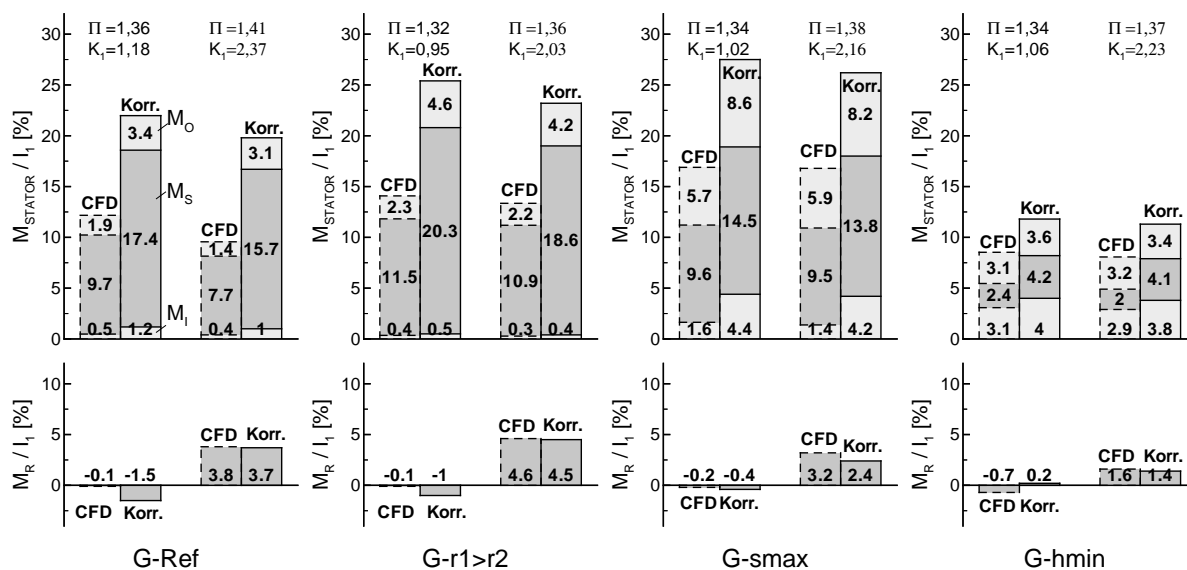


Abb. 6.16: Stator- und Rotor-Wandreibmomente
(siehe Abb. 6.15 und Gl. (6.17) bis (6.20) für die Definitionen von M_I , M_O , M_S und M_R)

Stator-Reibmomente von Konfiguration G-r1>r2 mit nach außen versetzten Vordralldüsen um etwa 15% größer als in Konfiguration G-Ref. Dies wird auf den größeren Radius r_1 zurückgeführt, welcher einen leicht höheren Vordrall in der Vordrallkammer induziert (vgl. Abb. 6.12). Damit wird gezeigt, dass eine Konfiguration mit nach außen versetzten Vordralldüsen höhere Drehimpulsverluste verursachen kann. Neben dem leicht niedrigeren Verlustkoeffizienten η_R , der für Konfiguration G-r1>r2 ermittelt wurde (vgl. Abb. 6.6), sind ihre höheren Stator-Reibmomente weitere Hinweise, dass große radiale Versätze $r_2 - r_1$ zwischen dem Drallerzeuger und den Receiverbohrungen die Strömungsverluste erhöhen. Dies soll nochmals bei der Analyse der Gesamteffizienz diskutiert werden (vgl. Kapitel 7).

Vergleiche der aus den Messdaten ermittelten Wandreibmomente mit den numerischen Ergebnissen erlauben zusätzliche Aussagen über die Genauigkeit der CFD-Berechnungen von Kapitel 5: Die mit den CFD-Modellen berechneten Stator-Wandreibmomente sind deutlich niedriger als die aus den Korrelationen bestimmten Momente (siehe Abb. 6.16 und Anhang A.17). Weitere Vergleiche würden auch zeigen, dass die aus den Messdaten hergeleiteten Stator-Wandreibmomente deutlich höheren Reibungsbeiwerten c_f (um eine Faktor größer als 2) entsprechen als die, die sich aus bereits erwähnten Reibungsgesetzen wie Gl. (3.56) ergeben. Die Auswertung dieser Arbeit deutet damit darauf hin, dass die CFD-Berechnungen und die in der Literatur gefundenen Ansätze von Abschnitt 3.2.3.2 die Stator-Wandreibung eher unterschätzen. Dabei soll nicht vergessen werden, dass die sich ergebenden Unterschiede zwischen den Korrelationen und den numerischen Ergebnissen auf den in den Korrelationen eingesetzten Ausdruck für den Eintrittsdrehimpuls I_1 zurückzuführen ist (vgl. Abschnitt 6.2.3.1). Es soll auch betont werden, dass die kleinsten Unterschiede der CFD-Ergebnisse mit den Korrelationen ($<4\%I_1$) für die Reibmomente von Konfiguration G-hmin erreicht wurden. Diese Beobachtung kann mit den kleinsten Temperaturabweichungen in Verbindung gebracht werden, die in Abschnitt 5.3.6 auch für Konfiguration G-hmin festgestellt wurden. Dies zeigt erneut, dass die genauesten numerischen

Voraussagen für die Konfiguration mit der geringsten Vordrallkammerwandfläche erhalten wurden. Schließlich soll zur Analyse der Aussagekraft der CFD-Modelle noch bemerkt werden, dass deutlich bessere Übereinstimmungen zwischen den Korrelationen und den numerischen Vorhersagen für die Rotorreibmomente bei Überdrall ($K_1 \gg 1$) vorliegen (vgl. Abb. 6.16 und Anhang A.17).

Die Turbulenz der Strömung und die sekundären Strömungen in der Vordrallkammer induzieren zusätzliche Drehimpulsverluste, die eine weitere Reduzierung des Vordralls c_{t2} am Eintritt der Receiverbohrungen verursachen. Mit der radialen Verteilung der umfangsgemittelten Strömungsgeschwindigkeit $v_\varphi(r)$, die sich von der Geschwindigkeitsverteilung eines Potenzialwirbels unterscheidet (vgl. Abb. 6.12), können diese Strömungsverluste quantifiziert werden. Hierzu kann das Drehimpulsverhältnis $(r \cdot v_\varphi(r)) / (r_1 \cdot v_\varphi(r_1))$ benutzt werden, welches mit Hilfe der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 berechnet werden kann. Die Herleitung der Korrelationen für die Vordrallströmung zeigen, dass die aus der Literatur bekannten Ähnlichkeitsparameter K_1 , Re_φ , λ_{Ti} und C_{wi} zur Erklärung der in Vordralldüsen systemen entstehenden radialen Verteilungen des Vordralls nicht genügen. Hierzu mussten in der vorliegenden Arbeit neben der Drallzahl K_1 , bzw. $v_{\varphi B} / u_1 \approx c_{t1} / u_1 = K_1$ die charakteristischen turbulenten Längen ℓ_I , ℓ_{II} und ℓ_{III} eingeführt werden, um die Geschwindigkeitsverteilung der Kernströmung mit der Geometrie zu korrelieren. Nach Einführung dieser Größen können die radialen Änderungen der Geschwindigkeit v_φ in einer Vordrallkammer wie z.B. in Abb. 6.12(c) wie folgt beschrieben werden: Oberhalb der Vordralldüsen ($r_C \leq r \leq r_O$ nach Abb. 6.3 und Abb. 6.4) sorgt der turbulente Impulsaustausch dafür, dass v_φ weniger stark sinkt, als es bei einem Potenzialwirbel der Fall ist. Im Ringraum zwischen den Düsen und den Receiverbohrungen verursachen lange Mischungswege ℓ_{III} und kleine radiale Massenströme \dot{m} nahezu konstante radiale Geschwindigkeitsverteilungen ($dv_\varphi/dr \approx 0$), die Drehimpulsverluste generieren. Indem die Kühlluft die Vordrallkammer mit einer hohen tangentialen Geschwindigkeitskomponente durch die Receiverbohrungen verlässt, beginnt der Vordrall v_φ , unterhalb der Bohrungssachse bei $r < r_2$ deutlich abzunehmen.

Der letzte Drehimpulsverlust, der in dieser Arbeit eingeführt wird, kann bei der Überführung der Luft von der Kernströmung in die Receiverbohrungen entstehen. Dieser Strömungsverlust wird anhand des Parameters C_{IR} von Abschnitt 6.2.3.2 ausgewertet. Für die untersuchten Konfigurationen wurde aber der **Drehimpulsverlust am Eintritt der Receiverbohrung** als vernachlässigbar klein ($C_{IR} \approx 1$) gegenüber den anderen erwähnten Verlusten in der Vordrallkammer ausgewertet.

Nach Verdeutlichung ihres Nutzens für die Quantifizierung der einzelnen Drehimpulsverluste müssen die Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 nun noch eingesetzt werden, um den Einfluss der untersuchten geometrischen Parameter auf die Kühllufttemperatur vorzustellen. Dabei müssen aber die Änderung der Kühlluftdruck und die Effekte des Wärmeübergangs in der Vordrallkammer mitberücksichtigt werden (siehe Abschnitt 3.2.5). Diese Untersuchungen werden daher nach der Analyse des Wärmeübergangs bei der Auswertung der Gesamteffizienz der Vordralldüsen systeme durchgeführt werden (vgl. Kapitel 7).

6.3 Wärmeübergang am Rotor

Mit den Erkenntnissen der vorigen Abschnitte über das Strömungsfeld können nun die Ergebnisse der Wärmeübergangsmessungen ausgewertet werden. Infolge der niedrigen Anzahl von veröffentlichten Daten strebt dieser Abschnitt eine Bestätigung und Ergänzung der existierenden Kenntnisse über den Wärmeübergang am Rotor an. Insbesondere sollen aus den neuen Messdaten Korrelationen für die Wärmeübergangszahlen ermittelt werden, die in der Literatur kaum zu finden sind. Die Auswertung beginnt in Abschnitt 6.3.1 mit einer Darstellung der gemessenen lokalen Wärmeübergangszahlen zur Identifizierung der Haupteffekte. Danach werden in Abschnitt 6.3.2 die Wärmeübergangszahlen in Umfangsrichtung gemittelt, um die Effekte der gefundenen Einflussparameter genauer zu quantifizieren und Korrelationen herzuleiten.

6.3.1 Gemessene lokale Wärmeübergangszahlen

Um Vergleiche mit veröffentlichten Studien zu ermöglichen, werden zuerst die gemessenen lokalen Wärmeübergangszahlen h mit der Breite s der Vordrallkammer und der mittleren Wärmeleitfähigkeit der Vordrallkammerluft λ_{12} als dimensionslose lokale Nußelt-Zahlen Nu dargestellt.

$$Nu = \frac{q_w s}{\lambda_{12}(T_{aw} - T_w)} = \frac{h s}{\lambda_{12}} \quad \text{mit: } q_w = h(T_{aw} - T_w) \quad \text{und } T_{aw} \text{ nach Gl. (4.5)} \quad (6.48)$$

Die Wärmeübergangszahl h ist der Proportionalitätsfaktor zwischen dem wandnormalen Wärmestrom q_w sowie der Temperaturdifferenz zwischen der Wandoberfläche (T_w) und der Strömung (T_{aw}). Da h per Konvention häufig positiv angenommen wird, wird der Wärmestrom q_w positiv gezählt, wenn T_{aw} größer als T_w ist. Damit Nu und h ausschließlich positiv, endlich und unabhängig von der Temperaturdifferenz $T_{aw} - T_w$ bleiben, muss T_{aw} so gewählt werden, dass bei null Wärmestrom T_{aw} gleich T_w bzw. die adiabate Wandtemperatur ist. Somit gelten die in dieser Arbeit gemessenen Nußelt-Zahlen Nu nur für die in Abschnitt 4.8.2 gewählte Annäherung für die Referenzlufttemperatur T_{aw} . Im Gegensatz zu vielen Veröffentlichungen über Rotor-Stator-Systeme wurde hier die Nußelt-Zahl nicht mit dem Radius r sondern mit der Breite s der Vordrallkammer berechnet. Diese Wahl wird nach Darstellung der ersten Ergebnisse in Abschnitt 6.3.2.1 begründet. Beim Multiplizieren der vorgestellten Nußelt-Zahlen mit r/s lassen sich die Ergebnisse von Abb. 6.17 direkt mit den Nußelt-Zahlen von anderen publizierten Studien vergleichen. Insbesondere gilt $r_1/s = r_2/s = 22$ bei der radialen Position der Receiverbohrungen und der Vordralldüsen von Konfiguration G-Wü.

Abb. 6.17 zeigt auf der Rotorfläche von Konfiguration G-Wü gemessene charakteristische Nußelt-Zahlen bei unterschiedlichen Drallzahlen K_1 , dimensionsfreien Massenströmen Cw_2 sowie unterschiedlichen Umfangs-Reynolds-Zahlen Re_φ . Im Vergleich zu anderen Untersuchungen gelingt mit der verwendeten Messtechnik eine Messauflösung der Wärmeübergangszahlen bis zur Eintrittskante der Receiverbohrungen, wie in Abb. 6.17 zu sehen. Des Weiteren bestätigen die Messergebnisse dieser Arbeit mehrere Effekte, die in der Literatur bei anderen Konfigurationen und mit Hilfe von anderen Messverfahren beobachtet wurden. Aus einem Vergleich von Abb. 6.17 mit publizierten Studien gehen folgende Ergebnisse hervor:

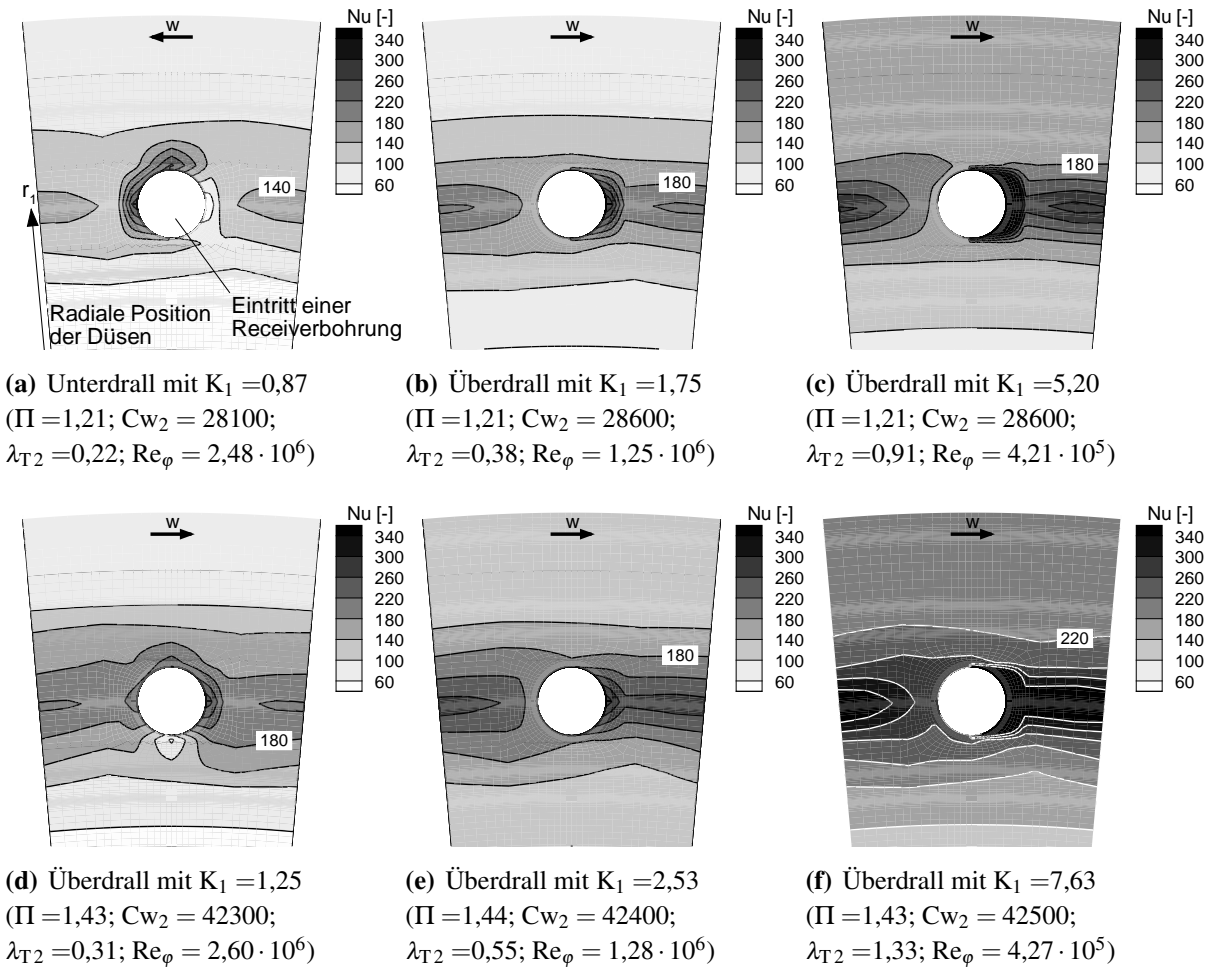


Abb. 6.17: Auf der rotierenden Fläche der Vordrallkammer gemessene Nußelt-Zahlen (Konfiguration G-Wü mit $r_1/s = r_2/s = 22$; $Nu = q_w \cdot s / (\lambda_{12}(T_{aw} - T_w))$; T_{aw} nach Gl. (4.5))

Zum einen sind nicht-homogene Verteilungen von Nußelt-Zahlen mit maximalen Werten bei radialer Position der Receiverbohrungen zu sehen, welche in Konfiguration G-Wü der radialen Position r_1 der Düsen auch entspricht. Dies erinnert an die Ergebnisse von Lock et al. (2004), die die höchsten Wärmeübergangskoeffizienten bei der radialen Position der Vordralldüsen und der Receiverbohrungen in einer Vordrallkammer mit versetzten Vordralldüsen gemessen hatten (vgl. Anhang A.19).

Zum anderen können qualitativ unterschiedliche Verteilungen für die Fälle Unterdrall ($K_1 < 1$) und Überdrall ($K_1 > 1$) in Abb. 6.17 festgestellt werden, wie aus den CFD-Voraussagen über die Strömung erwartet werden konnte (siehe Kapitel 5). Bei Unterdrall mit $K_1 = 0,87$ treten außerhalb des Nahebereichs der Bohrung die kleinsten tangentialen und radialen Änderungen der Wärmeübergangszahlen auf (siehe Abb. 6.17(a)). Die Receiverbohrung verursacht eine Unsymmetrie der Verteilung in Umfangsrichtung und lokal erhöhte Nußelt-Zahlen. In Abb. 6.17(a) erscheinen auf der Druckseite der Receiverbohrung (linke Seite der Bohrung in Abb. 6.17(a)) die höchsten Nußelt-Zahlen. Die Wärmeübergangszahlen im Bereich der Receiverbohrung sind etwa 1,5 bis 2 mal größer als in einem von einem Bohrungsdurchmesser radial versetzten Gebiet.

Lock et al. (2004) erhalten in einem anderen Vordralldüsenystem ein vergleichbares Verhältnis von 1,8 (vgl. Anhang A.19). Mit Hilfe von numerischen Berechnungen führen Lewis et al. (2006) die hohen Wärmeübergangszahlen auf die Kernströmung zurück, welche am Eintritt der Receiverbohrungen die in der Rotor-Grenzschicht transportierte Luft verdrängt. Die homogenen Verteilungen der restlichen Flächen der Rotorscheibe lassen vermuten, dass bei Unterdrall die Rotor-Grenzschicht ähnliche Eigenschaften wie in konventionellen achsensymmetrischen Rotor-Stator Strömungen besitzt (siehe Abschnitt 3.2.1.1). Lock et al. (2003) kennzeichnen den Strömungsmodus, in dem solche Rotor-Grenzschichten entstehen, als *viscous flow regime*.

Bei Überdrall ($K_1 > 1$) wurden höhere Nußelt-Zahlen und stärkere radiale Gradienten der Wärmeübergangskoeffizienten gemessen. Solche Verteilungen können insbesondere unerwünschte thermische Spannungen in der Turbinenscheibe generieren. Mit der Umkehrung der relativen Strömungsgeschwindigkeit am Bohrungseintritt bewegen sich die Maxima von der linken Seite (vgl. Abb. 6.17(a)) zur rechten Seite der Bohrung (vgl. Abb. 6.17(b) bis 6.17(f)). Die höheren radialen Änderungen der Wärmeübergangszahlen mit maximalen Werten bei der radialen Position der Düsen lassen vermuten, dass bei Überdrall die Luftstrahlen aus den Vordralldüsen die Rotor-Grenzschicht verdrängen. Somit entstehen Wärmeübergangszahlen, die eher für Prallstrahlen als für achsensymmetrische Rotor-Grenzschichten charakteristisch sind. Dieser zweite Strömungsmodus wurde auch von Lock et al. (2003) beobachtet und *inertial flow regime* genannt.

Für die Herleitung von Korrelationen müssen zudem die Einflüsse der Strömungsparameter K_1 , C_{w2} und Re_ϕ diskutiert werden, die üblicherweise die Rotor-Grenzschicht kontrollieren (siehe Abschnitt 3.2.1.1). Die Erhöhung der Nußelt-Zahlen mit der Drallzahl K_1 in Abb. 6.17 bestätigt die Hauptrolle von K_1 für die Rotor-Grenzschicht. Quantitative vergleichbare Abhängigkeiten des Wärmeübergangs mit K_1 können in den Untersuchungen von Wilson et al. (1997) und Lock et al. (2004) gefunden werden. Eine Erhöhung der im Bereich der Receiverbohrungen gemittelten Nußelt-Zahl um zirka 30% kann in Abb. 6.17 für K_1 zwischen 1,25 und 2,60 beobachtet werden, während Wilson et al. (1997) eine vergleichbare Steigerung in einem anderen sogenannten direkten Vordralldüsenystem für K_1 zwischen 0,99 und 1,98 messen. Als weiterer Vergleich zeigen die Messungen von Lock et al. (2004) (Anhang A.19) eine Verdopplung der Wärmeübergangszahl bei der radialen Position gegenüber den Vordralldüsen für eine Erhöhung der Drallzahl von $K_1 = 0,5$ auf $K_1 = 1,39$. Mit leicht höheren Wärmeübergangszahlen bei $K_1 = 1,25$ und bei $C_{w2} = 42300$ im Vergleich zum Fall mit $K_1 = 1,75$ und $C_{w2} = 28600$ geht aus Abb. 6.17 hervor, dass C_{w2} den Wärmeübergang ebenso beeinflusst. Die Wirkung der Umfangs-Reynolds-Zahl Re_ϕ scheint dagegen von geringerer Bedeutung zu sein, wie der Vergleich von Abb. 6.17(a) mit Abb. 6.17(f) zeigt.

6.3.2 Umfangsgemittelte Wärmeübergangszahlen

6.3.2.1 Einflussparameter

Nun sollen die Einflüsse von K_1 , C_{w2} und Re_ϕ genauer quantifiziert werden, da sie in Abschnitt 3.2.1.1 und 6.3.1 neben den geometrischen Parametern als potenzielle Einflussparameter für die

Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ erkannt wurden. Zur Vereinfachung werden hierzu nur die umfangsgemittelten Wärmeübergangszahlen $\bar{h}(r)$ berücksichtigt. Für Daten über die tangentialen Änderungen der Wärmeübergangszahlen sei auf Abb. 6.17 verwiesen. Wie in Abschnitt 6.3.1 werden die Wärmeübergangszahlen $\bar{h}(r)$ mit Hilfe der Referenzlufttemperatur T_{aw} der Gl. (4.5) gebildet. $\bar{h}(r)$ ergibt sich somit aus den lokalen Wärmeübergangszahlen $h(r, \theta)$ nach Gl. (6.49).

$$\bar{h}(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} h(r, \theta) d\theta \quad (6.49)$$

Für die von den Düsen und von den Receiverbohrungen weit entfernten Rotorflächen (mit $|r - r_2| \gg 2s$, $s \approx d_2$ und $r_1 \approx r_2$), die aber für diese Arbeit von geringerem Interesse sind, ist vermutlich die radiale Position r am besten geeignet zur Skalierung der Wärmeübergangskoeffizienten. Wegen des überwiegenden Einflusses der Kühlluftstrahlen aus den Vordralldüsen (vgl. Abschnitt 6.3.1) wird dennoch angenommen, dass sich die Dicke der Rotorgrenzschicht in der Nähe der Receiverbohrungen besser mit dem axialen Abstand s zwischen den Düsen und dem Rotor als mit dem Radius r skalieren lässt. Demzufolge wurden sowohl die Wärmeübergangszahlen als auch die dimensionslose radiale Koordinate ζ mit dem axialen Abstand s nach Gl. (6.50) definiert.

$$Nu(\zeta) = \frac{\bar{h}(\zeta) \cdot s}{\lambda_{12}} \quad \text{mit} \quad \zeta = \frac{r - r_1}{s} \quad (6.50)$$

Die erhaltenen radialen Verteilungen der umfangsgemittelten Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ sind in Abb. 6.18 dargestellt. Wie in Abb. 6.17 wird hier eine klare Erhöhung der Nußelt-Zahlen im radialen Bereich der Vordralldüsen und der Receiverbohrungen bei $\zeta = 0$ ersichtlich. Für $\zeta > 1,5$ senkt aber $Nu(\zeta)$ weniger deutlich mit dem steigenden Radius, so dass die Grenzschicht der Rotorfläche in zwei Zonen unterteilt werden kann. Der erste Bereich mit hohen Nußelt-Zahlen für $-1,5 < \zeta < 1,5$ markiert die direkte Einflusszone der Receiverbohrungen und der Luftstrahlen aus den Düsen, während sich eine von den Receiverbohrungen ungestörte achsensymmetrische Rotorgrenzschicht mit mäßigen radialen Gradienten der Nußelt-Zahlen bei $\zeta > 1,5$ einstellt. Damit werden die Ergebnisse von Abb. 6.17 bestätigt, ohne aber weitere Erkenntnisse über die quantitativen Effekte von K_1 , C_{w2} und Re_φ auf den Wärmeübergang zu liefern.

