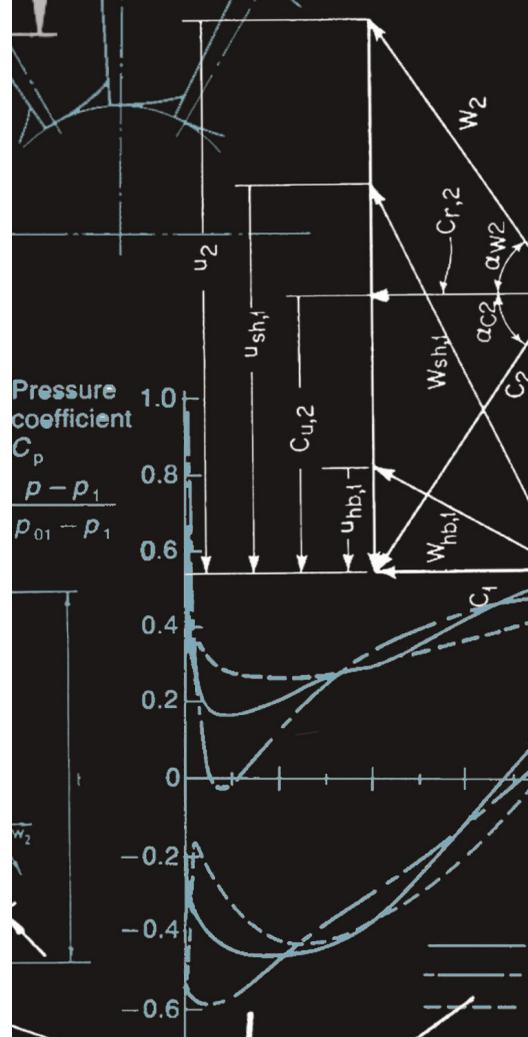
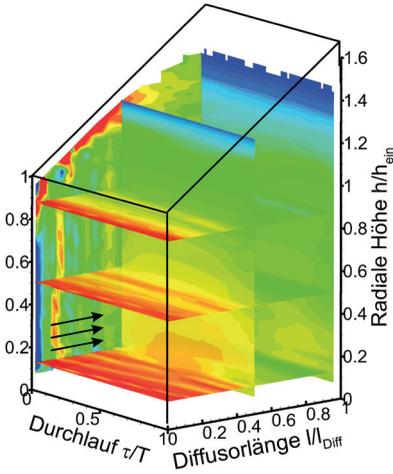


3

Marcus Kuschel

Einfluss von Sekundärströmungen auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren



Berichte aus dem Institut für
Turbomaschinen und Fluid-Dynamik
Band 3/2014
Herausgeber: Jörg Seume



Institut für Turbomaschinen
und Fluid-Dynamik

Einfluss von Sekundärströmungen auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

Von der
Fakultät für Maschinenbau
der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing Marcus Kuschel
geboren am 29. Mai 1978 in Minden/Westf

2014

Schlagwörter:

Diffusor, Sekundärströmungen, Hitzdraht

Keywords:

Diffuser, Secondary Flow, Hot Wire

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Nyhuis

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac

3. Referent: Ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Reinhard Willinger

Tag der mündlichen Prüfung: 8. November 2013

Zusammenfassung

Für die Auslegung von effizienten Turbinendiffusoren müssen die Abströmbedingungen der vorgeschalteten Turbine mit einbezogen werden. Dabei ist es wichtig, die sich aus der Abströmung ergebenden instationären Effekte und Sekundärströmungen zu berücksichtigen. Diese haben einen erheblichen Einfluss auf die Stabilisierung der Grenzschicht und damit auf den erzielten Druckrückgewinn im Diffusor.

Um den Einfluss von Sekundärströmungen auf den Druckrückgewinn zu untersuchen, werden am Diffusorprüfstand des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover unterschiedliche Abströmbedingungen aus einer Turbinenstufe nachgebildet. Dafür kommen ein turbomaschinenähnlicher Rotor mit NACA-Profilen und zwei Rotoren mit zylindrischen Speichen zum Einsatz. Durch die Variation der Drehzahl und des Massenstroms wird ein breites Spektrum an Zuströmbedingungen für den nachgeschalteten Ringdiffusor generiert. Für den Ringdiffusor werden zwei Geometrien mit 15° und 20° halbem Öffnungswinkel verwendet. Durch den Einsatz von instationär messenden dreidimensionalen Hitzdrahtsonden und instationären Druckaufnehmern im Gehäuse werden die instationären Strömungsphänomene im gesamten Ringdiffusor aufgelöst.