Hierzu müssen die gemessenen radialen Verteilungen der Nußelt-Zahlen $Nu(\zeta)$ in drei Zonen P, Q und R aufgeteilt werden, die nach der Betrachtung der gemessenen Wärmeübergangsgradienten definiert wurden, wie in Abb. 6.19 zu sehen ist. In diesen Zonen wurden aus den Messdaten die gemittelten Nußelt-Zahlen $Nu_m^{(P)}$, $Nu_m^{(Q)}$ und $Nu_m^{(R)}$, sowie die Extrema Nu_{\max} , $Nu_{\min}^{(P)}$ und $Nu_{\min}^{(Q)}$ der zentralen Bereiche P und Q ermittelt (vgl. Abb. 6.19).

Statt die gemittelten Nußelt-Zahlen und Extrema als Funktion von K_1 , C_{w2} und Re_φ darzustellen, wird eine weitere Kennzahl definiert, mit der die Nußelt-Zahlen im Fall einer durch Prallstrahlen induzierten Kühlung üblicherweise korreliert werden. Dabei handelt es sich um die am Austritt der Düse gebildete Reynolds-Zahl Re_s . Bemerkenswert ist, dass Re_s nach Gl. (6.51) direkt zu C_{w2} proportional ist.

$$Re_s = \frac{\rho_{12} c_1 s}{\mu_{12}} \approx \frac{\rho_1 c_1 s}{\mu_{12}} \approx \frac{s r_{\max}}{A_1} C_{w2} \quad \text{für} \quad \dot{m}_1 \approx \dot{m}_2 \quad (6.51)$$

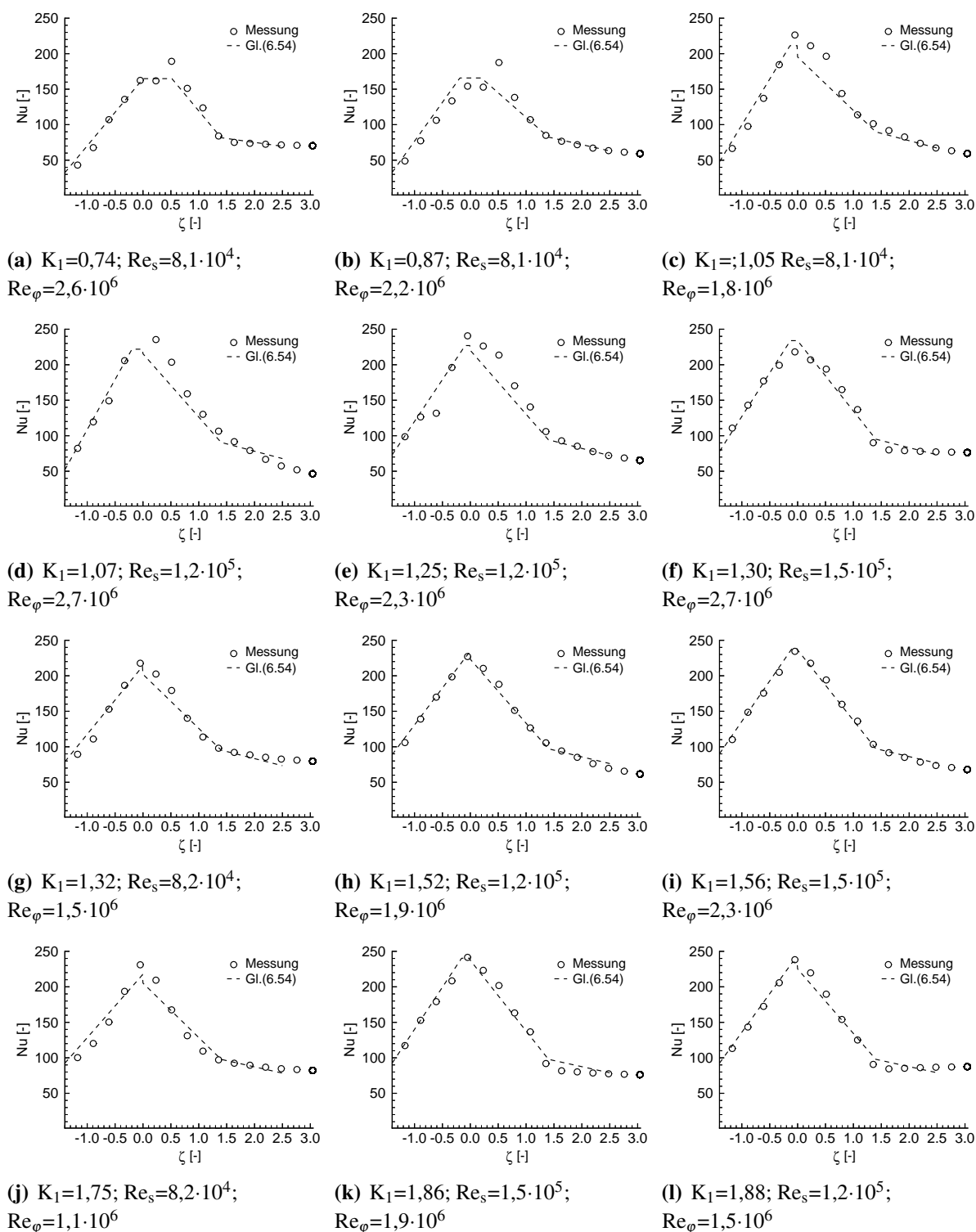


Abb. 6.18: Radiale Verteilungen der umfangsgemittelten Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ in der Konfiguration G-Wü

Außerdem kann auch Re_s in Abhängigkeit von K_1 und Re_φ wie folgt hergeleitet werden:

$$Re_s = \frac{\rho_{12} c_1 s}{\mu_{12}} = \frac{r_1 s}{r_{\max}^2 \cos \alpha} K_1 Re_\varphi \quad (6.52)$$

Aufgrund der Beziehungen zwischen Re_s , K_1 , Cw_2 und Re_φ in der Konfiguration G-Wü reicht die Untersuchung der Einflüsse von nur zwei Kennzahlen zum Verständnis der Änderungen des Wärmeübergangs mit den Strömungsparametern. Da die in Abb. 6.17 gezeigten Verteilungen mehr Ähnlichkeiten mit durch Prallstrahlen induzierter Kühlung haben, werden die gemittelten Nußelt-Zahlen und Extrema schließlich in Abb. 6.20 nur als Funktion der Strömungsparameter K_1 und Re_s dargestellt. Mit Hilfe dieser Darstellung können nun die Effekte der Drallzahl K_1 und der Reynolds-Zahl Re_s genau quantifiziert werden.

In Abb. 6.20 wird deutlich, dass K_1 der Haupteinflussparameter auch für die umfangsgemittelten Nußelt-Zahlen $Nu_m^{(P)}$, $Nu_m^{(Q)}$, $Nu_{\min}^{(P)}$, $Nu_{\min}^{(Q)}$, Nu_{\max} und $Nu_m^{(R)}$ ist. Insbesondere kann die stärkere Abhängigkeit von K_1 für Nu_{\max} beobachtet werden, während außerhalb der Einflusszone der Vordralldüsen $Nu_m^{(R)}$ nur leicht von K_1 beeinflusst wird. Generell bedingt bei Überdrall ($K_1 > 1$) eine Steigerung von K_1 meistens eine Erhöhung der Nußelt-Zahlen. Trotz einer begrenzten Anzahl von Daten scheint sich anzudeuten, dass die Nußelt-Zahlen nach dem Erreichen eines Minimums bei Unterdrall ($K_1 < 1$) mit einer steigenden relativen Geschwindigkeit zwischen Luft und Rotor wieder ansteigen. Im Vergleich ist der Effekt von Re_s weniger ausgeprägt. Dabei bewirkt eine höhere Reynolds-Zahl Re_s nur eine leichte Erhöhung des Wärmeübergangs in den Einflusszonen P und Q der Vordralldüsen. Bei einem radialen Abstand $|\zeta| > 1,4$ ist keine Abhängigkeit von der für die Düsen charakteristischen Reynolds-Zahl Re_s festzustellen (siehe Verteilungen von $Nu_{\min}^{(P)}$, $Nu_{\min}^{(Q)}$ und $Nu_m^{(R)}$ in Abb. 6.20(c), 6.20(d) und 6.20(f)).

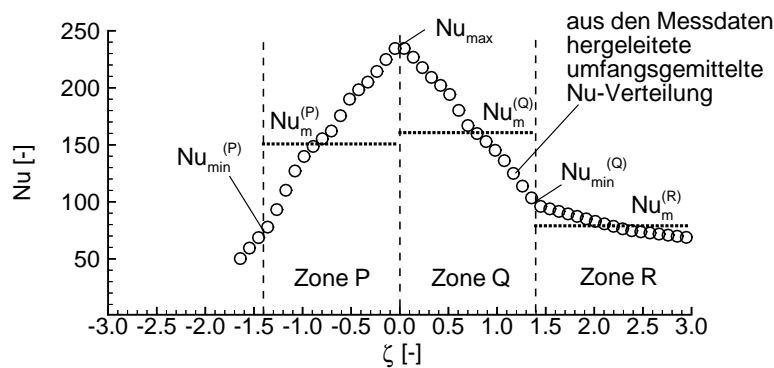


Abb. 6.19: Diskretisierung der radialen Nußelt-Zahl-Verteilung am Rotor mit:
 $Nu_m^{(P)} = \frac{1}{1,4} \int_{-1,4}^0 Nu(\zeta) d\zeta$; $Nu_m^{(Q)} = \frac{1}{1,4} \int_0^{1,4} Nu(\zeta) d\zeta$; $Nu_m^{(R)} = \frac{1}{\zeta_{\max} - 1,4} \int_{1,4}^{\zeta_{\max}} Nu(\zeta) d\zeta$;
 $Nu_{\max} = \max(Nu(\zeta))$; $Nu_{\min}^{(P)} = Nu(-1,4)$; $Nu_{\min}^{(Q)} = Nu(1,4)$

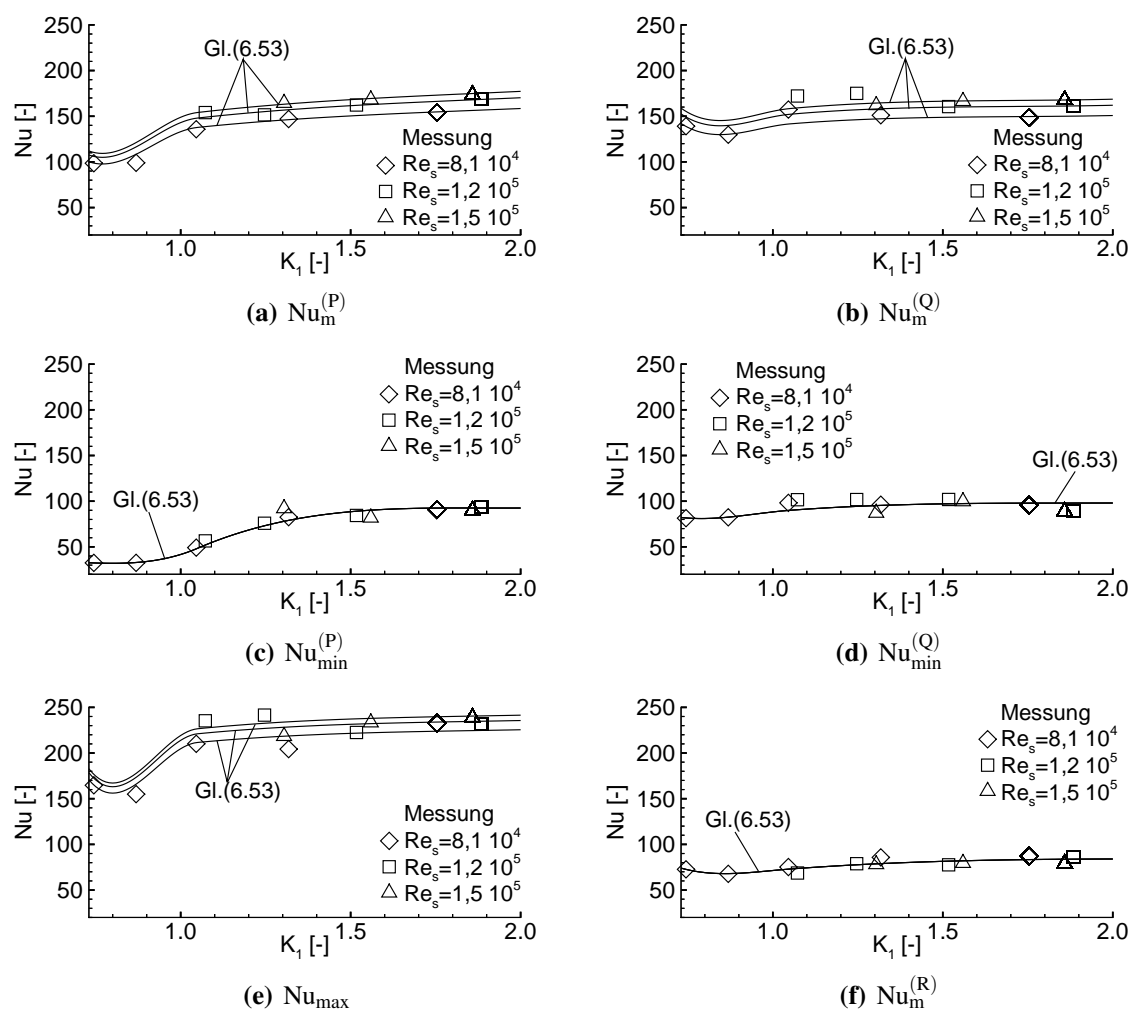


Abb. 6.20: Effekte der Drallzahl K_1 und der Reynolds-Zahl Re_s auf die gemittelten Nußelt-Zahlen von Abb. 6.19 - Konfiguration G-Wü

6.3.2.2 Korrelationen

Zur Korrelation der Messdaten stehen jetzt zwei Möglichkeiten zur Verfügung. Die erste Methode besteht in der Kalibrierung der Berechnungsansätze von Abschnitt 6.2.2 mit den gemessenen Nußelt-Zahlen. Die zweite Methode beruht auf einer einfachen Interpolation der gemessenen Nußelt-Zahlen. Die Ergebnisse beider Methoden müssen hier vorgestellt werden, weil sie beide Vor- und Nachteile haben.

Der Vorteil der Berechnungsansätze von Abschnitt 6.2.2 ist, dass sie für alle in dieser Arbeit untersuchten Vordrallkammern benutzt werden können. Aus diesem Grund werden die Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 noch zur Bestimmung der Wandwärmeströme in Kapitel 7 benötigt, um die Effekte des Wärmeübergangs auf die Gesamteffizienz bei unterschiedlichen Vordrallkammerkonstruktionen zu diskutieren. Die mit Hilfe der zweiten Methode erhaltene Korrelation der Wärmeübergangszahlen (siehe Gl. (6.53)) ist im Vergleich zu den Berechnungsansätzen von Abschnitt 6.2.2 nur für eine geometrische Konfiguration gültig und kann deshalb nicht für die Untersuchungen von Kapitel 7 verwendet werden. Die Ergebnisse der zweiten Methode sind

dennoch genauer, wie nun gezeigt wird.

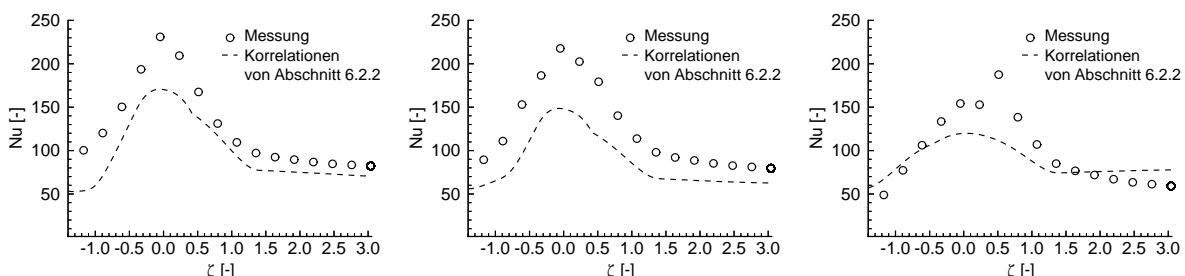
$$Nu_{\dots}^{(\dots)} = Re_s^m \cdot (A + B \cdot K_1 + C \cdot K_1^2 + D \cdot K_1^3) \quad \text{mit } m, A, B, C \text{ und } D \text{ nach Tab. 6.12 (6.53)}$$

Nu _{...} ^(...)	m	K ₁ < 1,05				K ₁ ≥ 1,05			
		A	B	C	D	A	B	C	D
Nu _m ^(P)	0,18	308,616	-1012,799	1133,59	-412,01	7,031	17,501	-8,25	1,46
Nu _m ^(Q)	0,18	237,9	-708,564	748,83	-260,01	5,08	24,584	-14,12	2,74
Nu _{min} ^(P)	0	-100,096	616,96	-923,2	448	-420,91	818,865	-434,8	76,86
Nu _{min} ^(Q)	0	563,776	-1602,869	1737,23	-609,92	8,174	142,712	-75,84	13,47
Nu _{max}	0,11	1477,576	-4789,76	5259,2	-1888	35,037	43,825	-22,35	3,97
Nu _m ^(R)	0	700,31	-1975,129	2028,52	-682,31	10,269	98,624	-43,83	6,47

siehe Abb. 6.21 für die Definition der Zone P, Q und R

Tab. 6.12: Dimensionslose Koeffizienten der Gl. (6.53)

In Abb. 6.21 werden exemplarische Ergebnisse der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 mit den gemessenen Wärmeübergangszahlen verglichen. Obwohl die korrelierten Wärmeübergangszahlen bei der radialen Position der Receiverbohrungen ($\zeta = 0$) die Messergebnisse um etwa 30% unterschätzen, wird der radiale Verlauf durch die Gleichungen von Abschnitt 6.2.2.6 qualitativ gut wiedergegeben. Die in Abb. 6.21 feststellbaren Differenzen können auf die ermittelten Werte für x_R (vgl. Tab. 6.11) und auf die in Abschnitt 6.2.2.6 angenommene Beziehung zwischen der Geschwindigkeits- und Temperaturschicht zurückgeführt werden. Dabei kann vom universellen Wandgesetz von White (1974) nur eine begrenzte Genauigkeit für die Voraussage einer instationären und nicht-achsensymmetrischen Rotorgrenzschicht erwartet werden, die zwischen den Receiverbohrungen entsteht. Trotz der in Abb. 6.21 beobachteten Unterschiede werden die



(a) $K_1=1,75$; $Re_s=8,2 \cdot 10^4$;
 $Re_\varphi=1,1 \cdot 10^6$

(b) $K_1=1,32$; $Re_s=8,2 \cdot 10^4$;
 $Re_\varphi=1,5 \cdot 10^6$

(c) $K_1=0,87$; $Re_s=8,1 \cdot 10^4$;
 $Re_\varphi=2,2 \cdot 10^6$

Abb. 6.21: Umfangsgemittelte Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ entlang der Rotorfläche der Vordrallkammer G-Wü

Ergebnisse der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 für ihre Verwendung in Kapitel 7 als ausreichend betrachtet.

Eine genauere Korrelation der gemessenen Wärmeübergangszahlen stellt Gl. (6.53) dar, die durch Interpolation der Messdaten gewonnen wurde. Da die Untersuchungen mit Luft bei nahezu Umgebungsbedingungen (siehe Kapitel 4) durchgeführt wurden, gilt Gl. (6.53) für eine Prandtl-Zahl Pr von zirka 0,70. Außerdem kann wie bereits erwähnt, Gl. (6.53) nur für die Vordrallkammern, die mit Konfiguration G-Wü geometrisch ähnlich sind, eingesetzt werden. Nach Tab. 6.12 ist der maximale Wert für den Koeffizienten m 0,18 in Gl. (6.53). Damit ist m unterhalb des theoretischen Werts von 0,5 für einen axialsymmetrischen Staupunkt auf einer nicht rotierenden Wand. Der Exponent 0,5 lässt sich unter anderem dank der Analogie zwischen der Keilströmung mit einem Keilwinkel von 180° und dem axialsymmetrischen Staupunkt (vgl. Schlichting und Gersten (1997)) aus den analytischen Lösungen von Eckert (1942) für die laminare Temperaturgrenzschicht in der Nähe des Staupunkts einer Keilströmung ableiten.

Mit Hilfe von Gl. (6.54) und (6.53) kann auch die radiale Verteilung der umfangsgemittelten Nußelt-Zahl $Nu(\zeta)$ korreliert werden.

$$\begin{aligned}
 Nu(\zeta) &= \min(Nu_{\max}; \frac{(Nu_{\max} - Nu_{\min}^{(P)})^2}{2,8 (Nu_{\max} - Nu_m^{(P)})} (\zeta + 1,4) + Nu_{\min}^{(P)}) \quad \text{für} \quad -1,4 \leq \zeta \leq 0 \\
 Nu(\zeta) &= \min(Nu_{\max}; \frac{(Nu_{\max} - Nu_{\min}^{(Q)})^2}{2,8 (Nu_{\max} - Nu_m^{(Q)})} (1,4 - \zeta) + Nu_{\min}^{(Q)}) \quad \text{für} \quad 0 \leq \zeta \leq 1,4 \\
 Nu(\zeta) &= 2 \frac{Nu_{\min}^{(Q)} - Nu_m^{(R)}}{1,4 - 3,04} (\zeta - 1,4) + Nu_{\min}^{(Q)} \quad \text{für} \quad 1,4 \leq \zeta \leq 3,04 \quad (6.54)
 \end{aligned}$$

Abb. 6.18 illustriert schließlich, wie gut die mit Gl. (6.54) erhaltenen radialen Verteilungen mit den Messdaten übereinstimmen.

7 Bewertung der Gesamteffizienz

Nachdem die Messergebnisse der vorliegenden Arbeit in Kapitel 6 mit den geometrischen Parametern korreliert wurden, kann nun eine Analyse der Gesamteffizienz der untersuchten Vordralldüsenysteme vorgestellt werden, um die ursprüngliche Frage nach der Kühlleistung und möglicher Verbesserungspotenziale zu beantworten (vgl. Kapitel 1). Da bisher noch keine Kennzahl zur Quantifizierung der Gesamteffizienz gefunden wurde (vgl. Abschnitt 3.2.5), werden zunächst mit Hilfe der gewonnenen Korrelationen charakteristische Druck- und Temperaturkennfelder von zwei unterschiedlichen Vordralldüsenystemen dargestellt. Der Vergleich soll die Haupteigenschaften der Kennfelder mit und ohne Wärmeübergang in der Vordrallkammer illustrieren. Er soll aber auch zeigen, dass die Bestimmung der Konfiguration mit der höchsten Effizienz nicht direkt aus den Druck- und Temperaturkennfeldern ersichtlich ist. Aus diesem Grund wird danach der polytrope Wirkungsgrad η_{p3} (in Analogie zum Abschnitt 3.1.2) zur Ermittlung der Gesamteffizienz von Vordralldüsenystemen mit adiabaten Wänden eingeführt (vgl. Abschnitt 7.2). η_{p3} kann dazu dienen, die Effizienz unterschiedlicher adiabater Vordralldüsenysteme zu vergleichen, aber auch die Betriebspunkte mit minimalen Strömungsverlusten zu finden. Da η_{p3} keine Aussage über die Kühlleistung und über Systeme mit Wärmeübergang liefern kann, werden die Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 erneut eingesetzt, um die Effekte der untersuchten Konstruktionsänderungen auf die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ bei vorgegebenem Kühlluftdruck $p_{\text{trel}3}$, vorgegebenem Kühlluftmassenstrom \dot{m}_3 und vorgegebener Wandtemperatur T_w zu quantifizieren (vgl. Abschnitt 7.3). Im letzten Abschnitt soll damit der Einfluss der einzelnen untersuchten geometrischen Änderungen auf die Gesamteffizienz gezeigt werden.

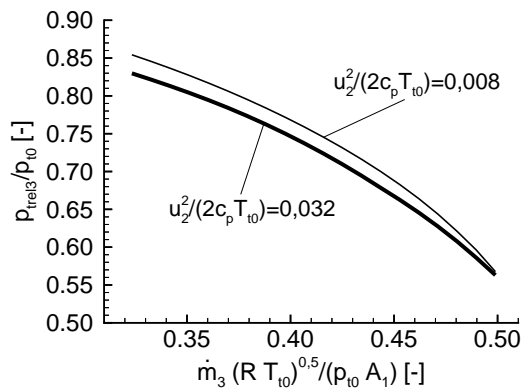
7.1 Charakteristische Druck- und Temperaturkennfelder

Für die Analyse der Druck- und Temperaturkennfelder wird Konfiguration G-Ref mit der von Geis (2002) experimentell untersuchten Konfiguration G-A3/A1=1,6 verglichen, deren Strömungsverluste in dieser Arbeit ebenfalls korreliert wurden (siehe Abschnitt 6.1). Konfiguration G-Ref und G-A3/A1=1,6 wurden gewählt, weil sie sich durch zwei der einflussreicheren Parameter unterscheiden: nämlich das Flächenverhältnis A_3/A_1 und der Verlustkoeffizient η_V der Vordralldüsen (siehe geometrische Parameter von G-Ref und G-A3/A1=1,6 in Tab. 4.2 und Tab. A.1).

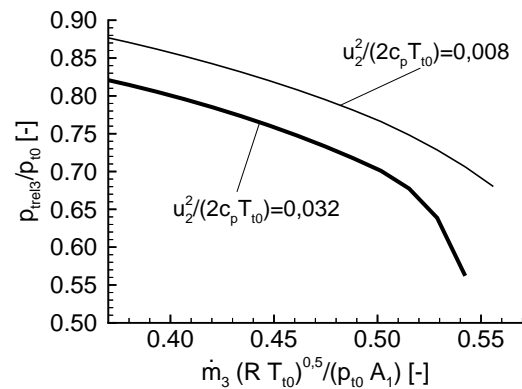
Zur Darstellung der Kennfelder sind in Abb. 7.1 die Änderungen des Druckverhältnisses $p_{\text{trel}3}/p_{t0}$ und des Temperaturverhältnisses $T_{\text{trel}3}/T_{t0}$ als Funktion des reduzierten Kühlluftmassenstroms $\dot{m}_3 \sqrt{RT_{t0}}/(p_{t0}A_1)$ und der dimensionslosen Umfangsgeschwindigkeit $u_2/\sqrt{2c_p T_{t0}}$ gezeigt. Zusätzlich wird der Einfluss des Wärmeübergangs in der Vordrallkammer auf die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ beim Einsatz der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2.6 mit einer homogenen Wandtemperatur T_w von 322 K untersucht. Die Kennfelder wurden erhalten, indem für einen festgelegten Druck p_{t0} und eine festgelegte Referenztemperatur T_{t0} der Kühlluftmassenstrom \dot{m}_3 bei zwei unterschiedlichen Umfangsgeschwindigkeiten u_2 variiert wurde (siehe

Abb. 7.1). Hier wird wie im ganzen Kapitel 7 angenommen, dass der Druck in der Vordrallkammer dank perfekter Dichtungen am inneren und äußeren Radius nur durch den Kühlluftmassenstrom $\dot{m}_1 = \dot{m}_3$ bestimmt wird.

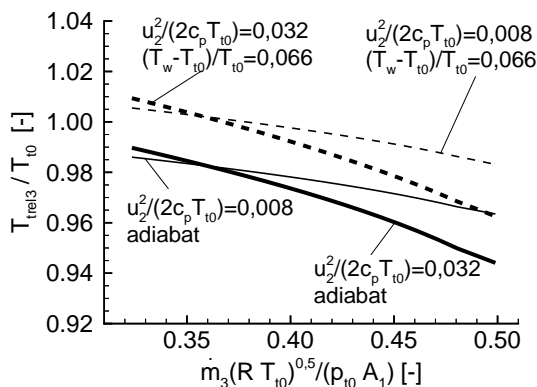
Aus Abb. 7.1 gehen folgende Merkmale der Kennfelder hervor, die für die Auslegung berücksichtigt werden sollen: Zum einen bestätigen die Korrelationen, dass eine Reduzierung der Kühllufttemperatur $T_{\text{treil}3}$ bei konstanter Drehzahl und für eine gegebene Geometrie meistens nur durch eine Reduzierung des Kühlluftdrucks $p_{\text{treil}3}$ erreicht werden kann. Zum anderen ist die gesamte Durchfluss-Charakteristik der Vordralldüsensysteme nur wenig abhängig von der dimensionslosen Umfangsgeschwindigkeit $u_2/\sqrt{2c_p T_{t0}}$ für ein Flächenverhältnis $A_3/A_1 \geq 3$, da in einem solchen Fall das Durchflussverhalten allein durch die Drosselfläche der Vordralldüsen bestimmt wird. Die Abhängigkeit von $p_{\text{treil}3}/p_{t0}$ mit $u_2/\sqrt{2c_p T_{t0}}$ nimmt aber mit sinkendem Flächenverhältnis A_3/A_1 zu. Der Wärmeübergang kann in Abhängigkeit von der Wandtemperatur die Kühllufttemperatur deutlich erhöhen, so dass er bei der Auslegung auch berücksichtigt werden muss. Schließlich ist aus den Kennfeldern der optimale Betriebspunkt oder die Konfiguration mit der höchsten Effizienz nicht offensichtlich, da für einen gegebenen Massenstrom



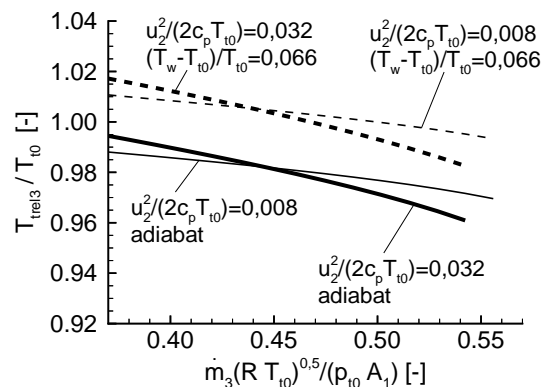
(a) G-Ref; $A_3/A_1=3,0$; Düsen A; $\eta_V \approx 0,7$



(b) G-A3/A1=1,6; $A_3/A_1=1,6$; Düsen B; $\eta_V \approx 0,9$



(c) G-Ref; $A_3/A_1=3,0$; Düsen A; $\eta_V \approx 0,7$



(d) G-A3/A1=1,6; $A_3/A_1=1,6$; Düsen B; $\eta_V \approx 0,9$

Abb. 7.1: Charakteristische Druck- und Temperaturkennfelder von Vordralldüsensystemen - Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 mit $p_{t0}=1,8$ bar, $T_{t0}=T_{t1}=302$ K, $T_w=322$ K und $u_2=70$ ms $^{-1}$ oder $u_2=140$ ms $^{-1}$

\dot{m}_3 eine kältere Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ gleichzeitig einem niedrigen Kühlluftdruck entspricht. Deshalb wird nun eine neue Kennzahl eingeführt, mit der die Effizienz unterschiedlicher Vordralldüsenysteme gemessen werden kann.

7.2 Definition und Kennlinien des Wirkungsgrades η_{p3}

Die Definition einer Kennzahl zur Ermittlung der Effizienz ist nicht nur nötig für den Vergleich unterschiedlicher geometrischer Konfigurationen sondern auch für die Identifizierung eines Betriebspunkts mit minimalen Strömungsverlusten. Da der Kühlluftdruck $p_{\text{trel}3}$ und die Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ für jeden Betriebspunkt mit Hilfe der Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 ermittelt werden können, kann nun die gleiche Vorgehensweise wie in Abschnitt 3.1.2 zur Auswertung der gesamten Strömungsverluste genutzt werden. Dafür werden die Temperaturänderungen $T_{\text{trel}3\text{ad}}/T_{\text{t}0}$, die in einem Vordralldüsenystem mit adiabaten Wänden zu erwarten sind, mit den isentropen Temperaturänderungen $T_{\text{trel}3\text{min}}/T_{\text{t}0}$ verglichen, die sich durch eine verlustfreie Entspannung bei dem gleichen Druckverhältnis $p_{\text{trel}3}/p_{\text{t}0}$ wie folgt ergibt:

$$T_{\text{trel}3\text{min}} = T_{\text{t}0} \left(\frac{p_{\text{trel}3}}{p_{\text{t}0}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (7.1)$$

Die Effizienz von Vordralldüsenystemen mit adiabaten Wänden kann somit durch einen polytropen Wirkungsgrad quantifiziert werden (siehe Anmerkung von Abschnitt 3.1.2 für die verwendete Terminologie). Beim Ersetzen des Indexes 6 durch den Index 3 in den Gleichungen von Abschnitt 3.1.2 kann der polytrope Wirkungsgrad η_{p3} für ein Vordralldüsenystem anhand Gl. (7.2) berechnet werden.

$$\eta_{p3} = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{n_3-1}{n_3} \quad \text{mit} \quad n_3 = \left(1 - \frac{\ln(T_{\text{t}3\text{ad}}/T_{\text{t}0})}{\ln(p_{\text{t}3}/p_{\text{t}0})} \right)^{-1} \quad (7.2)$$

wobei der virtuelle Totaldruck $p_{\text{t}3}$ und die virtuelle Totaltemperatur $T_{\text{t}3\text{ad}}$ aus den bekannten Größen $p_{\text{trel}3}$ und $T_{\text{trel}3\text{ad}}$ wie folgt hergeleitet werden:

$$T_{\text{t}3\text{ad}} = T_{\text{trel}3\text{ad}} + \frac{u_3^2}{2c_p} \quad \text{und} \quad p_{\text{t}3} = p_{\text{trel}3} \left(\frac{T_{\text{t}3\text{ad}}}{T_{\text{trel}3\text{ad}}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (7.3)$$

Die damit gewonnenen polytropen Wirkungsgrade η_{p3} sind für die gleichen Konfigurationen und die gleichen Betriebspunkte wie im vorigen Abschnitt in Abb. 7.2 über den Anströmwinkel β dargestellt.

Bemerkenswert ist zuerst, dass die polytropen Wirkungsgrade der untersuchten Vordralldüsenysteme mit maximalen Werten von zirka 0,23 deutlich niedriger als etwa bei Turbinenstufen sind. Dies lässt vermuten, dass bedeutende Erhöhungen der Effizienz im Vergleich zu den hier betrachteten Konfigurationen theoretisch erzielbar sind. Außerdem zeigt Abb. 7.2, dass der maximale Wirkungsgrad beider Konfigurationen bei Überdrall für einen Anströmwinkel β größer als 40° erreicht wird. Daraus kann der Schluss gezogen werden, dass der Fall mit einem nominalen Vordrall ($c_{t2}/u_2 = 1$ bzw. $\beta \approx 10^\circ \pm 15^\circ$ je nach Konfiguration) kein optimaler Betriebspunkt für die untersuchten Konfigurationen ist. Wie der Vergleich von Konfiguration G-Ref

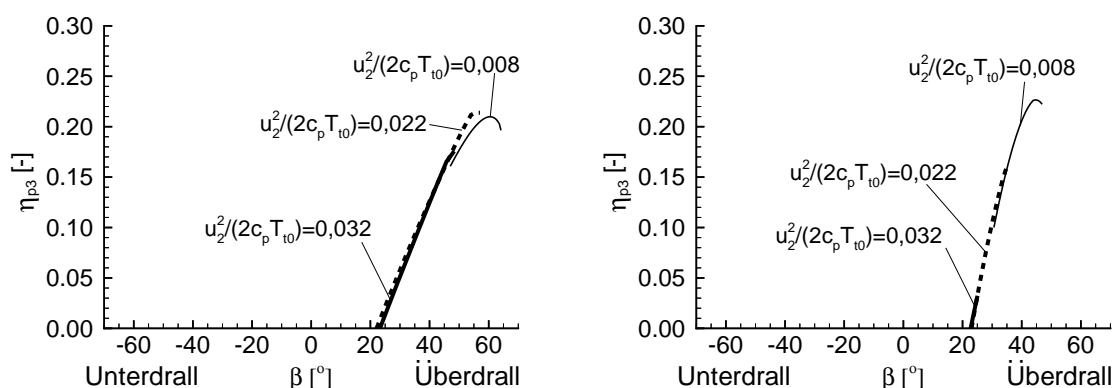
(a) G-Ref; $A_3/A_1=3,0$; Düsen A; $\eta_V \approx 0,7$ (b) G-A3/A1=1,6; $A_3/A_1=1,6$; Düsen B; $\eta_V \approx 0,9$

Abb. 7.2: Polytroper Wirkungsgrad η_{p3} von Vordralldüsen mit adiabaten Wänden in Abhängigkeit des Anströmwinkels β - Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 mit $p_{t0} = 1,8$ bar und $T_{t0} = T_{t1} = 302$ K

mit $G-A3/A1=1,6$ es andeutet, ergibt sich der optimale Anströmwinkel aus der Aufteilung der einzelnen Strömungsverluste. Aufgrund des kleineren Flächenverhältnisses A_3/A_1 von Konfiguration $G-A3/A1=1,6$ sind nämlich die gesamten Strömungsverluste stärker von den Strömungsverluste in den Receiverbohrungen beeinflusst, so dass in $G-A3/A1=1,6$ η_{p3} das Maximum bei etwa dem gleichen Anströmwinkel β erreicht, bei dem der Verlustkoeffizient η_R der Receiverbohrungen maximal wird. In Konfiguration G-Ref tritt indessen der maximale Wirkungsgrad erst bei $\beta \approx 60^\circ$ ein, wenn die Strömungsverluste in den Receiverbohrungen nicht mehr vernachlässigbar gegenüber dem mit η_V quantifizierten Totaldruckverlust der Düsen werden.

Im Gegensatz zu den bekannten Kennzahlen η_{eff} , $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ oder Θ (vgl. Abschnitt 3.2.5) berücksichtigt der Wirkungsgrad η_{p3} die erreichte Kühllufttemperaturabsenkung $T_{\text{tre}13\text{ad}} - T_{t0}$ im Zusammenhang mit der Druckänderung $p_{\text{tre}13} - p_{t0}$ der Kühlluft bis in den Receiverbohrungen. Aus diesem Grund ist er für Aussagen über die Gesamteffizienz von adiabaten Vordralldüsen systemen besser geeignet als η_{eff} , $\tilde{c}_{\text{eff}}/c_{1\text{is}}$ oder Θ . Weil η_{p3} von der Durchfluss-Charakteristik des Systems abhängt und kein Indikation über den Kühlluftmassenstrom und die Kühlleistung enthält, genügt aber die Ermittlung von η_{p3} nicht für eine aussagekräftigere Auswertung der Gesamteffizienz. Deshalb muss im nächsten Abschnitt eine andere Vorgehensweise zur Analyse der Gesamteffizienz herangezogen werden.

7.3 Potenzielle Erhöhung der Effizienz durch Konstruktionsänderung

Das Ziel des letzten Abschnitts ist es, die Gesamteffizienz mit Hilfe der hergeleiteten Korrelationen für die untersuchten Konstruktionsänderungen zu bestimmen. Dank der Korrelationen von Abschnitt 6.2.2.6 wird auch der Einfluss des konvektiven Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur diskutiert. Die vorliegenden Ergebnisse können somit dazu dienen, Verbesserungspotenziale zur Erhöhung der Kühleffektivität von Vordrall-Kühlluftsystemen aufzuzeigen.

Wie bereits in Abschnitt 7.2 erwähnt, reicht hierzu die Ermittlung von η_{p3} nicht. Stattdessen

wird die Analyse der Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ für ein vorgegebenes Druckverhältnis $p_{\text{trel}3}/p_{t0}$ und einen vorgegebenen Kühlluftmassenstrom \dot{m}_3 bevorzugt. Da bei den vorliegenden experimentellen Untersuchungen $p_{\text{trel}3}/p_{t0}$ und \dot{m}_3 nicht unabhängig von einander eingestellt werden konnten, können die entsprechenden Temperaturen $T_{\text{trel}3}$ nur durch die Anwendung der in dieser Arbeit entwickelten Korrelationen ermittelt werden. Aus den damit gewonnenen Temperaturreduzierungen $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ könnten in einer weiteren Studie, die den Rahmen von Abschnitt 7.3 sprengen würde, die entsprechend erzielbaren Einsparungen des Kühlluftmassenstroms bestimmt werden, die zu Erhöhungen des Gasturbinenwirkungsgrades führen könnten.

Um die Übertragbarkeit der Korrelationen nachzuweisen, werden die Berechnungen bei Randbedingungen durchgeführt, die für ein Flugtriebwerk charakteristisch sind. Die Randbedingungen und Ergebnisse der Simulationen sind in Abb. 7.3 dargestellt. Zur Untersuchung der Auswirkung von Änderungen der Geometrie dient Konfiguration G-Ref als Basis, zu der im Vergleich gewählte geometrische Parameter variiert werden. Neben den geometrischen Parametern von Interesse musste bei den anderen Konfigurationen von Abb. 7.3 auch der Düsendurchmesser d_1 geändert werden, damit alle Konfigurationen den gleichen Massenstrom $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = 2,18 \text{ kgs}^{-1}$ haben. Das Flächenverhältnis A_3/A_1 weist in Abb. 7.3 indirekt auf die durchgeführten Änderungen des Durchmessers d_1 hin, da die gesamte Fläche A_3 der Receiverkanäle gleich der Fläche von Konfiguration G-Ref gelassen wurde. Für jede untersuchte Konfiguration wurde eine Berechnung mit adiabaten und nicht adiabaten Wänden durchgeführt. Die dafür eingesetzte Verteilung der Wandtemperatur $T_w(r)$ ist in der Beschriftung von Abb. 7.3 definiert. Da die Temperaturdifferenz zwischen der Kühlluft und der Wandfläche je nach Gasturbinenklasse sehr unterschiedlich sein kann, liefern die Simulationen von Abb. 7.3 mit Wärmeübergang beispiel-

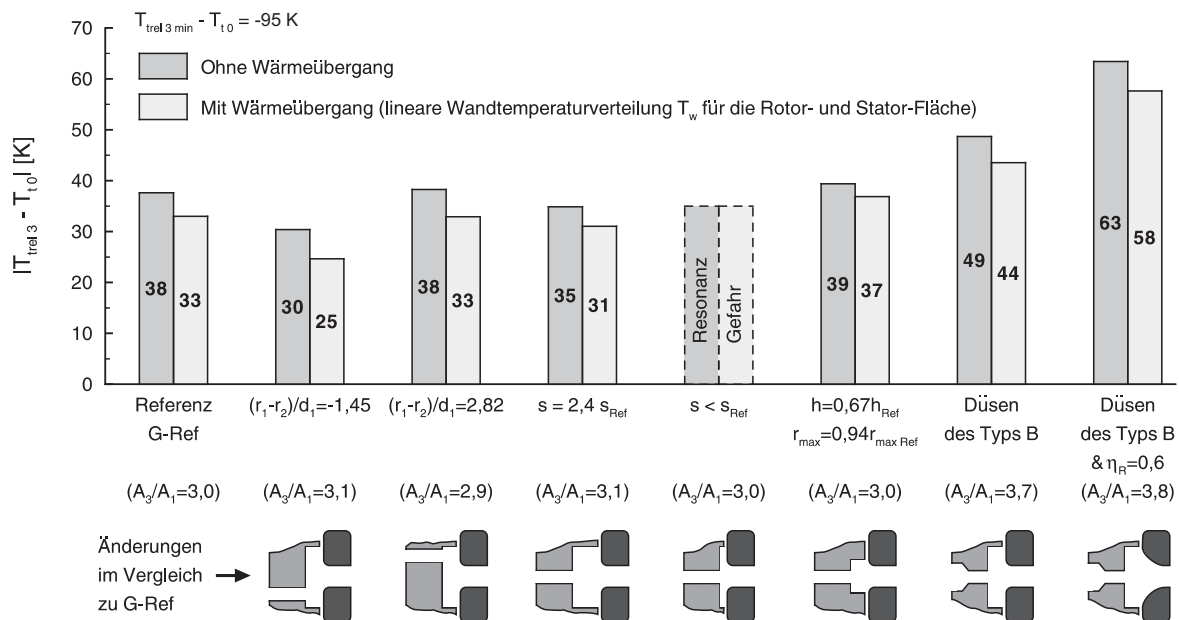


Abb. 7.3: Einfluss von geometrischen Parametern auf die Temperaturabsenkungen $T_{\text{trel}3} - T_{t0}$ - Aus den Korrelationen von Abschnitt 6.1 und 6.2.2 hergeleitete Voraussage mit $u_2 = u_3 = 323 \text{ ms}^{-1}$, $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = 2,18 \text{ kgs}^{-1}$, $p_{t0} = 25 \text{ bar}$, $p_{\text{trel}3} = 15,3 \text{ bar}$, $T_{t0} = 780 \text{ K}$, $T_w = T_{t0} + 40 \cdot (r - r_{\text{min}})/h_{\text{Ref}}$ und $h_{\text{Ref}} = 0,0468 \text{ m}$

hafte Ergebnisse, die dann für andere Wandtemperaturen korrigiert werden müssen.

Die Ergebnisse von Abb. 7.3 werden zuerst für einzelne geometrische Änderungen beschrieben, um am Ende Schlüsse für die Voraussagen ziehen zu können. Beginnt man mit der Analyse der adiabaten Temperaturänderung der Konfiguration mit radial versetzten Düsen stellt man fest, dass ein radialer Abstand von $-1,45 d_1$ zwischen den Düsen und den Receiverbohrungen infolge des niedrigen Drehimpulses I_1 eine Erhöhung um 8 K der Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ induziert. Beim Vergrößern des Radius r_1 ist dagegen kein Unterschied zur Referenzkonfiguration zu sehen. In diesem Fall gleicht der positive Effekt des höheren Eintrittsdrehimpulses I_1 die leicht höheren Strömungsverluste in der Ringkavität aus, die hauptsächlich durch eine höhere Wandreibung und einen um 4% niedrigeren Verlustkoeffizienten η_R erzeugt werden. Der Effekt einer breiteren Vordrallkammer ist aufgrund höherer Wandreibmomente M_I und M_A (vgl. Abb. 6.16) durch eine Temperaturerhöhung von 3 K gekennzeichnet. Im Gegensatz zur breiteren Vordrallkammer von Abb. 7.3 wurden gleichzeitig die Breite s und die radiale Position der Düsen ($r_1 > r_2$) in Konfiguration G-smax geändert. Deshalb fällt der Vergleich mit einer breiteren Ringkavität in Abb. 7.3 schlechter aus als zwischen der Konfiguration G-Ref und G-smax (vgl. Abb. 6.9). Der Einfluss einer kleineren Kammerbreite s als die der Konfiguration G-Ref wurde nicht simuliert, da die Gefahr von Resonanzeffekten für $s/d_1 < 1,2$ steigt (mehr Details in Abschnitt 5.2.3.1). Somit kann eine weitere Reduzierung der Breite s ohne Anpassung der Düsen- und Receiverbohrungsdurchmesser als wenig vorteilhaft für die Kühleffektivität betrachtet werden. Ansonsten ermöglicht nach Abb. 7.3 eine niedrige Höhe h der Ringkammer die Temperatur $T_{\text{trel}3}$ um 1 K bei adiabaten Wänden und um 4 K bei nicht adiabaten Wänden abzusenken. Trotzdem führten weder die Kavitätshöhe noch die bisher betrachteten geometrischen Parameter zu bedeutenden Reduzierungen der Kühllufttemperatur.

Im Gegensatz dazu stellen ein höherer Durchflussbeiwert der Düse und der Receiverbohrungen einen wirksameren Weg zu erhöhter Effizienz in Vordrallkühlluftsystemen dar. Mit einer Vordralldüsenbauart B kann der Verlustkoeffizient η_V von 0,75 auf 0,89 erhöht werden. Um den gleichen Massenstrom $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = 2,18 \text{ kgs}^{-1}$ einzustellen, wurde der Durchmesser d_1 um 10% reduziert. Aufgrund der Simulation perfekter Dichtungen in der Vordrallkammer ist der Vordrallkammerdruck p_1 keine Funktion weiterer Drücke als p_{t0} und $p_{\text{trel}3}$. Infolge des höheren Flächenverhältnisses A_3/A_1 ergab sich dann eine Zunahme des Druckverhältnisses Π auf 1,6 im Vergleich zu $\Pi = 1,56$ in Konfiguration G-Ref. Das höhere Druckverhältnis und der höhere Parameter η_V induzieren beide einen höheren Eintrittsdrehimpuls I_1 . Als Konsequenz nimmt die Temperatur $T_{\text{trel}3}$ gegenüber Konfiguration G-Ref um 11 K ab.

Eine weitere Absenkung von 14 K wurde für eine Erhöhung der Größe η_R von 0,43 auf 0,6 berechnet. Mit $\eta_R = 0,6$ wird ein höherer Druckrückgewinn $p_{\text{trel}3} - p_1$ vom Düsenaustritt bis zum Eintritt der Receiverkanäle modelliert. Damit sinkt der Druck p_1 in der Vordrallkammer für den festgelegten Druck $p_{\text{trel}3}$. Der angeforderte Massenstrom $\dot{m}_1 = \dot{m}_3 = 2,18 \text{ kgs}^{-1}$ führt zu einer weiteren Reduzierung des Düsendurchmessers d_1 . Dadurch steigt das Druckverhältnis Π bis auf 1,86 und die Temperatur $T_{\text{trel}3}$ nimmt weiter ab. Nach den Ergebnissen von Abschnitt 6.1.2 liegt die Vermutung nahe, dass ein Geschwindigkeitsverhältnis η_R von 0,6 für ein Flächenverhältnis von $A_3/A_1 = 3,8$ und für eine ähnliche geometrische Gestaltung wie in dieser Studie nicht möglich ist. Beim Auslegen der Vordrallkammer sowie des Raums zwischen den Leit- und

den Laufschaufeln einer axialen Turbinenstufe wird eine solche Erhöhung des Parameters η_R vorstellbar. Dafür müssten der Abstand $(2\pi r_1/N_V - d_1 \sin \alpha)$ zwischen zwei benachbarten Düsen und der Abstand $(2\pi r_2/N_R - d_2)$ zwischen zwei benachbarten Receiverbohrungen deutlich reduziert werden. Diese Vermutung soll als Anregung für die Weiterentwicklung von Vordralldüsen systemen dienen und wird daher im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Der Einfluss des Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur kann aus dem Vergleich mit den Berechnungen ohne Wärmeübergang abgeleitet werden. Die gewählte Wandtemperaturverteilung verursacht eine Erhöhung der Temperatur $T_{\text{rel}3}$ um etwa 5 K (mehr als 10% des totalen Temperaturabfalls) bei allen Konfigurationen außer bei der Vordrallkammer mit minimalen Wandflächen. In diesem Fall beträgt die Erhöhung nur 2 K, was einen weiteren Vorteil einer engen Ringkavität darstellt.

Trotz der angenommenen Vereinfachungen wurden folgende Erkenntnisse aus den Simulationen gewonnen.

Zunächst bleibt die potenzielle Erhöhung der Kühleffektivität mäßig, wenn die radiale Position, die Breite und die Höhe der Kavität geändert werden. Als Vergleich ist die Erhöhung des Eintrittsdrehimpulses I_1 unter anderem über einen hohen Durchflussbeiwert ein viel sichererer Weg zu bedeutenden Temperaturreduzierungen $T_{\text{rel}3} - T_{t0}$. Weitere bemerkenswerte Verbesserungen lassen sich nach dieser Studie ansonsten über eine Reduzierung der Totaldruckverluste vom Düsenaustritt bis zu den Receiverkanälen erzielen. Diese Verluste, die hauptsächlich durch die Größe η_R bestimmt werden, werden durch die räumlichen und zeitlichen Geschwindigkeitsänderungen in der Vordrallkammer und am Eintritt der Receiverkanäle induziert. In einer konventionellen Konfiguration, die aus Vordralldüsen und Receiverbohrungen besteht, können solche Geschwindigkeitsgradienten dennoch nur schwer vermieden werden. Neue Bauarten von Vordrall-Kühlluftsystemen, die eine strömungsgünstigere Führung der Kühlluft in den Receiverkanälen ermöglichen, müssen dafür noch entwickelt werden.