Entscheidend für die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht ist der Transport von kinetischer Energie aus der Hauptströmung in die Grenzschicht. Die Strömungsbedingungen in der Nähe des Gehäuses am Diffusoreintritt haben dabei einen entscheidenden Einfluss auf die Ausprägung der gehäuseseitigen Grenzschicht. In Überlastpunkten des NACA-profilierten Rotors bilden sich an den Schaufelspitzen Wirbelstrukturen aus, die im Ringdiffusor einen Transport von energiereicher Strömung in die Grenzschicht gewährleisten und dadurch zu einem erhöhten Druckrückgewinn führen. Der Eintrag von turbulenter kinetischer Energie in der gehäusenahen Strömung im Diffusoreintritt kann isoliert für die eingesetzten Rotoren linear mit dem Druckrückgewinn im Ringdiffusor korreliert werden. Die Schubspannungen in der gehäusenahen Strömung im Diffusoreintritt werden für den 20° -Ringdiffusor über eine logarithmische Funktion mit dem erzielten Druckrückgewinn korreliert. Diese Korrelation erfolgt unabhängig vom eingesetzten Rotor und bildet damit einen Zusammenhang, der ausschließlich von den auftretenden Strömungsphänomenen und nicht von der Geometrie des Rotors abhängig ist.

Für alle untersuchten Betriebspunkte liegt eine anisotrope Turbulenz vor. Beim Einsatz des turbomaschinenähnlichen NACA-profilierten Rotors wird für die Betriebspunkte, die einen Druckrückgewinnkoeffizienten >0.35 erreichen, eine axialsymmetrische Turbulenz mit einer höheren Schwankungsgröße in radialer Richtung nachgewiesen.

Abstract

For the design of efficient turbine diffusers the flow conditions out of the upstream turbine have to be comprised. Hence it is important to take into account the unsteady effects and secondary flows produced by the flow through the upstream turbine. These unsteady secondary flows have a significant influence on stabilizing the boundary layer and therefore on the pressure recovery in the diffuser.

Different turbine outflow conditions are generated at the diffuser test stand in the Institute for Turbomachinery and Fluid Dynamics of the Leibniz University Hanover to investigate the influence of secondary flows on the pressure recovery. Therefore a NACA-rotor with a profile similar to a real turbomachine and two rotors with cylindrical spokes are applied. A wide range of inflow conditions is generated for the downstream annular diffuser by varying the mass flow and the rotational speed of the rotor. Two different half cone angles of 15° and 20° are used for the annular diffuser geometry. Unsteady measurement techniques in terms of three-dimensional hot wire probes and unsteady pressure transducers in the diffuser casing are applied to resolve the unsteady flow conditions in the whole annular diffuser.

The transport of kinetic energy from the main flow into the boundary layer is crucial for stabilizing the boundary layer. The flow conditions at the casing of the diffuser inlet have an important influence on the conditions of the boundary layer at the casing. For overload operating points with the NACA-rotor, vortices are generated at the blade tip which ensure a transport of kinetic energy from the main flow into the boundary layer. This leads to a high pressure recovery in the annular diffuser. A linear correlation exists for every respective rotor between the turbulent kinetic energy in the near casing flow and the pressure recovery in the annular diffuser.

The shear stresses in the near casing flow are correlated with the pressure recovery coefficient in the annular diffuser by a logarithmic function. This correlation is independent on the applied rotor and is therefore only dependent on the flow phenomena alone.

The turbulence is anisotropic for all operating points. The turbulence is axially symmetric with a higher third component in radial direction for all operating points with the NACA-rotor and a pressure recovery coefficient >0.35 .

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover. Dem Institutsleiter, Prof. Dr.-Ing. Jörg R. Seume, möchte ich meinen besonderen Dank aussprechen. Sein Interesse an dieser Arbeit und die intensiven Gespräche, Anregungen und kritischen Hinterfragungen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Bei Prof. Dr.-Ing. Stephan Kabelac möchte ich mich für die Übernahme des Koreferats und bei Ao. Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. Reinhard Willinger für die Bereitschaft als weiterer Prüfer am Promotionsverfahren teilzunehmen bedanken. Prof. Dr.-Ing. habil Peter Nyhuis danke ich für die Übernahme des Vorsitzes der Prüfungskommission. Der gesamten Prüfungskommission danke ich für ihr Interesse an dieser Arbeit.