8 Zusammenfassung

Zur Erhöhung der Kühleffektivität von gekühlten Gasturbinenschaufeln wird in der vorliegenden Untersuchung die Frage nach der Effizienz moderner Vordralldüsensysteme verfolgt. Veröffentlichte Untersuchungen liefern zwar einige Berechnungsansätze für die strömungsseitige Auslegung dieser Komponente, aber in Anbetracht der möglichen konstruktiven Lösungen stehen in der Literatur nur vergleichsweise wenige Messdaten zur Verfügung. Mangels experimenteller Ergebnisse kann die Genauigkeit von Auslegungsmethoden wie z.B. von CFD-Verfahren bei Vordralldüsensystemen nicht systematisch überprüft werden. Damit bleiben viele einzelne Effekte, wie die Reduzierung des Vordralls in der Vordrallkammer oder der Einfluss des Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur unklar. Eine umfassende Übersicht der Strömungsverluste und der Gesamteffizienz von Vordrall-Kühlluftsystemen ist derzeit nicht verfügbar. Die Problematik der Übertragung der Messdaten auf das Druck- und Temperaturniveau von Gasturbinen wird zudem kaum diskutiert.

Aus diesen Gründen wurden im Rahmen dieser Arbeit detaillierte experimentelle Untersuchungen der Strömung und des Wärmeübergangs an einer breiten Auswahl von Vordralldüsensystemen bei praxisnahen hohen Umfangsgeschwindigkeiten über 185 ms^{-1} durchgeführt. Das Durchflussverhalten der Vordralldüsen und der rotierenden Receiverbohrungen, die Änderungen des Drucks, der Temperatur und des Vordralls in der Vordrallkammer sowie die Wärmeübergangszahlen an der Rotoroberfläche wurden dabei gemessen. Da die Messungen in engen Rotor-Stator Zwischenräumen bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten und hohen Geschwindigkeitsgradienten stets eine große Herausforderung für die aktuellen Strömungsmesstechniken sind, war ein sorgfältiger Aufbau eines angepassten Prüfstandes mit der zugehörigen Strömungs- und Temperaturmesstechnik notwendig. Hinzuweisen ist in diesem Zusammenhang auch auf die ausgeprägten periodischen und nicht-periodischen Instationaritäten der Strömung, die eingeschränkte Zugänglichkeit zum Messvolumen und die hohen Drehzahlen, die die experimentellen Untersuchungen erschwerten. Dafür bedurfte es besondere konstruktive Maßnahmen für das PIV-Messsystem, die Lufttemperatursonde sowie die Druck- und Rotortemperaturmessstellen. Die entwickelten Lösungen können auch als Anregung für die Verbesserung der Messtechniken in ähnlichen Messeinrichtungen dienen.

Die experimentellen Ergebnisse, die für mehrere Geometrien und durch die erwähnten Strömungsmesstechniken gewonnen wurden, konnten mit eigenen numerischen Voraussagen und veröffentlichten Ergebnissen in Hinblick auf eine genaue Beschreibung der komplexen Strömungen von Vordralldüsensystemen verglichen werden. Dabei wurden instationäre Strömungsberechnungen in vier Vordrallkammergestaltungen bei jeweils mehreren Betriebspunkten durchgeführt, um systematische Abweichungen der numerischen Verfahren aufzuzeigen. In diesem Zusammenhang wurde auch der Einfluss der Turbulenzmodellierung analysiert, indem neben dem auf dem $k-\varepsilon$ und $k-\omega$ Turbulenzmodell basierten SST-Modell das sog. SAS-Turbulenzmodell eingesetzt wurde. Das SAS-Turbulenzmodell bot die Möglichkeit, zu überprüfen, ob die Genauigkeit der Simulationen durch die Berechnung der größeren turbulenten Wirbel in der Vordrallkammer verbessert werden kann.

Durch den breiten Datensatz konnte ein eindimensionales Modell für die Vordrallströmung hergeleitet werden, mit der die Totaldruckverluste sowie die Drehimpulsverluste durch eingeführte Verlustkoeffizienten quantifiziert werden. Die Zusammenhänge, die sich aus der Auswertung der Daten ergeben, bilden ein Gleichungssystem, anhand dessen die relevanten Strömungsgrößen, wie Druck, Temperatur, Vordrall und Wärmeübergang mit den geometrischen Parametern einer großen Anzahl an Vordralldüsen systemen korreliert werden können. Aufgrund ihrer universellen Eigenschaften bieten die Korrelationen die Möglichkeit, die hier gewonnenen Daten auf Bedingungen von Gasturbinen unterschiedlicher Konfigurationen zu übertragen. Verbesserungspotenziale zur Erhöhung der Effektivität konnten damit ebenfalls aufgezeigt werden. Neben den so entwickelten Korrelationen, die für zukünftige Untersuchungen als Basis dienen, können letztlich folgende Erkenntnisse für die Entwicklung effizienterer Vordralldüsen systemen hervorgehoben werden:

Bei der Analyse der Genauigkeit der numerischen Voraussagen wurden sehr gute Übereinstimmungen des Durchflussbeiwertes der Düsen mit den Messdaten festgestellt. In der Vordrallkammer ergeben sich jedoch größere Diskrepanzen. Sowohl die Geschwindigkeitsmessungen, die Druckmessungen als auch die Temperaturmessungen zeigen eine Überschätzung des berechneten Vordralls in der Ringkammer um etwa 10% bis 15%. Damit wird deutlich, dass numerische Berechnungen bei der Auslegung von Vordralldüsen systemen weiterhin mit Hilfe von Messdaten oder Korrelationen überprüft werden müssen.

Zur Quantifizierung der Strömungsverluste wurden nicht nur die Durchflussbeiwerte der Düsen und der Receiverbohrungen ermittelt, sondern es wurde auch eine Theorie für die Drehimpulsverluste in der Vordrallkammer entwickelt. Mit den hergeleiteten Zusammenhängen zwischen den Verlustkoeffizienten und der Geometrie werden die konstruktiven Parameter ersichtlich, die für die Strömungsverluste und den Wärmeübergang entscheidend sind. Insbesondere wurde neben der Geometrie des Düsen- und Receiverbohrungseintritts das Verhältnis A_3/A_1 der Austrittsfläche der Receiverkanäle zur Austrittsfläche der Vordralldüsen als Haupteinflussparameter für die Durchflussbeiwerte der Düsen und der Receiverbohrungen identifiziert. Die deutliche Abhängigkeit der Wärmeübergangszahlen am Rotor von der radialen Position der Vordralldüsen und der Receiverbohrungen ist ein weiteres Ergebnis, welches für die Auslegung einer hoch beanspruchten Turbinenscheibe in Betracht gezogen werden muss.

Aus der Darstellung der Druck- und Temperaturkennfelder von Vordralldüsen systemen geht hervor, wie sich die minimal erreichbare Kühllufttemperatur $T_{\text{trel}3}$ in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit u_2 , der Wandtemperatur T_w und des Drucks $p_{\text{trel}3}$ am Bohrungseintritt ändert. Damit wird insbesondere deutlich, dass der konvektive Wärmeübergang für eine genaue Voraussage der Kühllufttemperatur nicht vernachlässigt werden kann.

Schließlich wird ein polytroper Wirkungsgrad η_{p3} zur Auswertung der Effizienz von Vordralldüsen systemen eingeführt. Er zeigt einerseits, dass die maximale Effizienz, nicht wie häufig in der Praxis angenommen, bei einer axialen Anströmung der Receiverbohrungen erfolgt. In den hier betrachteten Konfigurationen wurde das Optimum bei einem leichten Überdrall gefunden. Andererseits führt die Ermittlung von η_{p3} unmittelbar dazu, dass die modernen Vordralldüsen systeme einen deutlich niedrigeren polytropen Wirkungsgrad im Vergleich zu dem einer Turbinenstufe haben. Eine Erhöhung des Wirkungsgrades kann durch einen Drallerzeuger mit einem hohen

Durchflussbeiwert und bei einem hohen dimensionslosen Drehimpuls $C_{IV} = I_1 / (r_1 \dot{m}_{1is} c_{1is})$ an seinem Austritt erreicht werden. Auch die Reduzierung der Vordrallkammerhöhe stellt zwar eine Möglichkeit zur Verbesserung der Effizienz dar, die damit erzielbaren Steigerungen des Wirkungsgrades η_{p3} bleiben aber weniger von Bedeutung gegenüber der potenziellen Erhöhung, die mit einem erhöhten Durchflussbeiwert ($\approx \eta_R$) der Receiverbohrungen erreicht werden. Die Messdaten zeigen, dass infolge der beachtlichen Geschwindigkeitsgradienten in der Vordrallkammer kaum Erhöhungen von η_R für die Receiverkanäle, die aus zylindrischen Bohrungen bestehen, möglich sind. Somit könnte die Frage, welche konstruktive Änderungen zu weiteren Reduzierungen der Druckverluste am Eintritt der Receiverkanäle führen, eine weiterführende Themenstellung sein.

Literaturverzeichnis

- Abramovitz, G.N. (1963): *The Theory of Turbulent Jets*. M.I.T Press, Cambridge Mass.
- Alexiou, A., Hills, N.J., Long, C.A., Turner, A.B. Wong, L.S. und Millward, J.A. (2000): *Discharge coefficients for flow through holes normal to a rotating shaft*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 21, S. 701–709.
- Anderson, J.D. (1965): *Computational Fluid Dynamics*. Mc Graw Hill, New York.
- Benim, A. C., Brillert, D. und Cagan, M. (2004): *Investigation into the Computational Analysis of Direct-Transfer Pre-Swirl Systems for Gas Turbine Cooling*. ASME Paper GT2004-54151.
- Benra, F.-K., Dohmen, H.J. und Schneider, O. (2008): *Application of an Enhanced 1D Network Model to Calculate the Flow Properties of a Pre-Swirl Secondary Air System*. ASME Paper GT2008-50442.
- Bobo, M., Buckland, B. und Stoeckly, E. (1971): *Cooling of turbine rotors in gas turbine engines*. Patent No. US 3 565 545.
- Boussinesq, J. (1877): *Théorie de l'écoulement tourbillant*. Mem. Press. Acad. Sci 22.
- Bragg, S.L. (1960): *Effect of compressibility on the discharge coefficient of orifices and convergent nozzles*. Journal Mechanical Engineering Science, Bd. 2, S. 35–44.
- Bricaud, C., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2005a): *Fluid Flow and Heat Transfer within the Rotating Internal Cooling Air Systems of Gas Turbines 2; Workpackage 4; Deliverable D4.3-1*. ICAS-GT2 Brite Euram Report.
- Bricaud, C., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2005b): *Fluid Flow and Heat Transfer within the Rotating Internal Cooling Air Systems of Gas Turbines 2; Workpackage 4; Particle Tracking Measurements in cooling air pre-swirl system*. ICAS-GT2 Brite Euram Report.
- Bricaud, C., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2005c): *Heat Transfer Measurements at the Rotor Disk of a Direct Transfer Preswirl System*. ISABE 2005: 17th International Symposium on Airbreathing Engines, Munich, Germany.
- Bricaud, C., Richter, B., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2005d): *Stereo PIV measurements in an enclosed rotor-stator system with pre-swirled cooling air*. Experiments in Fluids, Bd. 39, S. 202–212.
- Bricaud, C., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2006): *3D Investigations of the Flow Field in Pre-Swirled Cooling Air Delivery Systems*. ISROMAC 2006: 11th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Hawaii, USA.
- Bricaud, C., Geis, T., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2007): *Measurment and analysis of aerodynamic and thermodynamic losses in pre-swirl system arrangements*. ASME Paper GT2007-27191.

- CFX (2006): *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*. ANSYS CFX Release 11.0.
- Chew, J.W. und Rogers, R.H. (1988): *An integral method for the calculation of turbulent forced convection in a rotating cavity with radial outflow*. Int. J. Heat and Fluid Flow, Bd. 9, S. 37–48.
- Chew, J., Hills, N., Javiya, U., Dullenkopf, K. und Scanlon, T. (2012): *Evaluation of CFD and Coupled Fluid-Solid Modelling for a Direct Transfer Pre-Swirl System*. ASME-Paper GT2012-69056.
- Chew, J. W. (1985): *Effect of Frictional Heating and Compressive Work in Rotating Axisymmetric Flow*. J. Heat Transfer, Bd. 107, S. 984–986.
- Chew, J. W., Hills, N. J., Khalatov, S., Scanlon, T. und Turner, A. B. (2003): *Measurement and Analysis of Flow in a Pre-Swirled Cooling Air Delivery System*. ASME-Paper GT2003-38084.
- Chew, J. W., Hills, N. J., Ciampoli, F. und Scanlon, T. (2005): *Pre-Swirled Cooling Air Delivery System Performance*. ASME-Paper GT2005-68323.
- Ciampoli, F., Hills, N.J., Chew, J. W. und Scanlon, T. (2008): *Unsteady Numerical Simulation of the Flow in a Direct Transfer Pre-Swirl System*. ASME Paper GT2008-51198.
- Daily, J.W. und Nece, R.E. (1960): *Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks*. Journal Basic Engineering, Bd. 82, S. 217–232.
- Daily, J.W., Ernst, W.D. und Asbedian, V.V. (1964): *Enclosed Rotating Disks with Superposed Throughflow: Mean Steady and Periodic Unsteady Characteristics of the Induced Flow*. Dept. of Civil Eng. Hydrodyn. Lab. Massachusetts Inst. of Techn., Rep. No. 64.
- Denecke, J. (2008): *Wechselwirkung von Durchflussverhalten, Drallverlauf und verlustinduzierter Totaltemperaturerhöhung in Labyrinthdichtungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Denecke, J., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2004): *Influence of Preswirl and Rotation on Labyrinth Seal Leakage*. ISROMAC 2004: 10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Hawaii, USA.
- Denecke, J., Dullenkopf, K., Wittig, S. und Bauer, H.-J. (2005): *Experimental investigation of the total temperature increase and swirl development in rotating labyrinth seals*. ASME Paper GT2005-68677.
- Dibelius, G., Radtke, F. und Ziemann, M. (1982): *Experiments on Friction, Velocity and Pressure Distribution of Rotating Discs*. 14. ICHMT Symposium, Dubrovnik.
- Dittmann, M. (2006): *Über die Analogie von Vordralldüsensystem und Labyrinth*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).

- Dittmann, M., Geis, T., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002a): *Discharge Coefficients of a Preswirl System in Secondary Air Systems*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 124, S. 119–124.
- Dittmann, M., Geis, T., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002b): *A Two Orifice Model to Predict the Temperature Reduction of the Cooling Air in a Pre-Swirl System*. ISROMAC 2002: 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Hawaii, USA.
- Dittmann, M., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2003a): *Direct-Transfer Preswirl System: A One Dimensional Modular Characterization of the Flow*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 127, S. 383–388.
- Dittmann, M., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2003b): *Discharge Coefficients of Rotating Short Orifices with Radiused and Chamfered Inlets*. ASME Paper GT2003-38314.
- Dullenkopf, K. (1992): *Untersuchungen zum Einfluß periodisch instationärer Nachlaufströmungen auf den Wärmeübergang konvektiv gekühlter Gasturbinenschaufeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Eckert, E. (1940): *Temperaturmessung in schnell strömenden Gasen*. Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, Bd. 84, S. 813–817.
- Eckert, E. R. G. (1942): VDI-Forschungsh., Bd. 416.
- El-Oun, Z.B. und Owen, J.M. (1988): *Pre-Swirl Blade-Cooling Effectiveness in an Adiabatic Rotor-Stator System*. ASME Paper 88-GT-276.
- Farzaneh-Gord, M., Wilson, M. und Owen, J.M. (2005): *Numerical and Theoretical Study of Flow and Heat Transfer in a Pre-Swirl Rotor-Stator System*. ASME Paper GT2005-68135.
- Franus, D. (2005): *Forecast International; Persönliche Mitteilung*.
- Garcia Villora, N., Dullenkopf, K. und Bauer, H.-J. (2011): *Separation of Particles in the Secondary Air System of Gas Turbines*. ASME Paper GT2011-45080.
- Geis, T. (2002): *Strömung und reibungsinduzierte Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Geis, T., Dittmann, M. und Wittig, S. (2000): *Fluid Flow and heat transfer within the rotating internal cooling air systems of gas turbines; Final Report - Task 4: Cooling air pre-swirl systems*. ICAS-GT Brite Euram Report.
- Geis, T., Ebner, J., Kim, S. und Wittig, S. (2001): *Flow Structures Inside a Rotor-Stator Cavity*. International Journal of Rotating Machinery, Bd. 7, S. 285–300.

- Geis, T., Rottenkolber, G., Dittmann, M., Richter, B., Dullenkopf, K. und Wittig, S. (2002): *Endoscopic PIV-Measurements in an Enclosed Rotor-Stator System with Pre-Swirled Cooling Air*. 11th International Symposium on application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal.
- Geis, T., Dittmann, M. und Dullenkopf, K. (2004): *Cooling Air Temperature Reduction in a Direct Transfer Preswirl System*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 126, S. 809–815.
- General Electric Company (1976): *Labyrinth seal system*. General Electric Company, Lynn, Mass., Patent No. US 3 989 410.
- Goldstein, S. (1935): *On the Resistance to the Rotation of a Disc immersed in a Fluid*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, Bd. 31, S. 232–241.
- Granovskiy, A., Kostege, V., Chernyshev, S. und Vassiliev, V. (2009): *Impact of the pre-swirl nozzle location on the air transfer system (ATS) characteristic*. ASME Paper GT2009-59355.
- Gritsch, M. (1998): *Experimentelle Untersuchungen zum aerothermischen Verhalten nicht-zylindrischer Filmkühlbohrungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Haaser, F., Jack, J. und McGreehan, W. (1987): *Windage Rise and Flowpath Gas Ingestion in Turbine Rim Cavities*. ASME Paper 87-GT-164.
- Hofirek, J. (2003): *Wärmeübergangsmessung auf einer schnell rotierenden Scheibe in einem Vordralldüsensystem*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Hottel, H.C. und Kalitinsky, A. (1945): *Temperature Measurements in High-Velocity Air Streams*. Journal of applied Mechanics, S. A25–A32.
- Idelchik, I.E. (1986): *Handbook of Hydraulic Resistance*. Springer Verlag, Berlin.
- Idris, A., Pullen, R. und Barnes, D. (2004a): *An investigation into the flow within inclined rotating orifices and the influence of incidence angle on the discharge coefficient*. J. Power and Energy, Bd. 218, S. 55–69.
- Idris, A., Pullen, R. und Read, R. (2004b): *The Influence of Incidence Angle on the Discharge Coefficient for Rotating Radial Orifices*. ASME Paper 2004-GT-53237.
- Isles, J. (2008): *SGT5-8000H on target to enter semi-commercial utility service*. Gas Turbine World, Bd. 38, S. 13.
- Jacobsen, K. (1987): *Experimentelle Untersuchungen zum Durchfluß und Wärmeübergang in Durchblick- und Stufenlabyrinthdichtungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).

- Jakoby, R. (1996): *Untersuchung von Ringspaltströmungen mit Taylor-Wirbeln und axialer Durchströmung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Jakoby, R., Geis, T. und Kim, S. (1997): *Discharge Coefficients of Rotating Orifices with Radiused Inlet Corners*. ISABE 1997: 13th International Symposium on Airbreathing Engines.
- Jarzombek, K., Dohmen, H.J., Benra, F.-K. und Schneider, O. (2006): *Flow Analysis in Gas Turbine Pre-Swirl Cooling Air Systems - Variation of Geometric Parameters*. ASME Paper GT2006-90445.
- Jarzombek, K., Benra, F.-K., Dohmen, H.J. und Schneider, O. (2007): *CFD Analysis of Flow in High-Radius Pre-Swirl Systems*. ASME Paper GT2007-27404.
- Jennions, I.K., Sommer, T.P und Vasiliev, V. (1998): *A Numerical Study of Air Transfer from a Stationary to a Rotating System through an Unsealed Cavity*. ASME Paper 98-GT-139.
- Jischa, M. (1982): *Konvektiver Impuls, Wärme- und Stoffaustausch*. Vieweg Verlag, Braunschweig.
- Karabay, H., Chen, J.-X., Pilbrow, R., Wilson, M. und Owen, J.M. (1999): *Flow in a "Cover-Plate" Preswirl Rotor-Stator System*. Journal of Turbomachinery, Bd. 121, S. 160–166.
- Karabay, H., Pilbrow, R., Wilson, M. und Owen, J.M. (2000): *Performance of Pre-Swirl Rotating-Disc Systems*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 122, S. 442–450.
- Karabay, H., Wilson, M. und Owen, J.M. (2001a): *Approximate Solutions for Flow and Heat Transfer in Pre-Swirl Rotating-Disc Systems*. ASME Paper 2001-GT-0200.
- Karabay, H., Wilson, M. und Owen, J.M. (2001b): *Predictions of Effect of Swirl on Flow and Heat Transfer in a Rotating Cavity*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 22, S. 143–155.
- Klaus, M. (2007): *Strömungsinduzierte Schaufelschwingungen in Radialturbinen mit beschau-feltem Spiralgehäuse*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Kolmogorov, A.N. (1941): *The local Structure of Turbulence in incompressible viscous Fluids at very large Reynolds numbers*.
- Kreutz-Ihli, T. (2001): *Strömungsinduzierte Schaufelschwingungen in leitgitterlosen Radialturbinen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Kármán, Th. v. (1921): *Hauptaufsätze über laminare und turbulente Reibung*. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, Band1, Heft 4, S. 233–252.

- Kutz, K.J. und Speer, T.M. (1994): *Simulation of the Secondary Air System of Aero Engines*. ASME Journal of Turbomachinery, Bd. 116, S. 306–315.
- Laurello, V., Fujii, K., Nishimura, H., Ishizaka, K., Yuri, M. und Nakamura, T. (2004): *Measurement and Analysis of an Efficient Turbine Rotor Pump Work Reduction System Incorporating Pre-Swirl Nozzles and a Free Vortex Pressure Augmentation Chamber*. ASME Paper GT2004-53090.
- Laurello, V., Masada, J., Araki, M., Ishizaka, K. und Nakamura, T. (2006): *Correlation of Pre-Swirl Effectiveness with the Turbulent Flow Parameter and Application to the Mitsubishi MF111 Up-Grade*. ASME Paper GT2006-90182.
- Lewis, P., Wilson, M., Lock, G. und Owen, M. J. (2006): *Physical Interpretation of Flow and Heat Transfer in Pre-Swirl Systems*. ASME Paper GT2006-90132.
- Lewis, P., Wilson, M., Lock, G. und Owen, M. J. (2008): *Effect of Radial Location of Nozzles on Performance of Pre-Swirl Systems*. ASME Paper GT2008-50295.
- Lock, G.D., Yan, Y., Newton, P.J., Wilson, M. und Owen, J.M. (2003): *Heat Transfer Measurements Using Liquid Crystal in a Pre-Swirl Rotating-Disc System*. ASME Paper GT-2003-38123.
- Lock, G.D., Wilson, M. und Owen, J.M. (2004): *Influence of Fluid-Dynamics on Heat Transfer in a Pre-Swirl Rotating-Disc System*. ASME Paper GT2004-53158.
- Maeng, D.J., Lee, J.S., Jakoby, R., Kim, S. und Wittig, S. (1998): *Characteristics of Discharge Coefficient in a Rotating Disk System*. ASME J. Engineering Gas Turbines Power Transactions.
- McGreehan, W.F. und KO, S.H. (1989): *Power Dissipation in Smooth and Honeycomb Labyrinth Seals*. ASME Paper 89-GT-220.
- Meierhofer, B. und Franklin, C.J. (1981): *An Investigation of a Preswirled Cooling Airflow to a Turbine Disc by Measuring the Air temperature in the Rotating Channels*. ASME Paper 81-GT-132.
- Melling, A. (1997): *Tracer particles and seeding for particle image velocimetry*. Measurement, Science and Technology, Bd. 8, S. 1406–1416.
- Menter, F.R. (1994): *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, Bd. 32, S. 1598–1605.
- Menter, F.R. und Egorov, Y. (2004): *Revisiting the Turbulent Scale Equation*. IUTAM Symposium; One Hundred Years of Boundary Layer Research; Göttingen.
- Menter, F.R. und Egorov, Y. (2005a): *A Scale-Adaptive Simulation Model using Two-Equation Models*. AIAA Paper 2005-1095.

- Menter, F.R. und Egorov, Y. (2005b): *Turbulence Models based on the Length-Scale Equation*. Fourth International Symposium on Turbulent Shear Flow Phenomena - Paper TSFP4-268.
- Menter, F.R., Kuntz, M. und Bender, R. (2003): *A Scale-Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Predictions*. AIAA Paper 2003-0767.
- Meyfarth, P.F. und Shine, A.J. (1965): *Experimental Study of Flow Through Moving Orifices*. ASME Journal of Basic Engineering.
- Murad, M. (2006): *Optimierung des Messverfahrens zur Bestimmung der Wärmeübergangskoeffizienten an der Rotorscheibe eines Direkt-Transfer Vordralldüsen-systems*. Studienarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Nikuradse, J. (1933): *Strömungsgesetze in rauhen Rohren*. VDI-Forschungsheft, Bd. 4, S. 361.
- Nitsche, W. (1994): *Strömungsmesstechnik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.
- Noll, B. (1993): *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Owen, J.M. (1971): *The reynolds analogy applied to the flow between a rotating and a stationary disc*. J. Heat Mass Transfer, Bd. 14, S. 451–560.
- Owen, J.M. (1988): *An approximate Solution for the Flow Between a Rotating and a Stationary Disc*. ASME paper 88-GT-293.
- Owen, J.M. und Rogers, R.H. (1989): *Flow and heat transfer in rotating-disc systems, volume 1: rotor-stator systems*. Research Studies Press LTD; John Wiley & Sons INC, Taunton, Somerset, England; New York.
- Owen, J.M. und Rogers, R.H. (1995): *Flow and heat transfer in rotating-disc systems, volume 2: rotating cavities*. Research Studies Press LTD; John Wiley & Sons INC, Taunton, Somerset, England; New York.
- Owen, J.M., Pincombe, J.R. und Rogers, R.H. (1985): *Source-sink flow inside a rotating cylindrical cavity*. J. Fluid Mech., Bd. 155, S. 233–265.
- Pilbrow, R., Karabay, H., Wilson, M. und Owen, J.M. (1998): *Heat Transfer in a "Cover-Plate" Pre-Swirl Rotating-Disk System*. ASME Paper 98-GT-113.
- Popp, O., Zimmermann, H. und Kutz, J. (1998): *CFD Analysis of Coverplate Receiver Flow*. Journal of Turbomachinery, Bd. 120, S. 43–49.
- Pratt & Whitney Canada (2002): *Further cooling of pre-swirl flow entering cooled rotor aerofoils*. Pratt & Whitney Canada Corp., Quebec CA, Patent No. US 6 468 032 B2.
- Raffel, M., Willert, C.E. und Kompenhans, J. (1998): *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag, ISBN 3-540-63683-8.

- Rodi, W. (2006): *Randbedingungen und Beschreibung wandnaher Gebiete*. Skriptum zur Vorlesung: Turbulenzmodelle in der Strömungsmechanik.
- Rolls-Royce (1970): *Gas Turbine Engine*. ROLLS-ROYCE Limited, Derby, UK, Patent No. GB 1217807.
- Rudolph, R., Sunshine, R., Woodhall, M. und Haendler, M. (2009): *Innovative Design Features of the SGT5-8000H Turbine and Secondary Air System*. ASME Paper GT2009-60137.
- Samoilovich, G.S. und Morozov, B.I. (1957): *Coefficients of flow through pressure equalizing holes in turbines discs*. Teploenergetika, Bd. 8, S. 16–23.
- Saumweber, C. (2005): *Filmkühlung thermisch hochbelasteter Gasturbinenschaufeln: Möglichkeiten und Grenzen des Einsatzes von Diffusorbohrungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Schlichting, H. und Gersten, K. (1997): *Grenzschicht-Theorie*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg.
- Schneider, O. (2005): *Untersuchungen zum Abscheideverhalten von Partikeln in einem Vordrall-Kühlluftsystem für Gasturbinen*. Dissertation, Institut für Energie- und Umweltverfahrenstechnik, Universität Duisburg-Essen.
- Schneider, O., Dohmen, H.J. und Reichert, A.W. (2002): *Experimental Analysis of Dust Separation in the Internal Cooling Air System of Gas Turbines*. ASME Paper GT-2002-30240.
- Schneider, O., Dohmen, H.J., Benra, F.-K. und Brillert, D. (2003a): *Experimental and Numerical Analysis of the Flow Structure and Dust Separation inside a Pre-Swirl Cooling Air System*. 4Th ASME JSME Joint Fluids Engineering Conference.
- Schneider, O., Dohmen, H.J., Benra, F.-K. und Brillert, D. (2003b): *Investigation of Dust Separation in the Internal Cooling Air System of Gas Turbines*. ASME Paper GT2003-38293.
- Schneider, O., Dohmen, H.J. und Benra, F.-K. (2004a): *Analysis of Dust-Separation Inside a Pre-Swirl Cooling Air System*. ISROMAC 2004: 10th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, Hawaii, USA.
- Schneider, O., Dohmen, H.J., Benra, F.-K. und Brillert, D. (2004b): *Dust-Separation in a Gas Turbine Pre-Swirl Cooling Air System, a Parameter Variation*. ASME Paper GT2004-53048.
- Schneider, O., Benra, F.-K., Dohmen, H.J. und Jarzombek, K. (2005): *A Contribution to the Abrasive Effect of Particles in a Gas Turbine Pre-Swirl Cooling Air System*. ASME Paper GT2005-68188.
- Schneider, T. (2007): *Instationäre Berechnung von Partikelbahnen in Vordralldüsensystemen von Gasturbinen*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).

- Schoen, J. (1951): *Die Temperaturmessung in strömenden Gasen*. Archiv für Technisches Messen, V2165-1.
- Schramm, V. (2011): *Labyrinthdichtungen maximaler Dichtwirkung: Ein Einsatz zur rechnerbasierten Formoptimierung*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Schulz, A. (1986): *Zum Einfluß hoher Freistromturbulenz, intensiver Kühlung und einer Nachlaufströmung auf den äußeren Wärmeübergang einer konvektiv gekühlten Gasturbinenschaukel*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Scricca, J.A. und Moore, K.D. (1997): *Effects of Cooled Cooling Air on Pre-Swirl Nozzle Design*. NASA/CP-98-208527, Seals/Secondary Flows Workshop 1997, Cleveland.
- Smouth, P. (2000): *Experimental and Numerical Investigations of Gas Turbine Internal Cooling Air System Performance*. www.ec.europa.eu/research/growth/aeronautics-days/pdf/.../smouth.pdf.
- Snowsill, G.D. und Young, C. (2005): *Towards Defining Objective Criteria for Assessing the Adequacy of Assumed Axisymmetry and Steadiness of Flows in Rotating Cavities*. ASME Paper GT2005-68539.
- Snowsill, G.D. und Young, C. (2006): *The Application of CFD to Underpin the Design of Gas Turbine Pre-Swirl Systems*. ASME Paper GT2006-90443.
- Sommer, J. (2007): *Numerische Berechnung des instationären Strömungsfeldes in Vordralldüsensystemen unter Einsatz verschiedener Turbulenzmodelle*. Vorstudie zur Diplomarbeit von Sommer (2008), Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Sommer, J. (2008): *Möglichkeiten und Grenzen des SAS Turbulenzmodells für typische Strömungen in Turbomaschinen: Untersuchung an einer Rotor-Stator Kavität*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Stripf, M. (2007): *Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaukeln*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Tennekes, H. und Lumley, J.L. (1994): *A First Course in Turbulence*. MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Gas Turbine World (2009): *Performance Specs, 26 edition*. Gas Turbine World 2009.
- Tomaselli, D. (2007): *Numerische Untersuchungen an unterschiedlichen Vordralldüsensystemen zur Bestimmung relevanter Kennzahlen für die Kühleffektivität*. Diplomarbeit, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- United Aircraft Corporation (1973): *Chamber pressure control using free vortex flow*. United Aircraft Corporation, East Hartford, Conn., Patent No. US 3 768 921.

- United Technologies Corporation (1989): *TOBI*. United Technologies Corporation, Hartford, Conn., Patent No. US 4 822 244.
- Waschka, W. (1991): *Zum Einfluß der Rotation auf das Durchfluß- und Wärmeübergangsverhalten in Labyrinthdichtungen und Wellendurchführungen*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- Weissert, I. (1997): *Numerische Simulation dreidimensionaler Strömungen in Sekundärluftsystemen von Gasturbinen unter besonderer Berücksichtigung der Rotation*. Dissertation, Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe (TH).
- White, F.M. (1974): *Viscous Fluid Flow*. McGraw-Hill Book Comp., New York.
- Wilcox, D.C. (1988): *Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*. AIAA Journal, Bd. 26, S. 1299–1310.
- Willenborg, K., Schramm, V., Kim, S. und Wittig, S. (2002): *Influence of a Honeycomb Facing on the Heat Transfer in a Stepped Labyrinth Seal*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 124, S. 133–139.
- Wilson, M., Pilbrow, R. und Owen, J.M. (1997): *Flow and Heat Transfer in a Preswirl Rotor-Stator System*. Journal of Turbomachinery, Bd. 119, S. 364–373.
- Wittig, S., Kim, S., R., Jakoby und Weissert, I. (1996): *Experimental and Numerical Study of Orifice Discharge Coefficients in High-Speed Rotating Disks*. Journal of Turbomachinery, Bd. 118, S. 400–407.
- Wuest, W. (1969): *Strömungsmesstechnik*. Verlag Fried. Vieweg & Sohn GmbH, Braunschweig.
- Yan, Y., Farzaneh Gord, M., Lock, G.D., Wilson, M. und Owen, J.M. (2003): *Fluid dynamics of a pre-swirl rotor-stator system*. Journal of Turbomachinery, Bd. 125, S. 641–647.
- Zierep, J. (1990): *Grundzüge der Strömungslehre*. Braun Verlag, Karlsruhe.
- Zimmermann, H. (1990): *Some Aerodynamic Aspects of Engine Secondary Air Systems*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 112, S. 223–228.
- Zimmermann, H., Kutz, J. und Fischer, R. (1998): *Air System Correlations : Part 2 - Rotating Holes and Two Phase Flow*. ASME Paper 98-GT-207.

Anhang

A.1 Abschätzung der Rotorreibleistung in einer Ringkammer

Die Rotorreibleistung $W_{1-2}^{v_{\varphi\infty}}$ in einer Ringkammer ohne Vordrall wird hier mit der Eulerschen Leistung $W_{2-6}^{v_{\varphi 2=0}}$ verglichen, welche nötig ist, um die Kühlluft auf die Rotorumfangsgeschwindigkeit u_6 zu beschleunigen. Dafür wird die gleiche Notation wie im Abschnitt 3.1.3 benutzt. Nach der Herleitung einer mittleren axialen Geschwindigkeit $v_{z\infty}$ in der Ringkammer aus dem Kühlluft-Massenstrom \dot{m}_6 :

$$v_{z\infty} = \frac{\dot{m}_6}{2\pi r_m (r_{\max} - r_{\min}) \rho_\infty} \quad (\text{A.1})$$

wird das Leistungsverhältnis:

$$\frac{W_{1-2}^{v_{\varphi\infty=0}}}{W_{2-6}^{v_{\varphi 2=0}}} \approx \frac{0,1676 \rho_\infty v_\infty^{0,2} \frac{r_{\max}^{4,6} - r_{\min}^{4,6}}{4,6} \omega^{2,8}}{2\pi r_m (r_{\max} - r_{\min}) \rho_\infty v_{z\infty} u_6^2} < \frac{0,1676 \rho_\infty v_\infty^{0,2} \frac{r_{\max}^{4,6} - r_{\min}^{4,6}}{4,6} \omega^{2,8}}{2\pi r_m (r_{\max} - r_{\min}) \rho_\infty v_{z\infty} \omega^2 r_m^2}. \quad (\text{A.2})$$

Mit der Annahme $(r_{\max} - r_{\min})/r_m \ll 1$ gilt:

$$r_{\max}^{4,6} - r_{\min}^{4,6} \approx 4,6 r_m^{3,6} (r_{\max} - r_{\min}) + \dots \quad (\text{A.3})$$

Dies führt zu:

$$\frac{W_{1-2}^{v_{\varphi\infty=0}}}{W_{2-6}^{v_{\varphi 2=0}}} < \frac{0,1676 \omega r_m}{2\pi v_{z\infty}} \left(\frac{\omega r_m^2}{v_\infty} \right)^{-0,2} \quad (\text{A.4})$$

Für Kühlluft in der Ringkammer bei 20 bar und 780 K ergibt sich:

$$\left(\frac{\omega r_m^2}{v_\infty} \right)^{-0,2} \approx 0,037 \quad \text{mit} \quad r_m = 0,2\text{m} \quad \text{und} \quad n = 15000 \text{U min}^{-1} \quad (\text{A.5})$$

Unter der Voraussetzung $\frac{\omega r_m}{v_{z\infty}} \approx 100$ kann somit die folgende Schlussfolgerung geschrieben werden:

$$\frac{W_{1-2}^{v_{\varphi\infty=0}}}{W_{2-6}^{v_{\varphi 2=0}}} < 0,027 \cdot 100 \cdot 0,037 \approx 10\% \quad (\text{A.6})$$

A.2 Durchflussbeiwert C_{dR} der Receiverbohrungen nach Yan et al. (2003)

$$C_{dR} = \frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_{3id}} \quad \text{mit:} \quad \dot{m}_{3id} = A_3 \rho_{3id} c_{z3id} \quad (\text{A.7})$$

Dabei ergeben sich ρ_{3id} und c_{z3id} wie folgt:

$$\rho_{3id} = \frac{p_{t1}}{\mathfrak{R}T_{t1}} \left(\frac{p_3}{p_{t1}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad \text{und} \quad c_{z3id} = \sqrt{c_3^2 - c_{t3}^2} \quad (\text{A.8})$$

Mit $c_3^2 = 2c_p(T_{t3} - T_3)$ gilt dann für c_{z3id} :

$$c_{z3id} = \sqrt{2c_p(T_{t3} - T_3) - c_{t3}^2} = \sqrt{2c_p(T_{t1} - T_3) + 2c_p(T_{t3} - T_{t1}) - c_{t3}^2} \quad (\text{A.9})$$

Die Glieder $2c_p(T_{t1} - T_3)$ bzw. $2c_p(T_{t3} - T_{t1})$ in Gl. (A.9) lassen sich mit Hilfe der isentropen Beziehung bzw. mit Hilfe der Eulerschen Gleichung wie folgt ausdrücken:

$$2c_p(T_{t1} - T_3) = 2c_p T_{t1} \left(1 - \left(\frac{p_3}{p_{t1}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right) \quad \text{und} \quad 2c_p(T_{t3} - T_{t1}) = 2(u_3 c_{t3} - u_1 c_{t1}) \quad (\text{A.10})$$

Schließlich gilt Gl. (3.41) für C_{dR} .

A.3 Einfluss der Wärmeleitung auf die Thermoelementtemperatur bei unterschiedlichen Thermoelementlängen l_{TE}

Zur Quantifizierung des Wärmeleitungseffekts auf Mantelthermoelemente in ruhender Luft kann das Thermoelement als ein gerader Stab mit einer mittleren Wärmeleitfähigkeit λ_{TE} betrachtet werden, deren Spitze die Temperatur T_{TE} der Messstelle besitzt, und deren anderes Ende die Temperatur T_w des Gehäuses hat, an dem das Thermoelement befestigt wird. Für die Länge und den Durchmesser des Stabes werden die Länge l_{TE} zwischen der Thermoelementspitze und seiner Befestigungsstelle am Gehäuse sowie der Thermoelement-Durchmesser d_{TE} angenommen. Die Wärmekonvektion zwischen dem Thermoelement und der Luft bei einer Temperatur T_{Gas} wird über eine konstante Wärmeübergangszahl h entlang des gesamten Stabes modelliert. Nach der Integration der Fourieschen Gleichung über der Stablänge ergibt sich Gl. (4.4), die einen Zusammenhang zwischen der Lufttemperatur T_{Gas} und der Temperatur T_{TE} der Thermoelement-Messstelle aufstellt.

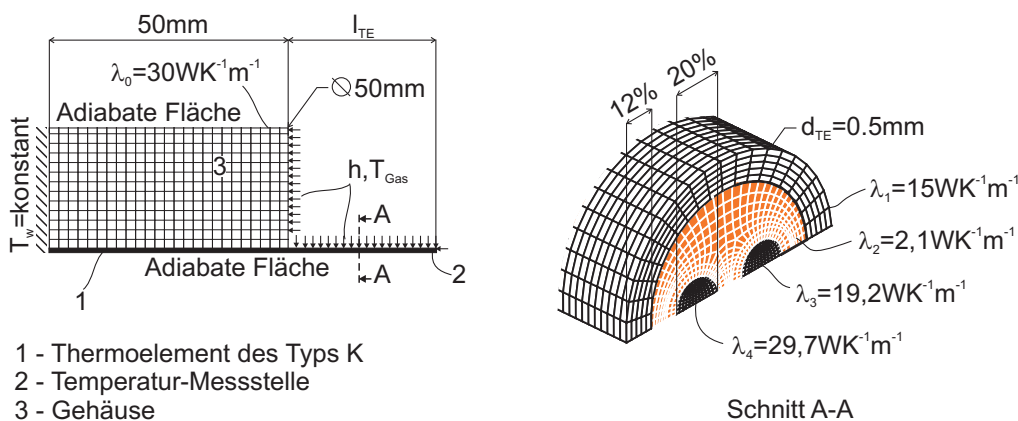


Abb. A.1: FEM-Modell eines eingebetteten Mantelthermoelements des Typs K

Um Gl. (4.4) zu überprüfen, wurde ein dreidimensionales FEM Modell eines eingebetteten Mantelthermoelements aufgesetzt, dessen Randbedingungen in Abb. A.1 dargestellt sind. Dabei wurden auch die spezifischen Wärmeleitfähigkeiten für den metallischen Schutzmantel aus Edelstahl, die pulverförmige Isolation und die Thermodrähte berücksichtigt. Die Abmessungen

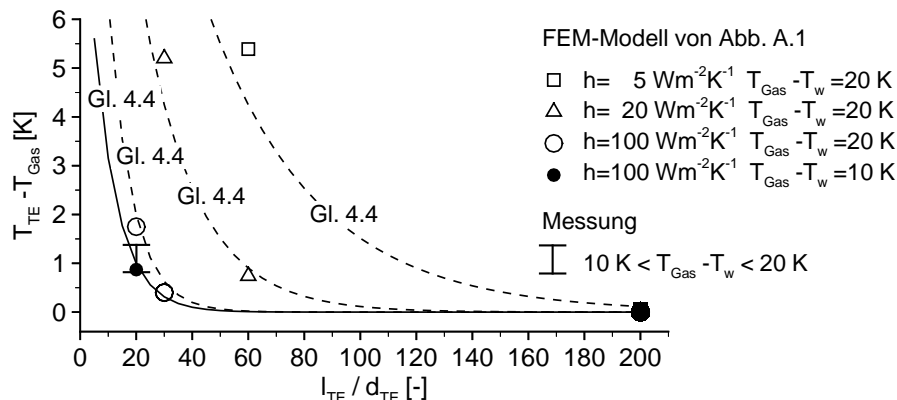


Abb. A.2: Einfluss der Wärmeleitung auf die Thermoelementtemperatur bei unterschiedlichen Thermoelementlängen l_{TE}

und die Wärmeleitfähigkeit einzelner Komponenten des Mantelthermoelements wurden aus den Arbeiten von Nitsche (1994) und Gritsch (1998) übernommen. Beim Einsetzen der Wärmeleitfähigkeit des Schutzmantels für λ_{TE} in Gl. (4.4) wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den FEM Berechnungen und Gl. (4.4) erzielt, wie in Abb.A.2 gezeigt. Ein Vergleich der von unterschiedlich langen Thermoelementen angezeigten Temperaturen ermöglichte es zusätzlich, einen Messpunkt in Abb. A.2 einzutragen. Für üblicherweise am Testanfang beobachtete Temperaturdifferenzen $T_{ref} - T_w$ zwischen 10 K und 20 K und einen Wärmeübergangskoeffizienten $h = 100 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, was etwa der Nußelt-Zahl $Nu = (h d_{TE})/\lambda = 2$ einer Kugel unter Freikonvektion bei dem Temperatur- und Druckniveau des Prüfstandes entspricht, liegt der Messpunkt auf den theoretischen Linien von Abb. A.2.

A.4 Details des Verfahrens zur Auswertung der Wärmeübergangsmessungen

A.4.1 Randbedingungen des FE-Modells

Hier werden die einzelnen Randbedingungen beschrieben, die im FE-Modell der Rotorscheibe eingesetzt wurden (vgl. Abschnitt 4.8.2). Mit der Voraussetzung einer tangentialen Geschwindigkeit $u/2$ in der Spalte zwischen der Fläche W2 und dem Stator kann die gleiche adiabate Wandtemperatur für die stationären und rotierenden Flächen in der Spalte erwartet werden, so lange der gleiche Rückgewinn-Faktor für beiden Flächen angenommen wird. Da die Sonden T_{71} und T_{72} möglicherweise die Temperatur zwischen der adiabaten Wandtemperatur des Stators und der Totaltemperatur der Luft messen, wird Gl. (A.11) aus Vereinfachung für die Referenzgastemperatur T_{aw} der Zone W2 eingesetzt. Da in Zone W3 keine Messdaten über die Lufttemperatur zu Verfügung stehen, wird dort die Gastemperatur $T_{aw,i=1}$ so angepasst, dass die in der Zone W3 gemessene Metalltemperatur $T_{ref,i=1}$ im FE-Modell getroffen wird. Zugleich wird auch in diesem Bereich ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient h angenommen, welcher aus einer Korrelation für eine turbulente Grenzschicht einer frei rotierenden Scheibe bestimmt wird (vgl. Gl. (A.14)). Ähnlicherweise wie für Fläche W2 wird die gleiche adiabate Wandtemperatur für die rotierenden und nicht rotierenden Flächen in der Zone W4 angenommen. Als Konsequenz werden die Messwerte T_{9k} (siehe Abschnitt 4.5.3.5) übernommen und zwischen den einzelnen Sonden linear interpoliert (vgl. Gl. (A.15)). Mangels Instrumentierung in der Bohrung der Rotorscheibe für die Wärmeübergangsmessungen wird für die Größe T_{aw} der Zone W5 die möglichst minimale Temperatur angenommen, welche durch die Referenztemperatur (Gl. (A.17)) der Zone W1 bei der radialen Position r_2 der Bohrung abgeschätzt wird. In den Ringkammern Q und R von Abb. 4.3(d) sind aufgrund der Abmessungen niedrige Geschwindigkeiten im absoluten Bezugssystem zu erwarten. Als Konsequenz können die relativen Geschwindigkeiten w in den Zonen W6 und W7 mit der Rotorgeschwindigkeit $u = \omega r$ angenähert werden. Beim Einsetzen des Rückgewinn-Faktors der turbulenten Grenzschicht einer ebenen Platte werden die Referenzgastemperaturen T_{aw} für die Fläche W6 und W8 aus der Messwerten T_{103} und T_{101} (siehe Abschnitt 4.5.3.2) bestimmt, wie Gl. (A.19) und Gl. (A.23) es beschreiben. Jedoch führt die Anwendung der Messwerte T_{102} in der Zone W7 zu keiner Lösung für Wärmeübergangskoeffizienten auf dieser Fläche. Mit Gl. (A.21) für T_{aw} in der Zone W7 ergeben sich Wärmeübergangskoeffizienten von physikalisch korrekter Größenordnung sowohl auf der Rückseite der Rotorscheibe als auch am Austritt der Receiverbohrung. Wie in der Zone W3 ist die Lufttemperatur in der Zone W9 unbekannt. Die Gastemperatur $T_{aw,i=2}$ wird dann angepasst bis eine dort gemessene Rotortemperatur $T_{w,i}$ mit dem FE-Modell übereinstimmt. Dabei wird die gleiche Korrelation für die Wärmeübergangskoeffizienten wie in der Zone W3 benutzt und es wird kontrolliert, dass der erhaltene Wert $T_{aw,i=2}$ zwischen der Gastemperatur der Zone W8 und der Umgebungstemperatur T_{Um} des Labors bleibt. Im Folgenden sind außerdem $h(h_{i,j}, r, \varphi)$, $h(h_{i,j}, z, \theta)$, $h(h_{i,j}, r)$ und $T_{aw}(T_{9k}, z)$ Funktionen, die im Anhang A.4.2 definiert sind.

Zone W1	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	$h_{i,j}$	
Referenzlufttemperatur	T_{aw} nach Gl. (4.5)	
Wärmeübergangszahl	h nach Gl. (4.6)	
Zone W2	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	h_i	
Referenzlufttemperatur	$T_{aw} = \frac{T_{71} + T_{72}}{2}$	(A.11)
Wärmeübergangszahl	$h = h(h_{i,r})$	(A.12)
Zone W3	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	$T_{aw,i=1}$	
Referenzlufttemperatur	$T_{aw} = T_{aw,i=1}$	(A.13)
Wärmeübergangszahl nach Northrop (1988)	$h = \frac{\lambda}{b} 0.0197(n+2)(n+2.6)^{-0.8} Pr^{0.6} Re_{\phi}^{0.8}$ mit $b = 0,2 \text{ m}$ und $n = 1$	(A.14)
Zone W4	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	$h_{ref,i=19}$	
Referenzlufttemperatur	$T_{aw} = T_{aw}(T_{9k}, z)$ mit $k = 1, \dots, 5$	(A.15)
Wärmeübergangszahl	$h = h_{ref,i=19}$	(A.16)
Zone W5	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	$h_{i,j}$	
Referenzlufttemperatur	$T_{aw} = \frac{T_{21} + T_{22} + T_{23}}{3} - \frac{c_{t2}^2}{2c_p} + Pr^{\frac{1}{3}} \frac{(c_{t2} - \omega r_2)^2}{2c_p}$	(A.17)
Wärmeübergangszahl	$h = h(h_{i,j}, z, \theta)$	(A.18)
Zone W6	vgl. Abb. 4.13	
Gesuchte Größe	h_i	
Referenzlufttemperatur	$T_{aw} = T_{103} + Pr^{\frac{1}{3}} \frac{(\omega b_4)^2}{2c_p}$ mit $b_4 = 0,234 \text{ m}$	(A.19)
Wärmeübergangszahl	$h = h(h_{i,r})$	(A.20)

	Zone W7	vgl. Abb. 4.13	
	Gesuchte Größe	$h_{,i}$	
Referenzlufttemperatur		$T_{aw} = \frac{T_{101} + T_{102} + T_{103}}{3} + \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \frac{(\omega b_3)^2}{2c_p}$	(A.21)
		mit $b_3 = 0,220 \text{ m}$	
Wärmeübergangszahl		$h = h(h_{,i}, r)$	(A.22)
	Zone W8	vgl. Abb. 4.13	
	Gesuchte Größe	$h_{,i}$	
Referenzlufttemperatur		$T_{aw} = T_{101} + \text{Pr}^{\frac{1}{3}} \frac{(\omega b_2)^2}{2c_p}$	mit $b_2 = 0,206 \text{ m}$ (A.23)
Wärmeübergangszahl		$h = h(h_{,i}, r)$	(A.24)
	Zone W9	vgl. Abb. 4.13	
	Gesuchte Größe	$T_{aw, i=2}$	
Referenzlufttemperatur		$T_{aw} = \frac{T_{Um} - T_{aw, i=2}}{b_{min} - b_1} (r - b_1) + T_{aw, i=2}$	(A.25)
		mit $b_{min} = 0,030 \text{ m}$ und $b_1 = 0,2 \text{ m}$	
Wärmeübergangszahl nach Northrop (1988)		$h = \frac{\lambda}{b} 0,0197(n+2)(n+2,6)^{-0,8} \text{Pr}^{0,6} \text{Re}_\phi^{0,8}$	(A.26)
		mit $b = 0,2 \text{ m}$ und $n = 1$	

A.4.2 Bilineare Interpolation

Um eine bilineare Interpolation der Referenzwerte $\zeta_{i,j}$ auf einer Zone W_n des FE-Modells (siehe Abb. 4.13) durchzuführen, werden zuerst einzelne Punkte der entsprechenden Flächen W_n mit Hilfe kurvilinearere Koordinaten ψ und ξ identifiziert. Die Referenzpunkte werden dann bei gewählten Koordinaten ψ_i und ξ_j so platziert, dass sie ein zweidimensionales strukturiertes Gitter ($i = [1, i_{\max}]$ und $j = [1, j_{\max}]$) der Fläche W_n bilden (siehe Abb. A.3). Demzufolge kann für jeden Punkt der Fläche W_n eine Gruppe von vier Referenzknoten (i, j) , $(i + 1, j)$, $(i, j + 1)$ und $(i + 1, j + 1)$ zugewiesen werden. Dadurch kann die Größe ζ beliebiger Punkte (ψ, ξ) der Fläche W_n aus den Referenzwerten $\zeta_{i,j}$ wie folgt interpoliert werden:

$$\zeta = \zeta(\zeta_{i,j}, \psi, \xi) = \frac{\zeta_{b,i,j} - \zeta_{a,i,j}}{\xi_{j+1} - \xi_j} (\xi - \xi_j) + \zeta_{a,i,j} \quad (\text{A.27})$$

$$\text{mit } \zeta_{a,i,j} = \frac{\zeta_{i+1,j} - \zeta_{i,j}}{\psi_{i+1} - \psi_i} (\psi - \psi_i) + \zeta_{i,j} \quad \text{und} \quad \zeta_{b,i,j} = \frac{\zeta_{i+1,j+1} - \zeta_{i,j+1}}{\psi_{i+1} - \psi_i} (\psi - \psi_i) + \zeta_{i,j+1}$$

Für eine lineare Interpolation in einer einzigen Richtung vereinfacht sich Gl. (A.27) in:

$$\zeta = \zeta(\zeta_i, \psi) = \frac{\zeta_{i+1} - \zeta_i}{\psi_{i+1} - \psi_i} (\psi - \psi_i) + \zeta_i \quad (\text{A.28})$$

In dieser Arbeit entspricht je nach betrachteter Zone W_n die Größe ζ entweder dem lokalen Wärmeübergangskoeffizienten h oder der Referenzlufttemperatur T_{aw} , während die kurvilinearen Koordinaten ψ und ξ die Radial-, Axial- oder Winkelkoordinaten r, z, φ und θ (siehe Abb. 4.13) darstellen.