Die Untersuchungen, die dieser Arbeit zugrunde liegen, wurden durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie im Rahmen des AG Turbo Programms COORETEC-Turbo unter der Nummer 0327717B und der MAN Diesel & Turbo SE gefördert. Für diese finanzielle Unterstützung möchte ich mich bedanken, da ohne diese die vorliegende Arbeit nicht entstanden wäre. Dr.-Ing. Alexander Wiedermann und Dr.-Ing. David Kluß von der MAN Diesel & Turbo SE in Oberhausen möchte ich herzlich für das Interesse, die Anregungen und die Unterstützung im Rahmen dieser Arbeit danken.

Bei allen Kolleginnen und Kollegen am Institut möchte ich mich herzlich für die angenehme Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanken. Mein besonderer Dank geht an die Kollegen in der Werkstatt, da durch Ihre schnelle und hochwertige Unterstützung die Rahmenbedingungen für die Durchführung dieser experimentellen Untersuchungen ohne große Verzögerungen geschaffen wurden. Auf Seite der wissenschaftlichen Mitarbeiter möchte ich allen und insbesondere Florian Herbst, Micheal Henke, Bastian Drechsel, Matthias Binner und Olaf Sieker für die fruchtbaren Diskussionen und die zwischenzeitlich auch notwendige Zerstreuung danken.

Meinen Eltern möchte ich herzlich für Ihre Unterstützung und Ihr Vertrauen während des Studiums und der Zeit am Institut danken. Dieser dauerhafte Rückhalt hat maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Auch bei meinen Geschwistern und meinen Freunden möchte ich mich für die notwendige Ablenkung und ihre Geduld bedanken. Meiner Partnerin Nadine Kindermann möchte ich besonders für ihre Geduld, ihre Nachsicht und ihr Vertrauen insbesondere in den letzten zwei Jahren danken.

Dinslaken, 2014

Marcus Kuschel

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xvii
Formelzeichen	xix
1 Einleitung	1
2 Diffusoren	3
2.1 Bauformen von Diffusoren	3
2.1.1 Geometrische Kenngrößen zur Charakterisierung von Axialdiffusoren	5
2.1.2 Thermodynamische Kenngrößen zur Charakterisierung von Axialdiffusoren	7
2.2 Turbulente Strömungen	10
2.3 Grenzschichten in Diffusoren	13
2.4 Sekundärströmungen	18
2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren	19
2.5.1 Auslegungsrichtlinien anhand der Diffusorgeometrie	20
2.5.2 Einfluss des Geschwindigkeitsprofils und der Versperrung	22
2.5.3 Einfluss von Drall und Stützrippen	24
2.5.4 Nachlaufdüsen und Abströmung von Verdichtern und Turbinen	25
2.5.5 Einfluss der Turbulenz	29
2.5.6 Einfluss von Anisotropie und integraler Längenskala	30
2.5.7 Vergleich von CFD und Experiment	31
2.5.8 Schlussfolgerungen für diese Arbeit	32
3 Prüfstand	35
4 Messtechnik	39
4.1 3D Hitzdrahtmesstechnik	39
4.1.1 Temperaturkorrektur bei veränderlicher Umgebungstemperatur	41
4.1.2 Kalibrierverfahren	42
4.1.3 Einsatz im Prüfstand	46
4.2 Instationäre Druckaufnehmer	48
4.3 Pneumatische Sonden	50
4.4 Reduzierte Größen	52