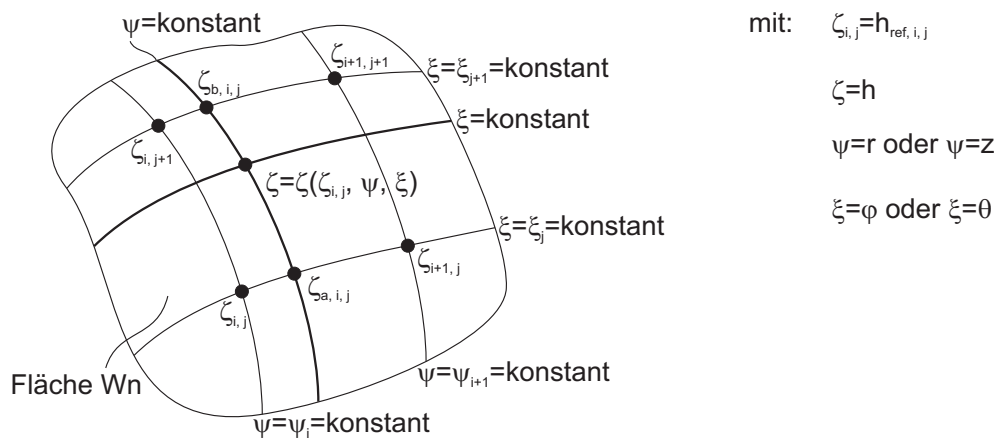


Abb. A.3: Hilfsgitter zur Interpolation einer Größe ζ auf einer Fläche W_n des FE-Modells

A.5 Bestimmung der Messgenauigkeit

A.5.1 Strömungsgeschwindigkeit

Wenn angenommen wird, dass sich der relative Messfehler $\Delta v_x/v_x$ für die Hauptkomponente der Geschwindigkeit (siehe Richtung von v_x in Abb. 4.6(c)) aus der Unsicherheit des Zeitintervalls ($\Delta t = 0,01 \mu s$), der Bestimmung der Partikelverschiebung ($\Delta d_{\text{Pixel}} = 0,1 \text{ Pixel}$) sowie aus der Genauigkeit der räumlichen Kalibrierung $\Delta G_{\text{Kalib.}}$ abschätzen lässt, gilt näherungsweise für $\Delta v_x/v_x$:

$$\frac{\Delta v_x}{v_x} \approx \underbrace{\frac{\Delta v}{v}}_{\geq 3\%} \geq \underbrace{\frac{\Delta G_{\text{Kalib.}}}{G_{\text{Kalib.}}}}_{0,7\%} + \underbrace{\frac{\Delta d_{\text{Pixel}}}{d_{\text{Pixel}}}}_{1,3\%} + \underbrace{\frac{\Delta t}{t}}_{1\%} \quad \text{mit} \quad v = \frac{G_{\text{Kalib.}} \cdot d_{\text{Pixel}}}{dt} \quad (\text{A.29})$$

In Gl. (A.29) entspricht die angenommene Unsicherheit $\Delta d_{\text{Pixel}} = 0,1 \text{ Pixel}$ nur der minimalen Partikelbewegung, die das Auswertungsprogramm DaVis über eine Kreuzkorrelation auflösen kann. Potenzielle Fehler bei der Ermittlung der Partikelverschiebungen, die insbesondere wegen einer niedrigen Bildqualität auftreten können, sind dabei nicht berücksichtigt. Des weiteren wird in der Abschätzung von $\Delta G_{\text{Kalib.}}$ ein Ablesefehler des Autors beim Bestimmen des Abstands zwischen zwei benachbarten Markierungen der Kalibrierungsplatte von $0,4 \text{ mm}/60 \text{ mm} = 0,67\%$ sowie ein Erkennungsfehler der Markierungen durch das Auswertungsprogramm DaVis von $0,5 \text{ Pixel}$ angenommen. Um eine Genauigkeit $\Delta v_x/v_x$ des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes für eine Rotorwinkelposition nahe dem minimalen 3% Fehler von Gl. (A.29) zu erhalten, wurden die endgültigen Geschwindigkeitsfelder aus der Mittelung von 100, bzw. 200 Bildern für die Messungen mit Feststoffpartikel bzw. mit Flüssigpartikeln (siehe Abschnitt 4.7) ermittelt. Trotzdem zeigte eine Vorausschätzung, dass die mit 100 Bildern gewonnenen Geschwindigkeitskomponenten v_x lokal um etwa 2% des Werts abweichen können, der aus 300 Bildern berechnet wurde. Aufgrund dieser Restunsicherheit allein kann der relative Messfehler $\Delta v_x/v_x$ größer als 3% sein. Die ausgewertete mögliche Abweichung von 2% wurde somit verwendet, um die Größenordnung dieser Restunsicherheit zu bestimmen. Demzufolge wird ein endgültiger mittlerer Messfehler $\Delta v_x/v_x$ gleich oder kleiner als $3\% + 2\% = 5\%$ erwartet.

Aus $\Delta v_x/v_x$ können dann die relativen Unsicherheiten der radialen, tangentialen und axialen Komponente der Strömungsgeschwindigkeit vereinfacht hergeleitet werden. Mit den Voraussetzungen, dass Δv_x gleich Δv_z (siehe Orientierung des Koordinatensystems x, y, z in Abb. 4.6(c)) und dass die Geschwindigkeitskomponente v_x etwa um den Faktor 10 höher als v_y und v_z ist, ergibt sich ein Relativmessfehler $\Delta v_z/v_z$ um den Faktor 10 größer als $\Delta v_x/v_x$. Aufgrund des Winkels von ca. 34° zwischen den beiden CCD-Kameras wird Δv_y mit $\Delta v_y \approx \Delta v_x / \tan(17^\circ) \approx 3\Delta v_x$ angenähert. Nach weiteren Berechnungsschritten, die bereits in Bricaud et al. (2006) beschrieben wurden, gilt für die Relativmessfehler der radialen, tangentialen und axialen Geschwindigkeitskomponenten:

$$\frac{\Delta v_r}{v_r} \approx \frac{30}{1 + \dots} \frac{\Delta v_x}{v_x}, \quad \frac{\Delta v_\varphi}{v_\varphi} \approx \frac{\Delta v_x}{v_x}, \quad \frac{\Delta v_z}{v_z} \approx 10 \frac{\Delta v_x}{v_x} \quad (\text{A.30})$$

Gl. (A.30) verdeutlicht, dass die Unsicherheit für die radiale und axiale Komponente in dem gewählten Stereo-PIV-Aufbau eine Größenordnung höher als für die tangential Richtung ist.

A.5.2 Wärmeübergangszahl

Vor der Ermittlung des mittleren Messfehlers $\Delta h/h$ soll zuerst klargestellt werden, dass der Fehler $\Delta h/h$ an den erhaltenen Wärmeübergangszahlen der Fläche W1 erheblich ortsabhängig ist. Am Eintritt der Receiverbohrung oder an den Grenzen mit den Flächen W2 und W4 bleiben die potenziellen Fehler $\Delta h/h$ aufgrund eines dreidimensionalen Wärmestromfeldes und vereinfachter Randbedingungen der Zone W2, W4 und W5 am größten. Zwar würde eine feinere Auflösung der Wandtemperaturmessung hauptsächlich in den Zonen mit hohen Temperaturgradienten die Erfassung der Extreme drastisch verbessern. Jedoch wären die über Teilflächen gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten wenig betroffen, da die Temperaturgradienten sehr lokal auftreten.

Um eine mittlere Genauigkeit der gemessenen Wärmeübergangszahlen zu bestimmen, kann der mittlere Messfehler $\Delta h/h$ als die Summe der Fehler auf dem wandnormalen Wärmestrom ($\Delta q_w/q_w$) und auf der treibenden Temperaturdifferenz ($\Delta(T_w - T_{aw})/(T_w - T_{aw})$) gebildet werden (siehe Gl. (A.31)).

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta q_w}{q_w} + \frac{\Delta(T_w - T_{aw})}{T_w - T_{aw}} \quad \text{mit:} \quad (\text{A.31})$$

$$\frac{\Delta q_w}{q_w} = \frac{\Delta s_R}{s_R} + \frac{\Delta \lambda_R}{\lambda_R} + \frac{\Delta(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})}{\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}}} \quad \text{und} \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{\Delta(T_w - T_{aw})}{T_w - T_{aw}} = \frac{\Delta T_{t2}}{T_w - T_{aw}} + \frac{(\text{Pr}^{1/3}(c_{t2} - u_2) - c_{t2})\Delta c_{t2}}{c_p(T_w - T_{aw})} + \frac{\text{Pr}^{1/3}(c_{t2} - u_2)\Delta u_2}{c_p(T_w - T_{aw})} \quad (\text{A.33})$$

In Gl. (A.32) wird $\Delta q_w/q_w$ aus der Unsicherheit über die Wärmeleitung ($\Delta \lambda_R/\lambda_R \approx 2\%$) und die Dicke ($\Delta s_R/s_R \approx 0,3\%$) der Rotorscheibe sowie aus dem mittleren Messfehler der axialen Oberflächentemperaturdifferenz ($\Delta(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})/(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})$) hergeleitet. Zum einen ist $\Delta(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})$ das Ergebnis der Kalibrierung der einzelnen im Rotor eingebetteten Thermoelemente, die mit einer Genauigkeit unter 1 K ($\approx 0,5$ K) kalibriert wurden (vgl. Kapitel 4.5.4). Zum anderen addieren sich dazu die Unsicherheit der axialen Positionen der Thermoelemente in der Nut. Dieser Fehler wurde mit Hilfe der eindimensionalen Fourierschen Gleichung für einen mittleren Wärmestrom q_w von 9 kWm^{-2} bei maximal 1 K abgeschätzt. Mit einer maximalen absoluten Ungenauigkeit $\Delta(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})$ von $2(1 + 0,5) = 3$ K wird $\Delta q_w/q_w$ gleich 10%. Da aber die Wahrscheinlichkeit, dass die Thermoelemente der Zonen W1 und W7 gleichzeitig die maximalen Abweichungen vorweisen, eher klein bleibt, ist eine mittlere Ungenauigkeit $\Delta q_w/q_w$ von 5% mit einem Temperaturmessfehler $\Delta(\bar{T}_{w\text{ZoneW1}} - \bar{T}_{w\text{ZoneW7}})$ von 1 K realistischer.

Der Hauptteil der Messfehler $\Delta h/h$ ist dennoch auf die Bestimmung der Referenzlufttemperatur T_{aw} nach Gl. (4.5) zurückzuführen. Mit den angenommenen Messfehlern für die Drehzahl $n = u_2/(2\pi r_2)$ von 20 Umin^{-1} , für den Vordrall c_{t2} von $\Delta c_{t2}/c_{t2} = 5\%$ und für die Totaltemperatur T_{t2} in der Vordrallkammer von $\Delta T_{t2} = 1$ K ergibt sich eine mittlere Ungenauigkeit $\Delta(T_w - T_{aw})/(T_w - T_{aw})$ von 17% nach Gl. (A.33). Je nach Betriebspunkt kann jedoch die Größe von 0,08% bis zu 38% variieren, wobei die höchsten relativen Fehler bei niedriger Drehzahl und hohen Druckverhältnissen auftreten. Wie es später gezeigt wird, sind diese Betriebspunkte durch hohe Wärmeübergangszahlen h und niedrigen Temperaturdifferenzen $T_w - T_{aw}$ auf der

Fläche W1 charakterisiert. Schließlich wird nach Gl. (A.31) ein mittlerer Messfehler $\Delta h/h$ kleiner als $5\%+17\%=22\%$ erwartet.

A.6 Geometrische Parameter der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsensysteme

Parameter (vgl. Abb. 4.1)	Einheit	G-A3/A1=1,6	G-A3/A1=1,6-11 %	G-A3/A1=1,6-15 %	G-A3/A1=1,6-smin	G-A3/A1=1,6-smin-15 %	G-A3/A1=1,6-smax	G-A3/A1=1,6-smax-15 %
Vordralldüse								
Bauart		B	B	B	B	B	B	B
α	°	20	20	20	20	20	20	20
$\varepsilon_1 = \sqrt{A_1 N_V} / (2\pi r_1 \sin \alpha)$	–	0,18	0,18	0,18	0,18	0,18	0,17	0,17
l_N / d_1	–	2,25	2,25	2,25	2,25	2,25	2,25	2,25
Receiverbohrung								
$\varepsilon_3 = \sqrt{A_3 N_R} / (2\pi r_2)$	–	0,08	0,11	0,15	0,08	0,15	0,08	0,15
r_R / d_3 - Standard	–	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
r_R / d_3 - Variante 1	–	0,30	–	–	0,30	–	0,30	–
c_R / d_3 - Variante 2	–	0,30	–	–	–	–	–	–
l_R / d_3	–	4,00	5,66	8,00	4,00	8,00	4,00	8,00
Vordrallkammer								
A_3 / A_1	–	1,56	1,58	1,56	1,56	1,56	1,56	1,56
$(r_1 - r_2) / d_1^{(1)}$	–	0,21	0,21	0,21	0,05	0,05	1,21	1,21
r_1 / r_2	–	1,01	1,01	1,01	1,00	1,00	1,04	1,04
d_3 / d_1	–	1,25	0,85	0,63	1,25	0,63	1,25	0,63
s / d_1	–	1,25	1,25	1,25	0,63	0,63	3,00	3,00
h / d_1	–	5,85	5,85	5,85	5,85	5,85	5,85	5,85
$(r_{\max} - r_2) / d_1$	–	3,80	3,80	3,80	3,80	3,80	3,80	3,80
r_2 / d_1	–	27,50	27,50	27,50	27,50	27,50	27,50	27,50

Für alle Konfigurationen gilt $r_2 = 220$ mm

(1): Die von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsen sind zusätzlich radial orientiert, so dass die Achse der Düsen den Rotor bei der radialen Position der Receiverbohrungen treffen. Aus diesem Grund ist der Radius r_1 größer als r_2 .

Tab. A.1: Geometrische Parameter der von Geis et al. (2000) untersuchten Vordralldüsensysteme

A.7 Verwendete Messdaten zur Herleitung der Korrelation für η_R^{rd015}

Aufgrund der in der Literatur beobachteten abklingenden Wirkung der Bohrungsanzahl und des Eintrittsradius für $N_R \geq 12$ und $r_R/d_3 \geq 0,15$ (siehe Dittmann et al. (2002a) und Dittmann (2006)) wurde in dieser Arbeit angenommen, dass das Flächenverhältnis A_3/A_1 der Hauptparameter ist, der den hohen Wert für η_R verursacht. Deshalb wurden die Daten von Geis et al. (2000) zur Herleitung der Korrelation Gl. (6.9) verwendet, obwohl die in Abb. A.4 dargestellte Konfiguration von Geis et al. (2000) weniger Receiverbohrungen ($N_R = 12$ gegen $N_R = 48$ in den hier untersuchten Konfigurationen) mit einem größeren Eintrittsradius r_R/d_3 haben.

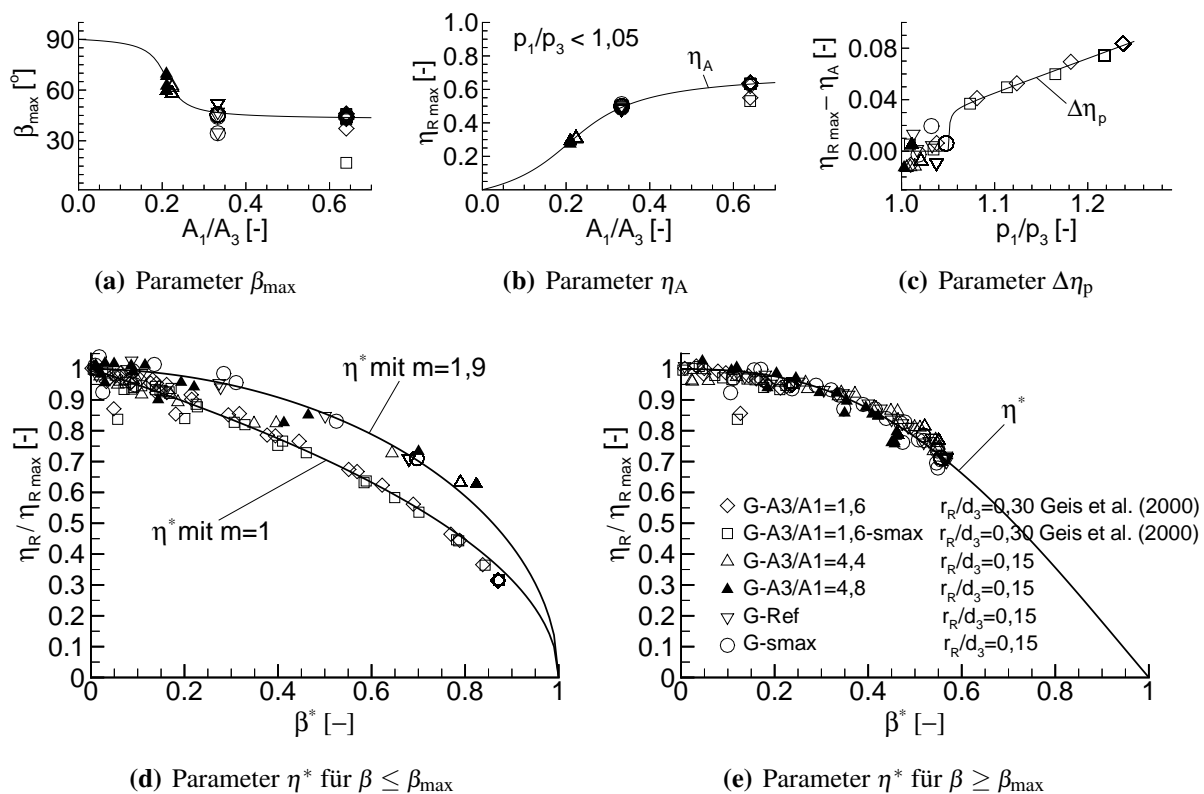


Abb. A.4: Herleitung der Korrelation Gl. (6.9) für η_R aus gewählten Messdaten

A.8 Berechnete Strömungsverluste am Bohrungsaustritt

Trotz einer groben Vernetzung des Austrittsplenums (siehe Abschnitt 5.1) werden die numerischen Ergebnisse dieser Arbeit zur Quantifizierung der Strömungsverluste am Bohrungsaustritt herangezogen. Nach Untersuchung des berechneten Strömungsfeldes wird ersichtlich, dass der Bohrungsquerschnitt, der sich in einem Abstand $3,9 d_3$ vom Eintritt der Receiverbohrungen und $0,1 d_3$ vom Austritt befindet, eine geeignete Stelle zur Ermittlung des gesamten Strömungsverlustes ist, der durch die Einströmung der Luft in die rotierenden Bohrungen induziert wird. Bei einem Abstand von $3,9 d_3$ vom Eintritt ist nämlich die Strömungsgeschwindigkeitsverteilung in den rotierenden Bohrungen am homogensten und die Wandreibung kann noch gegenüber den Eintrittsverlusten vernachlässigt werden. Außerdem sind bei einem Abstand von $0,1 d_3$ vom Austritt die Strömungsverluste, die beim Verlassen der Bohrung entstehen, kaum bemerkbar. Um die Austritt- von den Eintrittsverlusten zu trennen, wurde daher die zur axialen Richtung normale Fläche $A_{Bo1}^{zd=3,9}$ bei einem axialen Abstand von $z/d_3=3,9$ in der Receiverbohrung Bo1 definiert (vgl. Abb. 5.8 und Abb. A.5). Bei jedem Zeitschritt Δt (vgl. Abschnitt 5.1.1) wurde anhand einer sogenannten *User Defined Function* im kommerziellen Programm ANSYS CFX der über die Fläche $A_{Bo1}^{zd=3,9}$ gemittelte statische Druck berechnet. Der so erhaltene statische Druck wurden dann über $N_Z=160$ Zeitschritte Δt (was einer Rotorbewegung von zirka 125° bei $n=6000 \text{ Umin}^{-1}$ entspricht) arithmetisch gemittelt, um den zeitlich unabhängigen mittleren statischen Druck $p_{Bo1}^{zd=3,9}$ zu bestimmen:

$$p_{Bo1}^{zd=3,9} = \frac{1}{N_Z} \sum_1^{N_Z} \frac{1}{A_{Bo1}^{zd=3,9}} \int_{A_{Bo1}^{zd=3,9}} p dA \approx \frac{1}{N_Z \Delta t} \int_0^{N_Z \Delta t} \frac{1}{A_{Bo1}^{zd=3,9}} \int_{A_{Bo1}^{zd=3,9}} p dA dt \quad (\text{A.34})$$

Beim Ersetzen von p_3 durch $p_{Bo1}^{zd=3,9}$ zur Berechnung von η_R (vgl. Gl. (6.4) und Gl. (6.5)) wurde die Größe $\eta_R^{zd=3,9}$ hergeleitet und in Abb. A.5 mit dem numerisch vorausgesagten Verlustkoeffizienten η_R verglichen. Der Unterschied zwischen $\eta_R^{zd=3,9}$ und η_R wird hier benutzt, um den Effekt der Scherströmung im Austrittsplenum zu quantifizieren.

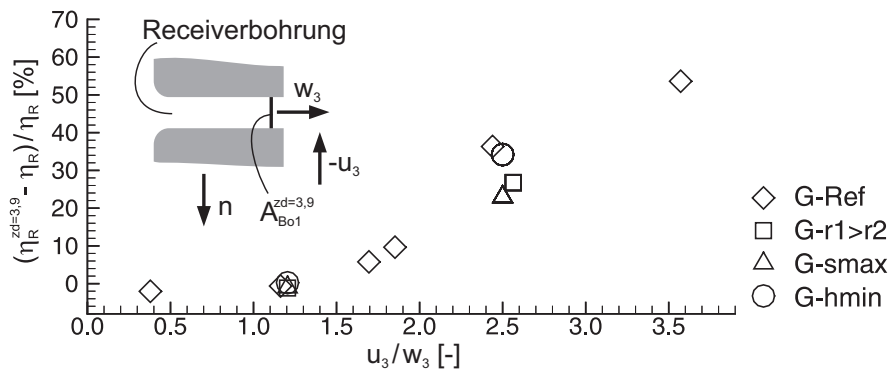


Abb. A.5: Einfluss der Scherströmung am Austritt der Receiverbohrungen auf η_R (Ergebnisse aus den CFD-SST-Berechnungen)

A.9 Totaldruck $p_{\text{trel}3}$ in den Receiverbohrungen: Vergleich von Gl. (6.13) mit den CFD-SST-Berechnungen

In den CFD-Modellen kann der Totaldruck der Kühlluft direkt berechnet werden, indem wie in Anhang A.8 der über den Querschnitt $A_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}$ flächengemittelte Totaldruck $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ bestimmt wird:

$$p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9} = \frac{1}{N_Z} \sum_1^{N_Z} \frac{1}{A_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}} \int_{A_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}} p_{\text{trel}} dA \approx \frac{1}{N_Z \Delta t} \int_0^{N_Z \Delta t} \frac{1}{A_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}} \int_{A_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}} p_{\text{trel}} dA dt \quad (\text{A.35})$$

Der Totaldruck $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ wird als Referenz zur Überprüfung der eindimensionalen Berechnungsmethode des Totaldrucks $p_{\text{trel}3}$ dienen. Gl. (6.13) ermöglicht es, aus den numerisch vorausgesagten Strömungsfeldern zwei Annäherungen für den Totaldruck kurz vor dem Bohrungsaustritt zu berechnen. Die erste Annäherung $p_{\text{trel}3} = f(p_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}, \eta_R)$ wird mit dem Verlustkoeffizienten η_R erhalten, der nach Abschnitt 6.1.2.4 die Strömungsverluste am Austritt der Bohrungen mit berücksichtigt (siehe Gl. (6.13) für die Definition der Funktion f). In der zweiten Annäherung $p_{\text{trel}3} = f(p_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}, \eta_R^{\text{zd}=3,9})$ wird der Verlustkoeffizient $\eta_R^{\text{zd}=3,9}$ eingesetzt, der die Strömungsverluste am Austritt der Bohrungen ausschließt. Sowohl $\eta_R^{\text{zd}=3,9}$ als auch η_R ergeben sich allein aus den numerischen Daten. Für beide Annäherungen wurden außerdem die von den CFD-Modellen berechneten Gr o en p_1 , $T_{12} = T_1$, $p_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}$ und $T_{\text{trel}3}$ verwendet. Der Vergleich beider Annäherungen von $p_{\text{trel}3}$ mit dem Referenzdruck $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ ist in Abb. A.6 zu sehen.

Die beste Übereinstimmung mit dem Totaldruck $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ wird für die Annäherung erhalten, die mit $\eta_R^{\text{zd}=3,9}$ berechnet wurde, da $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ dem Totaldruck an einer Stelle in der Bohrung entspricht, wo die Strömungsverluste des Bohrungsaustritts noch nicht feststellbar sind.

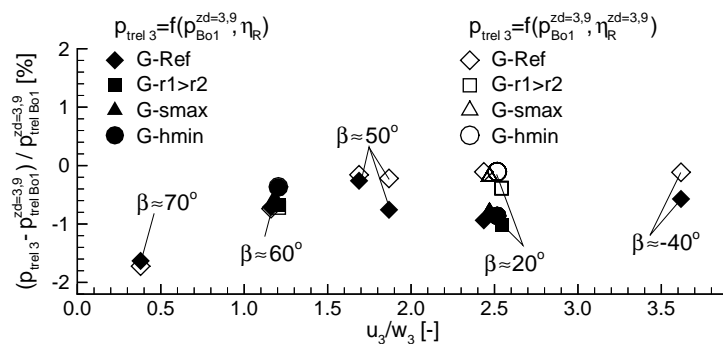


Abb. A.6: Totaldruck $p_{\text{trel}3}$ in den Receiverbohrungen: Vergleich von Gl. (6.13) mit den CFD-SST-Berechnungen (siehe Gl. (6.13) für die Definition der Funktion f , siehe Gl. (A.35) für die Definition von $p_{\text{trel}3}^{\text{zd}=3,9}$ und siehe Anhang A.8 für die Definitionen von $p_{\text{Bo}1}^{\text{zd}=3,9}$ und von $\eta_R^{\text{zd}=3,9}$)

A.10 Herleitung der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen v'_r und v'_φ im zylindrischen Koordinatensystem

In diesem Abschnitt werden die Berechnungsschritte und die Vereinfachungen beschrieben, die zu Gl. (6.36) führen. Hierzu wird zuerst eine turbulente Drallströmung mit einem sehr niedrigen Turbulenzgrad berücksichtigt. Diese Strömung wird dadurch als verlustfrei angenähert. Demzufolge wird für ihre radiale Drallverteilung die eines Potenzialwirbels angenommen. Damit gilt für diesen idealen Fall:

$$\frac{dr v_{\varphi id}}{dr} = \frac{dr \overline{v_{\varphi id}}}{dr} = 0 \quad \text{mit} \quad v'_{\varphi id} = 0 \quad (\text{A.36})$$

Gl. (A.36) kann auch wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{d\overline{v_{\varphi id}}}{dr} = -\frac{\overline{v_{\varphi id}}}{r} \quad \text{mit} \quad v'_{\varphi id} = 0 \quad (\text{A.37})$$

Für eine turbulente Strömung mit höheren Geschwindigkeitsschwankungen v'_φ kann vorausgesetzt werden, dass ihre radiale Drallverteilung $\overline{v_\varphi}$ aufgrund turbulenten Impulsaustauschs von der idealen Drallverteilung $\overline{v_{\varphi id}}$ abweicht. Wie in Abb. A.7 dargestellt, kann in Analogie zum Mischungswegkonzept von Prandtl diese Abweichung mit der Geschwindigkeitsschwankung v'_φ und der Abmessung ℓ_1 des turbulenten Wirbels quantifiziert werden, welcher die Änderung der Geschwindigkeit verursacht. Prandtl kennzeichnete solche Wirbel mit dem Begriff *Fluidballen* (Jischa (1982)). Per Analogie wird ℓ_1 in dieser Arbeit auch Mischungsweg genannt. Nach Abb. A.7 ergibt sich die Geschwindigkeitsschwankung v'_φ aus den radialen Geschwindigkeitsänderungen $\Delta\overline{v_{\varphi id}}$ und $\Delta\overline{v_\varphi}$ der idealen bzw. realen Drallverteilung wie folgt:

$$v'_\varphi = \Delta\overline{v_\varphi} - \Delta\overline{v_{\varphi id}} \quad \text{mit} \quad \frac{\Delta\overline{v_\varphi}}{\ell_1} \approx \frac{d\overline{v_\varphi}}{dr} \quad \text{und} \quad \frac{\Delta\overline{v_{\varphi id}}}{\ell_1} \approx \frac{d\overline{v_{\varphi id}}}{dr} \quad (\text{A.38})$$

Nach Berücksichtigung von Gl. (A.37) und (A.38) gilt dann für die ideale Geschwindigkeitsänderung $\Delta\overline{v_{\varphi id}}$:

$$\Delta\overline{v_{\varphi id}} \approx \ell_1 \frac{d\overline{v_{\varphi id}}}{dr} = -\ell_1 \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \quad (\text{A.39})$$

Damit kann v'_φ durch Gl. (A.40) ausgedrückt werden.

$$v'_\varphi = \ell_1 \frac{d\overline{v_\varphi}}{dr} + \ell_1 \frac{\overline{v_\varphi}}{r} \quad (\text{A.40})$$

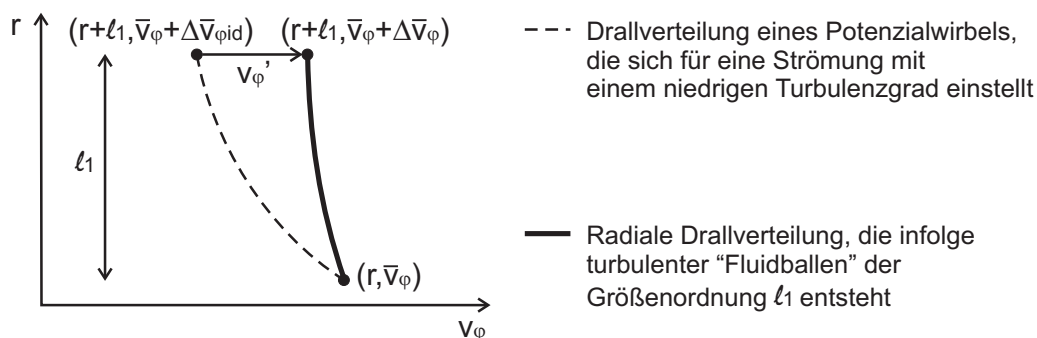


Abb. A.7: Übertragung des Mischungswegkonzepts von Prandtl auf die radiale Drallverteilung einer turbulenten Strömung

Für ℓ_1 unabhängig vom Radius r kann Gl. (A.40) wie folgt umgeschrieben werden:

$$r v'_\varphi = \ell_1 \frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \quad (\text{A.41})$$

Mit der Annahme, dass die lokale radiale Geschwindigkeitsschwankung v'_r immer proportional zur entsprechenden Komponente v'_φ ist, gilt auch für v'_r :

$$r v'_r = \pm \ell_2 \frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \quad \text{mit} \quad \frac{\ell_2}{\ell_1} = a = \text{konstant} \quad (\text{A.42})$$

Nach Einsetzen von Gl. (A.41) und (A.42) lautet das Glied, welches den turbulenten Impulsaustausch in Gl. (6.35) darstellt:

$$r v'_r \frac{dr v'_\varphi}{dr} = \pm a \ell_1 \frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \frac{d}{dr} \left(\ell_1 \frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \right) \quad (\text{A.43})$$

Wenn ℓ_1 wie $\overline{v_\varphi}$ eine zeitunabhängige Größe ist, ergibt sich für Gl. (A.43):

$$r v'_r \frac{dr v'_\varphi}{dr} = \pm \frac{d}{dr} \left(\ell^2 \left(\frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \right)^2 \right) \quad \text{mit} \quad \ell = \ell_1 \sqrt{\frac{|a|}{2}} \quad (\text{A.44})$$

Daraus wird auch die folgende Definition für die turbulente Schubspannung $\tau_{r\varphi \text{ turb}}$ vorgeschlagen:

$$r^2 \tau_{r\varphi \text{ turb}} = \rho \ell^2 \left(\frac{dr \overline{v_\varphi}}{dr} \right)^2 \quad (\text{A.45})$$

A.11 Herleitung angenäherter Lösungen für die Impulsgleichung Gl. (6.37)

In Anhang A.11 kennzeichnen die Indizes p und q zwei beliebige radiale Positionen in der Vordrallkammer.

A.11.1 Lösungen für ein Ringvolumen mit $v_r \approx 0$ und ohne Düse und Receiverbohrung

Mit der Annahme

$$v_r \approx v_z \approx 0 \quad (\text{A.46})$$

vereinfacht sich Gl. (6.37) wie folgt:

$$2\pi s \rho \frac{d}{dr} \left(\ell^2 \left(\frac{d\Phi}{dr} \right)^2 \right) = 0 \quad (\text{A.47})$$

dies führt zu

$$\rho \ell^2 \left(\frac{d\Phi}{dr} \right)^2 = a = \text{konstant} \quad (\text{A.48})$$

Nach Gl. (A.45) kann die Konstante a durch die turbulente Schubspannung $\tau_{r\phi \text{ turb}}$ ausgedrückt werden.

$$a = r^2 \tau_{r\phi \text{ turb}} \quad (\text{A.49})$$

In Wandnähe am inneren oder äußeren Radius r_o der Vordrallkammer kann somit a durch die Wandschubspannung τ_o wie in Gl. (A.50) abgeschätzt werden.

$$a \approx r_o^2 \tau_o \quad (\text{A.50})$$

Schließlich lautet die Lösung:

$$\ell \frac{d\Phi}{dr} = \pm r_o \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}} = \pm r_o u_{\tau_o} \quad (\text{A.51})$$

In Abschnitt 6.2.2.3 werden folgende Notationen für den inneren und äußeren Radius der Vordrallkammer verwendet:

$$u_{\tau_o} = u_{\tau_A} \quad \text{für} \quad r_o = r_{\min} \quad \text{und} \quad u_{\tau_o} = u_{\tau_C} \quad \text{für} \quad r_o = r_{\max} \quad (\text{A.52})$$

In Abhängigkeit des gewählten Ausdrucks für den Mischungsweg ℓ ergeben sich unterschiedliche Funktionen für den angenäherten radialen Drallverlauf Φ .

A.11.1.1 Für $\ell = \text{konstant}$ in Analogie zum Mischungswegkonzept von Prandtl

Die Lösung von Gl. (A.51) ist dann:

$$\Phi = \Phi_p \pm \frac{r_0 u_{\tau_0}}{\ell} (r - r_p) \quad (\text{A.53})$$

wobei Φ_p bzw. r_p den Größen Φ_A bzw. r_A in Abschnitt 6.2.2.3 gleichgesetzt werden.

A.11.1.2 Für $\ell \neq \text{konstant}$ in Analogie zum Mischungswegkonzept von von Kármán

Da sich der radiale Drallverlauf am äußeren Radius der Vordrallkammer ($r > r_C$) mit Gl. (A.53) nicht beschreiben ließ, wurde angenommen, dass der Mischungsweg ℓ in diesem Bereich nicht konstant ist. Von Kármán definierte einen Mischungsweg ℓ , der von den Geschwindigkeitsgradienten nach Gl. (A.54) abhängig ist (siehe Jischa (1982)).

$$\ell = \chi \left| \frac{\frac{d\bar{v}_x}{dy}}{\frac{d^2\bar{v}_x}{dy^2}} \right| \quad \text{mit} \quad \chi = 0,41 \quad (\text{A.54})$$

Dabei wird χ die von Kármánsche Konstante genannt. Mit Hilfe dieser Definition für ℓ kann unter anderem die logarithmische Wandfunktion hergeleitet werden. Aus diesem Grund wurde vermutet, dass sie im Übergangsbereich zwischen der Wandgrenzschicht am äußeren Radius und der Kernströmung in der Nähe der Vordralldüsen und Receiverbohrungen auch gut geeignet sein könnte. Dafür wurde in Analogie zu Gl. (A.54) folgende Definition für den Mischungsweg ℓ in einer Drallströmung vorausgesetzt:

$$\ell = \chi \left| \frac{\frac{d\Phi}{dr}}{\frac{d^2\Phi}{dr^2}} \right| \quad \text{mit} \quad \chi = 0,41 \quad (\text{A.55})$$

Beim Einsetzen Gl. (A.55) ergibt sich für Gl. (A.51):

$$\Psi^2 = \pm \frac{r_0 u_{\tau_0}}{\chi} \frac{d\Psi}{dr} \quad \text{mit} \quad \Psi = \frac{d\Phi}{dr} \quad (\text{A.56})$$

Die Lösung der differentiellen Gleichung Gl. (A.56) lautet für die Randbedingung $\Psi_{(r=r_p)} = \Psi_p$:

$$\Psi = \frac{\Psi_p}{1 \pm \frac{\chi}{r_0 u_{\tau_0}} \Psi_p (r - r_p)} \quad (\text{A.57})$$

Nach einer zweiten Integration kann die Lösung für den Drallverlauf Φ hergeleitet werden:

$$\Phi = \Phi_p \pm \frac{r_0 u_{\tau_0}}{\chi} \ln \left(1 \pm \frac{\chi}{r_0 u_{\tau_0}} \Psi_p (r - r_p) \right) \quad \text{mit} \quad \Psi_p = \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_p \quad (\text{A.58})$$

In Abschnitt 6.2.2.3 werden der Radius r_p und die entsprechenden Strömungsgrößen durch die zum Radius r_C passenden Werte ersetzt.

A.11.2 Lösung für ein Ringvolumen mit $v_r = \pm \dot{m}/(2\pi s\rho r)$ und ohne Düse und Receiverbohrung ($r_1 \neq r_2$)

Mit den Annahmen

$$v_z \approx 0, \quad v_r = \pm \dot{m}/(2\pi s\rho r) \quad \text{und} \quad \ell = \text{konstant} \quad (\text{A.59})$$

vereinfacht sich Gl. (6.37) wie folgt:

$$\dot{m} \frac{d\Phi}{dr} \pm 4\pi s\rho \ell^2 \frac{d^2\Phi}{dr^2} \frac{d\Phi}{dr} = 0 \quad (\text{A.60})$$

Eine offensichtliche Lösung von Gl. (A.60) ist:

$$\frac{d\Phi}{dr} = 0 \quad (\text{A.61})$$

An der Grenze mit dem Ringvolumen, welches die Düsen enthält, werden hohe turbulente Schubspannungen $\tau_{r\varphi \text{ turb}}$ erwartet. Nach Gl. (A.45) ist daher $d\Phi/dr$ in diesem Bereich nicht null. In diesem Fall erfüllt der Drallverlauf die folgende Beziehung:

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} = \pm \frac{\dot{m}}{4\pi s\rho \ell^2} \quad (\text{A.62})$$

Nach zwei Integrationen von Gl. (A.62) lautet die allgemeine Lösung für die radiale Drallverteilung:

$$\Phi = \Phi_p + \Psi_p(r - r_p) \pm \frac{\dot{m}}{8\pi s\rho \ell^2} (r - r_p)^2 \quad \text{mit} \quad \Psi_p = \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_p \quad (\text{A.63})$$

In Abschnitt 6.2.2.3 wurde zusätzlich angenommen, dass allein die turbulenten Schubspannungen keine kleineren Geschwindigkeitsgradienten dv_φ/dr als bei einem Potenzialwirbel verursachen können. Dadurch wurden in Abschnitt 6.2.2.3 nur die Lösungen von Gl. (A.60) verwendet, bei denen die Bedingung $d\Phi/dr \geq 0$ erfüllt war. Gleichzeitig wurde vorausgesetzt, dass der höchste Geschwindigkeitsgradient $d\Phi/dr$ wie die größten turbulenten Schubspannungen im Grenzbereich mit den Vordralldüsen auftritt. Mit der Erwartung, dass die turbulenten Schubspannungen keine höhere tangentielle Geschwindigkeit v_φ als im Bereich der Düsen generieren können, wurde der maximale Geschwindigkeitsgradient dv_φ/dr dort gleich null definiert. Damit wurde schließlich Gl. (A.64) in Abschnitt 6.2.2.3 eingesetzt.

$$\Phi = \Phi_p + v_{\varphi p}(r - r_p) \pm \frac{\dot{m}}{8\pi s\rho \ell^2} (r - r_p)^2 \quad \text{mit} \quad \left. \frac{dv_\varphi}{dr} \right|_p = 0 \quad \text{und} \quad p = E \quad \text{oder} \quad p = F \quad (\text{A.64})$$

A.11.3 Lösung für ein Ringvolumen nur mit den Düsen ($r_1 \neq r_2$)

Gl. (6.37) enthält einen Widerspruch. Auf einer Seite setzt sie mit dem Glied $\partial v_\varphi / \partial z$ voraus, dass v_φ auch eine Funktion von der Koordinate z ist. Auf der anderen Seite wird nur eine Funktion vom Radius r für v_φ in Abschnitt 6.2.2.3 gesucht. Um eine einfache Lösung für dieses Teilgebiet der Vordrallkammer herzuleiten, wurde aufgrund dieses Widerspruchs die folgende Vereinfachung angenommen:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.65})$$

Damit verschwindet das Quellglied von Gl. (6.37), welche nun wie folgt geschrieben wird:

$$2\pi s \rho r v_r \frac{d\Phi}{dr} \pm 2\pi s \rho \frac{d}{dr} \left(\ell^2 \left(\frac{d\Phi}{dr} \right)^2 \right) = 0 \quad (\text{A.66})$$

Da das Ringvolumen, welches nur die Düsen enthält, einen kleinen Bereich der untersuchten Vordrallkammern darstellte, wurde für dieses Gebiet die einfachste Lösung für Gl. (A.66) ausgewählt. Sie lautet:

$$\frac{d\Phi}{dr} = 0 \quad (\text{A.67})$$

Deshalb gilt in Abschnitt 6.2.2.3 für dieses Ringvolumen:

$$\Phi = \Phi_B \quad \text{mit} \quad \Phi_B = r_B v_{\varphi B} \quad (\text{A.68})$$

A.11.4 Lösung für ein Ringvolumen nur mit den Receiverkanälen ($r_1 \neq r_2$)

Aus dem gleichen Grund wie in Anhang A.11.3 wird folgende Beziehung für das Ringvolumen angenommen, welches nur die Receiverbohrungen enthält:

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.69})$$

Zusätzlich wird vorausgesetzt, dass

$$2\pi s \rho r v_r = \pm \frac{\dot{m}}{d_2} (r - r_p) \quad \text{und} \quad \ell = \text{konstant} . \quad (\text{A.70})$$

Unter diesen Bedingungen vereinfacht sich Gl. (6.37) wie folgt:

$$\frac{\dot{m}}{d_2} (r - r_p) \frac{d\Phi}{dr} \pm 4\pi s \rho \ell^2 \frac{d^2\Phi}{dr^2} \frac{d\Phi}{dr} = 0 \quad (\text{A.71})$$

Nachdem die Lösung $d\Phi/dr = 0$ mit Hilfe der Analyse der numerischen Ergebnissen ausgeschlossen wird (vgl. Abb. 6.12), ergibt sich für Gl. (A.71):

$$\frac{d^2\Phi}{dr^2} = \pm \frac{\dot{m}}{4\pi s \rho \ell^2 d_2} (r - r_p) \quad (\text{A.72})$$

Dies führt nach zwei Integrationen zu:

$$\frac{d\Phi}{dr} = \Psi_q \pm \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell^2 d_2} ((r - r_p)^2 - (r_q - r_p)^2) \quad \text{mit} \quad \Psi_q = \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_q \quad \text{und} \quad (\text{A.73})$$

$$\Phi = \Phi_q + \Psi_q (r - r_q) \pm \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell^2 d_2} \left(-(r_q - r_p)^2 (r - r_q) + \frac{(r - r_p)^3 - (r_q - r_p)^3}{3} \right) . \quad (\text{A.74})$$

Aus Vereinfachungsgründen wurde die Größe Ψ_q in Abschnitt 6.2.2.3 wie in Anhang A.11.2 mit der beim Radius r_q auftretenden tangentialen Geschwindigkeit $v_{\varphi q}$ abgeschätzt:

$$\Psi_q = v_{\varphi q} \quad (\text{A.75})$$

Die radialen Positionen r_p und r_q wurden in Abschnitt 6.2.2.3 mit den Indizien E, F, A und C ersetzt, die die Grenzen des modellierten Teilgebiets der Vordrallkammer definieren.

A.11.5 Lösung für ein Ringvolumen mit den Düsen und den Receiverbohrungen ($r_1 \approx r_2$)

Mit den Annahmen:

$$d_1 \approx d_2 \approx d \quad (\text{A.76})$$

$$\ell = \text{konstant} \quad (\text{A.77})$$

$$v_r \approx 0 \quad (\text{A.78})$$

$$v_z \approx \frac{\dot{m}}{2\pi\rho r d} \approx \text{konstant} \quad (\text{A.79})$$

vereinfacht sich Gl. (6.37) wie folgt:

$$\pm 4\pi s \rho \ell^2 \frac{d^2\Phi}{dr^2} \frac{d\Phi}{dr} + \frac{r\dot{m}v_\varphi|_{z=s}}{d} - \frac{r\dot{m}v_\varphi|_{z=0}}{d} = 0 \quad (\text{A.80})$$

Mit Hilfe folgender Abschätzungen

$$r\dot{m}v_\varphi|_{z=0} \approx I_1 \quad \text{und} \quad r\dot{m}v_\varphi|_{z=s} \approx \dot{m}\Phi \quad (\text{A.81})$$

ergibt sich für Gl. (A.80):

$$\pm 4\pi s \rho \ell^2 \frac{d^2\Phi}{dr^2} \frac{d\Phi}{dr} + \frac{\dot{m}}{d} \Phi - \frac{I_1}{d} \approx 0 \quad (\text{A.82})$$

In Analogie zu einem turbulenten Freistrah (Abramovitz (1963)), wird nun vorausgesetzt, dass die turbulente Schubspannung $\tau_{r\varphi \text{ turb}}$ null entlang der Achse des Luftstrahls bleibt, der die Düsen verlässt. Die zur Achse des Luftstrahls entsprechende radiale Position wurde in Abschnitt 6.2.2.3 r_B genannt. Nach Gl. (A.82) würde dadurch der Vordrall Φ_B gleich dem Vordrall I_1/\dot{m} direkt stromabwärts der Düsen werden. Aus den Messungen und numerischen Ergebnissen (vgl. Abschnitt 5.3.2) wurde aber festgestellt, dass der Vordrall Φ_B bei einem axialen Abstand $s/2$ vom Düsenaustritt aufgrund der Strahlausweitung in der Vordrallkammer deutlich kleiner als I_1/\dot{m} ist. Um realistische Werte für Φ_B zu bestimmen, wurde das Glied I_1 durch $\dot{m}\Phi_B$ in Gl. (A.82) ersetzt. Damit ergibt sich:

$$\pm 4\pi s \rho \ell^2 \frac{d^2\Phi}{dr^2} \frac{d\Phi}{dr} + \frac{\dot{m}}{d} \Phi - \frac{\dot{m}}{d} \Phi_B = 0 \quad \text{mit} \quad \Phi_B = r_B v_{\varphi B} \quad \text{und} \quad \left. \frac{d\Phi}{dr} \right|_B = 0 \quad (\text{A.83})$$

Die analytische Lösung dieser differentiellen Gleichung, die in Abschnitt 6.2.2.3 verwendet wurde, lautet dann:

$$\Phi = \Phi_B - \frac{\dot{m} |r_B - r|^3}{72\pi s \rho d \ell^2} \quad (\text{A.84})$$