Inhaltsverzeichnis

4.5	Massenstrombestimmung	53
5	Auswerteverfahren	57
5.1	Ensemble-Mittlungsverfahren	57
5.2	Anisotropie-Invariantenkarte	58
5.3	Integrale Längenskalen	61
6	Vergleich der Messtechniken	65
7	Ergebnisse	73
7.1	Ziele der Untersuchungen	73
7.2	Darstellung der Ergebnisse	74
7.3	Variation der Betriebspunkte	75
7.4	Ergebnisse mit dem 15°-Ringdiffusor	77
7.4.1	Strömungsfeld im 15°-Ringdiffusor mit NACA-profilier- tem Rotor	77
7.4.2	Rotierende Wirbel am Gehäuse des 15°-Ringdiffusors mit NACA- profilier-tem Rotor	82
7.4.3	Druckrückgewinn im 15°-Ringdiffusor mit NACA-profilier-tem Rotor	88
7.4.4	Zylindrisches Speichenrad am 15°-Ringdiffusor	89
7.5	Ergebnisse mit dem 20°-Ringdiffusor	92
7.5.1	Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor und NACA-profilier-tem Rotor .	92
7.5.2	Rotierende Wirbel am Gehäuse des 20°-Ringdiffusors mit NACA- profilier-tem Rotor	94
7.5.3	Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor mit NACA-profilier-tem Rotor	95
7.5.4	Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor mit zylindrischem Speichenrad .	96
7.5.5	Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor mit zylindrischem Speichenrad	98
7.6	Impulssatz	100
7.7	Auswertung der gehäusenahen Strömung	105
7.7.1	Einfluss der turbulenten kinetischen Energie auf den Druckrückge- winn im Ringdiffusor	105
7.7.2	Einfluss der Schubspannungsterme auf den Druckrückgewinn	106
7.8	Integrale Längenskalen l_x	112
7.9	Invariantenkarte	116
8	Schlussfolgerung und Ausblick	127
8.1	Schlussfolgerungen	127
8.2	Ausblick auf weiteren Forschungsbedarf	128
	Literaturverzeichnis	131
A	Anhang	141
A.1	Herleitung der scheinbaren Spannungen	141
A.2	Gehäusenaher Strömung	143
A.3	Grundlagen der Hitzdrahtmesstechnik	144

A.4 Kalibrierkurven für die pneumatischen Sonden	148
A.5 Polare für NACA-Profil	150
A.6 Invariantenkarte	154
Wissenschaftlicher Werdegang	165

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

2.1	Bauarten von Axialdiffusoren nach Fleige (2002)	5
2.2	Geometrische Abmessungen im konischen Diffusor	6
2.3	Geometrische Abmessungen im Ringdiffusor	7
2.4	Enthalpie-Entropie Diagramm für die schematische Darstellung der Entspannung eines Fluids in einer Turbine mit nachgeschaltetem Diffusor nach Sieker (2010)	8
2.5	Grenzschichtströmung und Verdrängungsdicke δ_1 nach Merker und Baumgarten (2000)	13
2.6	Grenzschichtentwicklung mit aufgeprägtem Druckgradienten nach Schlichting und Gersten (1997)	15
2.7	Betriebszustände von Diffusoren nach Traupel (1988)	16
2.8	Zusammenhang zwischen Reynolds-Zahl der Verdrängungsdicke und der Verzögerung der Hauptströmung nach Hourmouziadis (1989)	17
2.9	Auslegungsdiagramm für Ringdiffusoren nach Sovran und Klomp (1967) mit einer Blockage von 2%	21
3.1	Perspektivische Darstellung und Längsschnitt des Diffusorprüfstandes: 1) Motor für Speichenradantrieb, 2) Drallerzeuger, 3) rotierendes Speichenrad, 4) Ringdiffusor, 5) konischer Diffusor, 6) Beruhigungskammer, 7) Axialgebläse	35
3.2	Speichenräder des Nachlaufstellengenerators	36
4.1	Prinzipskizze des Diffusorprüfstandes und die Position der eingesetzten Messtechniken	39
4.2	Wheatstone'sche Messbrücke des Constant Temperature Anemometers nach Bruun (1995)	40
4.3	3D Hitzdrahtsonde 55P91 von Dantec Dynamics	41
4.4	Drahtgebundenes und raumfestes Koordinatensystem mit Gesamtwinkel σ zwischen den Koordinatensystemen für die Hitzdrahtsonde 55P91 nach Bruun (1995)	43
4.5	Winkelpositionen der Messpunkte für Richtungskorrektur	44
4.6	Abweichungen zur Sollgeschwindigkeit in axialer, radialer und Umfangsrichtung bei 40 m/s und 50 m/s Anströmgeschwindigkeit, 3D-Hitzdrahtsonde .	45
4.7	Maximaler Fehler für den Strömungswinkel in radialer oder Umfangsrichtung abhängig vom Strömungswinkel und der axialen Geschwindigkeit U .	45