A.12 Angenäherte Lösungen der radialen Drallverteilung für die Fälle $r_1 > r_2$ und $r_1 < r_2$

für $r_F < r \leq r_C$ (Berechnungsschritt 1)
$\Phi = \Phi_B$ mit $\Phi_B = r_B v_{\varphi B}$
für $r_C < r \leq r_O$ (Berechnungsschritt 2)
$\Phi = f_4(r)$ mit
$f_4(r) = \Phi_C + \frac{A_C}{\chi} \ln \left(1 + \frac{\chi}{A_C} v_{\varphi C} (r - r_C) \right)$, $\Phi_C = \Phi_B$, $\chi \approx 0,41$, $A_C = \ell_I v_{\varphi C}$,
$v_{\varphi C} = \frac{\Phi_C}{r_C}$ und ℓ_I nach Tab. 6.11
für $r_O < r \leq r_{\max}$ (Berechnungsschritt 3)
$\Phi = \frac{\Phi_O}{r_O - r_{\max}} (r - r_{\max})$ mit $\Phi_O = f_4(r_O)$
für $r_E < r \leq r_F$ (Berechnungsschritt 4)
$\Phi = f_5(r)$ und $\frac{d\Phi}{dr} = \max \left(v_{\varphi F} + \frac{\dot{m}}{4\pi s \rho \ell_{III}^2} (r - r_F), 0 \right)$ mit
$f_5(r) = \Phi_F + v_{\varphi F} (r - r_F) + \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell_{III}^2} (r - r_F)^2$ für $\frac{d\Phi}{dr} > 0$,
$f_5(r) = \Phi(r_{(i+1)})$ für $\frac{d\Phi}{dr} = 0$,
$\Phi_F = \Phi_B$, $v_{\varphi F} = \frac{\Phi_F}{r_F}$, $r_{(i+1)} = r_{(i)} + \Delta r > r_{(i)}$ und ℓ_{III} nach Tab. 6.11
für $r_A < r \leq r_E$ (Berechnungsschritt 5)
$\Phi = f_6(r)$ und $\frac{d\Phi}{dr} = g_6(r)$ mit
$f_6(r) = \Phi_E + v_{\varphi E} (r - r_E) + \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell_{II}^2 d_2} \left((r_E - r_A)^2 (r - r_E) - \frac{(r - r_A)^3 - (r_E - r_A)^3}{3} \right)$,
$g_6(r) = v_{\varphi E} + \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell_{II}^2 d_2} \left((r_E - r_A)^2 - (r - r_A)^2 \right)$,
$\Phi_E = f_5(r_E)$, $v_{\varphi E} = \frac{\Phi_E}{r_E}$ und ℓ_{II} nach Tab. 6.11
für $r_U < r \leq r_A$ (Berechnungsschritt 6)
$\Phi = f_7(r)$ mit
$f_7(r) = \Phi_A + \frac{A_A}{\ell_{II}} (r - r_A)$, $\Phi_A = f_6(r_A)$ und $A_A = \ell_{II} g_6(r_A) $
für $r_{\min} \leq r \leq r_U$ (Berechnungsschritt 7)
$\Phi = \frac{\Phi_U}{r_U - r_{\min}} (r - r_{\min})$ mit $\Phi_U = f_7(r_U)$

Tab. A.2: Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 2: $r_1 > r_2$

für $r_A < r \leq r_E$ (Berechnungsschritt 1)
$\Phi = \Phi_B$ mit $\Phi_B = r_B v_{\varphi B}$
für $r_E < r \leq r_F$ (Berechnungsschritt 2)
$\Phi = f_8(r)$ und $\frac{d\Phi}{dr} = \max(v_{\varphi E} - \frac{\dot{m}}{4\pi s \rho \ell_{III}^2}(r - r_E), 0)$ mit
$f_8(r) = \Phi_E + v_{\varphi E}(r - r_E) - \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell_{III}^2}(r - r_E)^2$ für $\frac{d\Phi}{dr} > 0$,
$f_8(r) = \Phi(r_{(i-1)})$ für $\frac{d\Phi}{dr} = 0$,
$\Phi_E = \Phi_B$, $v_{\varphi E} = \frac{\Phi_E}{r_E}$, $r_{(i-1)} = r_{(i)} - \Delta r < r_{(i)}$ und ℓ_{III} nach Tab. 6.11
für $r_F < r \leq r_C$ (Berechnungsschritt 3)
$\Phi = f_9(r)$ mit
$f_9(r) = \Phi_F + v_{\varphi F}(r - r_F) + \frac{\dot{m}}{8\pi s \rho \ell_{III}^2 d_2} \left((r_F - r_C)^2 (r - r_F) - \frac{(r - r_C)^3 - (r_F - r_C)^3}{3} \right)$,
$\Phi_F = f_8(r_F)$ und $v_{\varphi F} = \frac{\Phi_F}{r_F}$
für $r_C < r \leq r_O$ (Berechnungsschritt 4)
$\Phi = f_{10}(r)$ mit
$f_{10}(r) = \Phi_C + \frac{A_C}{\chi} \ln \left(1 + \frac{\chi}{A_C} v_{\varphi C} (r - r_C) \right)$, $\Phi_C = f_9(r_C)$, $\chi \approx 0,41$, $A_C = \ell_{III} v_{\varphi C}$,
$v_{\varphi C} = \frac{\Phi_C}{r_C}$
für $r_O < r \leq r_{\max}$ (Berechnungsschritt 5)
$\Phi = \frac{\Phi_O}{r_O - r_{\max}} (r - r_{\max})$ mit $\Phi_O = f_{10}(r_O)$
für $r_U < r \leq r_A$ (Berechnungsschritt 6)
$\Phi = f_{11}(r)$ mit
$f_{11}(r) = \Phi_A + \frac{A_A}{\ell_1} (r - r_A)$, $\Phi_A = \Phi_B$, $A_A = \ell_1 v_{\varphi A}$ und $v_{\varphi A} = \frac{\Phi_A}{r_A}$
für $r_{\min} \leq r \leq r_U$ (Berechnungsschritt 7)
$\Phi = \frac{\Phi_U}{r_U - r_{\min}} (r - r_{\min})$ mit $\Phi_U = f_{11}(r_U)$

Tab. A.3: Analytische Darstellung der radialen Drallverteilung für den Fall 3: $r_1 < r_2$

A.13 Dimensionsloser Drehimpuls C_{IV} am Austritt der Vordralldüsen

Weil eine gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und gemessenen Verlustkoeffizienten η_V in Abschnitt 5.3.1 festgestellt wurde, wird angenommen, dass der Drehimpuls am Eintritt der Vordralldüse zusammen mit der dort entstehenden Strömungseinschnürung korrekt berechnet wurde. Mit der zusätzlichen Annahme, dass die Druckverteilung in der Vordralldüse auch korrekt berechnet wurde, wird nach dem Drehimpulserhaltungsgesetz der Schluss gezogen, dass die CFD-Berechnungen dieser Arbeit genaue Vorhersagen des Drehimpulses I_1 am Austritt der Vordralldüse liefern. Ein weiterer Hinweis dazu kann aus den Ergebnissen von Abschnitt 5.3.6 gefunden werden. Dort wurden die kleinsten Abweichungen der CFD-Berechnungen mit den Messdaten für die Vordrallkammer mit der niedrigsten Wandfläche beobachtet. Damit liegt die Vermutung nahe, dass die beobachteten Abweichungen nicht die Folge einer Überschätzung von I_1 sondern das Ergebnis einer Unterschätzung der Wandreibung in der Vordrallkammer sind. Aus diesen Gründen wurde der dimensionslose Drehimpuls C_{IV} ohne Korrekturen aus den CFD-Ergebnissen hergeleitet.

C_{IV} wurde aus den numerischen Berechnungen von Kapitel 5 ermittelt und ist in Abb. A.8 für die untersuchten Vordralldüsen dargestellt. Zusätzlich zu den Ergebnissen dieser Arbeit sind in Abb. A.8 die Berechnungen der Diplomarbeit von Tomaselli (2007) illustriert, welcher sich mit den Vordralldüsen des Typs B beschäftigte. Die Analyse von Abb. A.8 weist auf Zusammenhänge von C_{IV} mit dem Durchflussbeiwert C_{dV} und dem Verlustkoeffizienten η_V der Düsen hin.

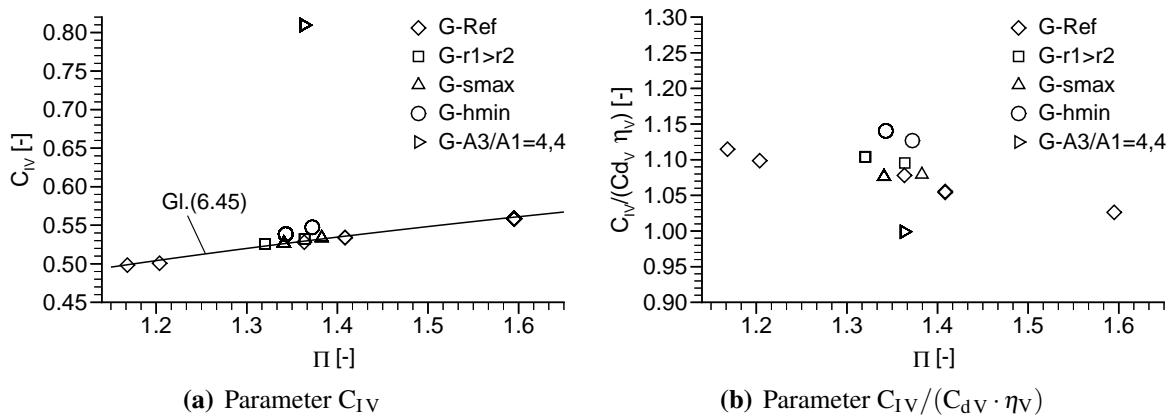


Abb. A.8: Herleitung eines allgemeinen analytischen Ausdrucks für $C_{IV} = I_1 / (r_1 \dot{m}_{1is} c_{1is})$ - CFD-SST-Berechnungen

A.14 Dimensionsloser Drehimpuls C_{IR} am Eintritt der Receiverbohrungen

Weil C_{IR} experimentell nur sehr aufwendig zu bestimmen ist, wurde C_{IR} wie C_{IV} aus den numerischen Berechnungen ermittelt. C_{IR} wurde mit Hilfe von Gl. (A.85) bestimmt:

$$C_{IR} = \frac{I_2}{r_2 \dot{m} c_{t2}} = \frac{2u_2 I_2}{r_2 \dot{m} (u_2^2 - 2c_p(T_{trel3} - T_{t2}))} \approx \frac{2u_2 I_2}{r_2 \dot{m} (u_2^2 - 2c_p(T_{trel3} - T_{t0}))} \quad (\text{A.85})$$

In Abb. A.9 sind die Verlustkoeffizienten C_{IR} dargestellt, die durch die CFD-Modelle für unterschiedliche Konfigurationen und Betriebspunkte berechnet wurden. Abb. A.9 zeigt, dass C_{IR} je nach Konfiguration um bis zu 6% von eins abweichen kann. Da die Daten keine eindeutigen Beziehungen zwischen C_{IR} und den berechneten Konfigurationen zeigen, werden diese Abweichungen auf die Berechnungsungenauigkeit zurückgeführt.

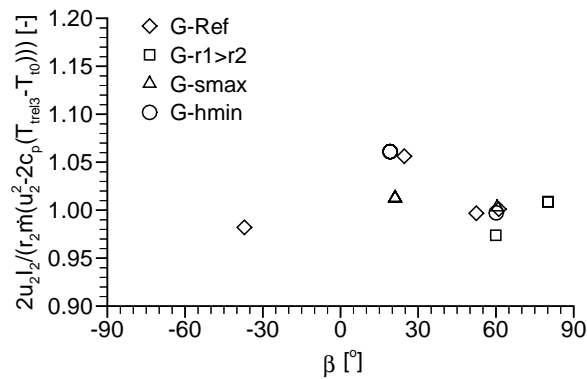
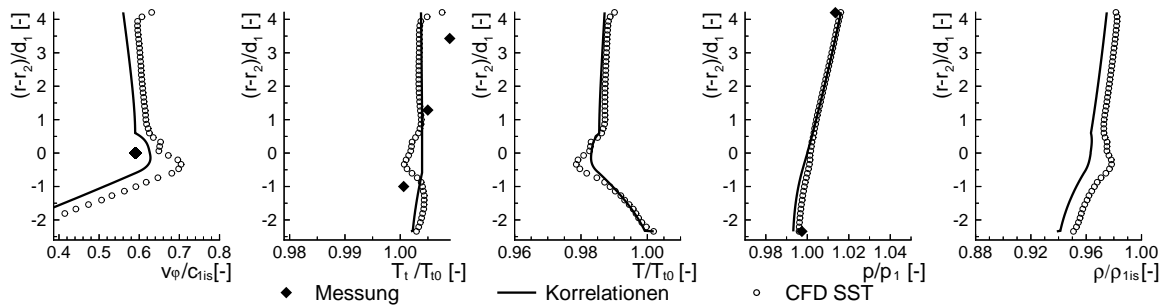
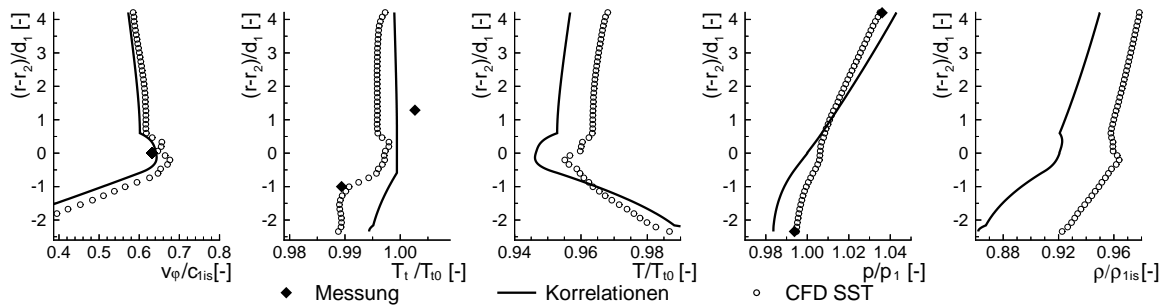


Abb. A.9: Abschätzung des Parameters C_{IR} durch $2u_2 I_2 / (r_2 \dot{m} (u_2^2 - 2c_p(T_{trel3} - T_{t0})))$ - CFD-SST-Berechnungen

A.15 Radiale Verläufe von Strömungsgrößen in der Vordrallkammer beim Überdrall und Unterdrall



(a) Unterdrall: $\Pi=1,2$; $K_1=0,75$



(b) Überdrall: $\Pi=1,6$; $K_1=1,43$

Abb. A.10: Radiale Verteilungen der Strömungsgrößen in der Konfiguration G-Ref (c_{1is} nach Gl. (3.29); $\rho_{1is} = p_1/\mathfrak{R}/T_{1is}$ mit T_{1is} nach Gl. (3.30))

A.16 Abschätzung des Einflusses des Wärmeübergangs auf die Kühllufttemperatur T_{t2} bei den angenommenen adiabaten Versuchen

Zur Unterstützung der Aussage, dass die in Abb. 6.9 feststellbaren Unterschiede zwischen den Messdaten und den Korrelationen hauptsächlich auf einem nicht perfekt adiabaten Versuchsträger zurückzuführen sind, wurde die Größenordnung des Wärmestroms Q_{wR} zwischen der Kühlluft und dem Rotor mit Hilfe der in dieser Arbeit gewonnenen Korrelation Gl. (6.54) für die Wärmeübergangszahlen entlang der Rotorfläche ermittelt. Nach Gl. (6.21) (mit $T_{t1} = T_{t0}$, $M_R \omega \approx 0$ W und $Q_{wS} \approx 0$ W) konnten dann die durch den Wärmeübergang verursachten Temperaturerhöhungen $T_{t2} - T_{t0}$ bei den untersuchten Vordrallkammern abgeschätzt werden.

Messungen der Rotortemperaturen in Konfiguration G-Wü (vgl. Tab. 4.2) zeigten, dass bei nahezu adiabaten Bedingungen ($T_{t0} \approx 20$ C°) die Rotorfläche der Vordrallkammer aufgrund der in der Labyrinthdichtung (Position F in Abb. 4.2) induzierten Reibungsaufheizung eine mittlere Temperatur erreichen kann, die etwa um 5 K höher als die Lufttemperatur T_{t0} ist. Da bei den Konfigurationen von Abb. 6.9 die Rotortemperatur nicht gemessen wurde, wurde für die Abschätzungen von Q_{wR} eine mittlere Rotortemperatur von $T_w = T_{t0} + 5$ C° angenommen.

Mit dieser Annahme wurden Temperaturerhöhungen $T_{t2} - T_{t0}$ mit der gleichen Größenordnung wie der Temperaturdifferenzen berechnet, die zwischen den Messdaten und der mit adiabaten Wänden durch die Korrelationen von Abschnitt 6.2.2 erhaltenen Temperaturkennlinien in Abb. 6.9 zu beobachten sind: Insbesondere wurde der Effekt des Wärmeübergangs auf $T_{t2} - T_{t0}$ kleiner als 1 K in G-smax und unterhalb 0,4 K in G-hmin berechnet, weil Konfiguration G-hmin bzw. Konfiguration G-smax die kleinere Rotorfläche bzw. den größeren Abstand s zwischen dem Düsenaustritt und dem Rotor haben. In Konfiguration G-Ref und G-r1>r2 wurde im Vergleich eine höhere Temperaturerhöhung $T_{t2} - T_{t0}$ von zirka 2 K bei $\Pi=1,8$ und $u_2/c_1=0,7$ mit Hilfe von Gl. (6.54) vorausgesagt. Infolge der kleineren Austrittsfläche A_1 und den daraus resultierenden niedrigeren Massenströmen gegenüber G-Ref wurden nach den Abschätzungen des Wärmestroms Q_{wR} noch höhere Temperaturerhöhungen $T_{t2} - T_{t0}$ in Konfigurationen G-A3/A1=4,4 und G-A3/A1=4,8 erhalten. Die damit berechneten Temperaturerhöhungen $T_{t2} - T_{t0}$ stimmen mit den Abweichungen überein, die zwischen den Messungen und den Korrelationen für adiabate Wänden in Abb. 6.9(c) und 6.9(d) ersichtlich sind.

A.17 Rotor- und Stator-Wandreibung in der Vordrallkammer G-Ref

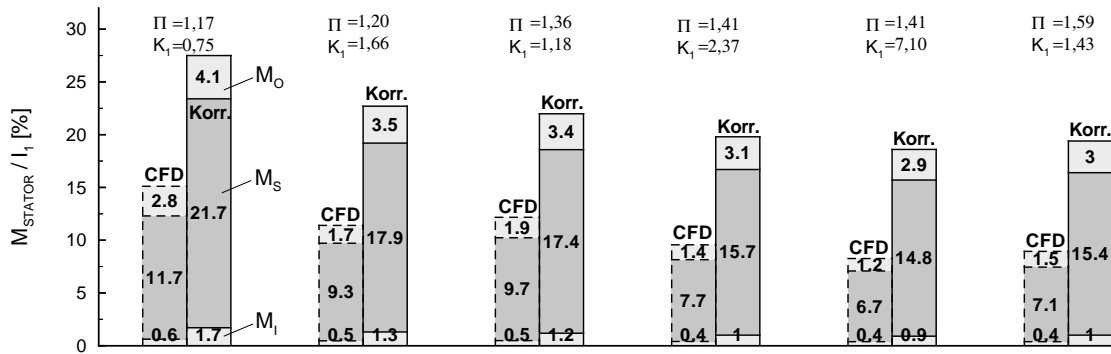


Abb. A.11: Stator-Wandreibmomente M_S , M_O und M_I (vgl. Gl. (6.18) bis Gl. (6.20)) in Konfiguration G-Ref: Vergleich der CFD-SST-Ergebnisse mit den Korrelationen von Abschnitt 6.2.2

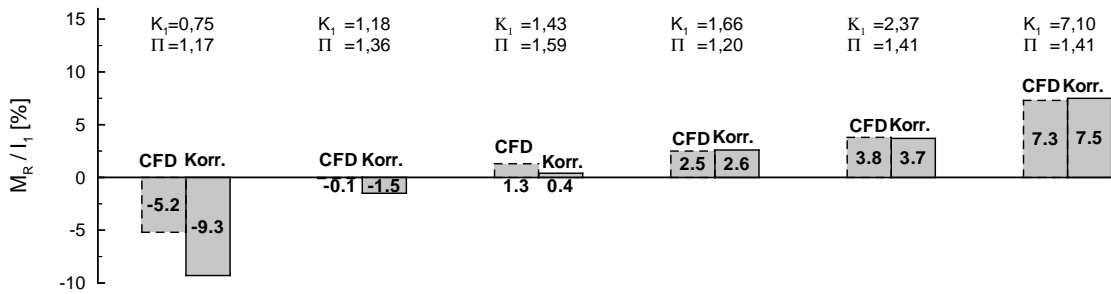


Abb. A.12: Rotor-Wandreibmomente M_R (vgl. Gl. (6.17)) in Konfiguration G-Ref: Vergleich der CFD-SST-Ergebnisse mit den Korrelationen von Abschnitt 6.2.2

A.18 Exemplarische radiale Drallverteilungen aus der Literatur

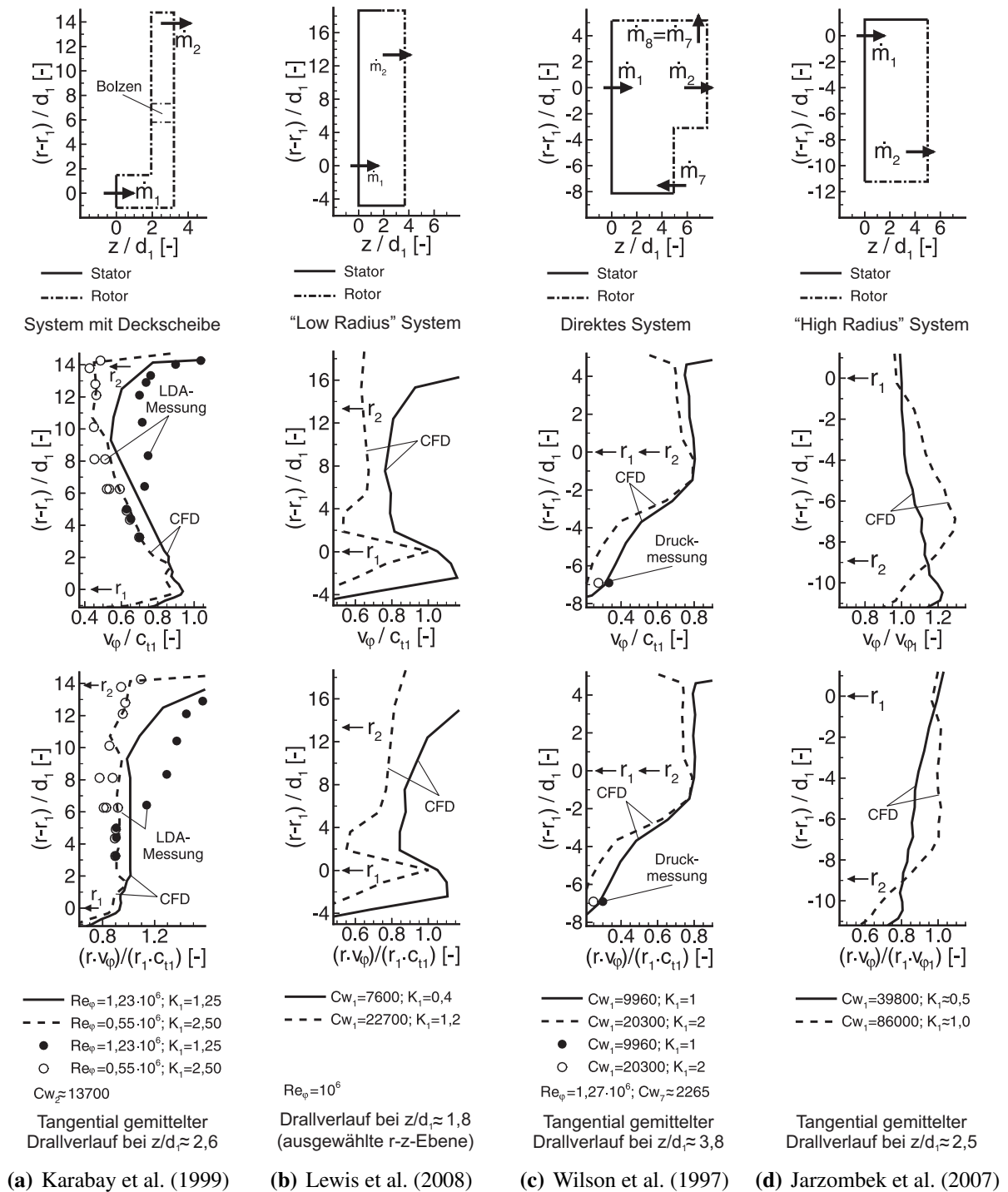


Abb. A.13: Radialer Drallverlauf in verschiedenen Vordrallkammern

A.19 Exemplarische radiale Verteilungen von Nußelt-Zahlen aus der Literatur

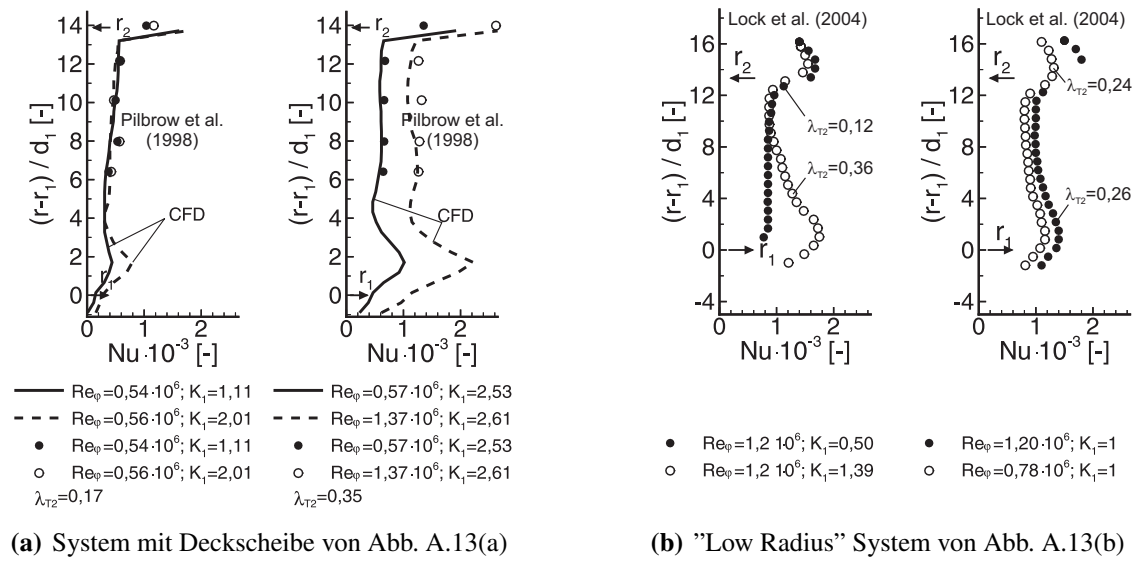


Abb. A.14: Beispielhafte radiale Verteilung der Nußelt-Zahlen Nu auf der Rotorscheibe zwischen zwei Receiverbohrungen mit $Nu = (q_{wr}) / (\lambda_{12}(T_{aw} - T_w))$