Abbildungsverzeichnis

4.8	Vergleich der Verläufe eines Betriebspunktes für die mittlere axiale, radiale und Umfangsgeschwindigkeit von mehreren Messtagen in der Eintrittsebene des 15°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, NACA-profilierter Rotor	46
4.9	3D-Hitzdrahtsonde im Diffusorprüfstand, 1: Sondenverstellvorrichtung, 2: Gestänge, 3: Sondenhalterung, 4: Hitzdrahtsonde	47
4.10	Messpositionen für die Hitzdrahtsonde im Ringdiffusor	48
4.11	Positionen der instationären Druckaufnehmer (DA) in einer axialen Ebene im Gehäuse des Ringdiffusors in Strömungsrichtung	49
4.12	Ausschnitt des NACA-profilierten Rotors und den flächenbündig eingesetzten instationären Druckaufnehmern (rote Pfeile)	49
4.13	3-Loch-Kobrasonde	51
4.14	Volumenstrom am Diffusoreintritt bei unterschiedlichen Gebläsefrequenzen für Prandtl-Sonde und 3-Loch-Sonde vor Kalibrierung	54
5.1	Ensemble-Mittlungsverfahren	57
5.2	Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977)	60
5.3	Ermittlung der integralen Längenskala in Strömungen mit einem deterministischen Schwankungsanteil nach Camp und Shin (1995)	63
6.1	Vergleich der axialen und der tangentialen Geschwindigkeit von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), pneumatischen 3-Loch-Sonden (3LS), LDA, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.5$	66
6.2	Vergleich der reduzierten mittleren axialen Geschwindigkeit mit Sieker (2010), reduzierte mittlere radiale Geschwindigkeit, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.05$	67
6.3	Vergleich des Turbulenzgrades aus axialer und tangentialer Schwankungsgröße von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), LDA, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.5$	69
6.4	Vergleich der axialen und der tangentialen Geschwindigkeit von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), pneumatischen 3-Loch-Sonden (3LS), LDA, 15°-Ringdiffusor, 10 mm-Speichenrotor, 2000 min^{-1} , $\dot{m} = 6 \text{ kg/s}$ ($\phi = 1.06$), $l/l_{Diff} = 0.5$	70
6.5	Vergleich des Turbulenzgrades aus axialer und tangentialer Schwankungsgröße von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), LDA, Rotor mit 10 mm Speichen, 15°-Ringdiffusor, 2000 min^{-1} , $\dot{m} = 6 \text{ kg/s}$ ($\phi = 1.06$), $l/l_{Diff} = 0.5$	71
7.1	Einordnung der eingesetzten Ringdiffusoren in das Auslegungsdiagramm nach Sovran und Klomp (1967)	73
7.2	Wirbelstärke ω_z (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit $\bar{U}/\bar{U}_{ein,gem}$ (Ebenen 2), NACA-profilierter Rotor, gesamter 15°-Ringdiffusor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$	78
7.3	Helicity H , Isofläche bei einer Helicity $H = 2430 \text{ ms}^{-2}$, NACA-profilierter Rotor, gesamter 15°-Ringdiffusor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$	79

7.4	Normierte turbulente kinetische Energie und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit, Eintrittsebene $l/l_{Diff} = 0$, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, jeweils links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$	81
7.5	Frequenzanalyse der Geschwindigkeit in axialer Richtung für Eintrittsebene $l/l_{Diff} = 0$, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$	83
7.6	Frequenzanalyse der Signale eines instationären Druckaufnehmers im Diffusoreintritt, $l/l_{Diff} = 0.05$, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$	84
7.7	Darstellung der Ablösungen und Fortpflanzung der Ablösezone am NACA-Profil bei Überlast, angepasst aus Badreddine (2011)	85
7.8	Auswertung der Anzahl von rotierenden Ablösungen am Diffusoreintritt . .	86
7.9	Druckrückgewinnkoeffizient c_p über normierter turbulenter kinetischer Energie im Eintritt des 15°-Ringdiffusors, NACA-profilierter Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (* zeigen Betriebspunkte mit Wirbel am Gehäuse)	89
7.10	Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit, Eintrittsebene 15°-Ringdiffusor ($l/l_{Diff} = 0$), 10 mm-Speichenrad links, $\phi = 17.6$, 5 mm-Speichenrad rechts, $\phi = 4.24$	91
7.11	Wirbelstärke (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2), NACA-profilierter Rotor, gesamter 20°-Ringdiffusor, links $\phi = 0.74$, rechts $\phi = 1.26$	93
7.12	Frequenzanalyse der Geschwindigkeit in axialer Richtung für Eintrittsebene 20°-Ringdiffusor ($l/l_{Diff} = 0$), NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.74$, rechts $\phi = 1.26$	95
7.13	Druckrückgewinnkoeffizient über mittlerer normierter turbulenter kinetischer Energie, NACA-profilierter Rotor, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (* zeigen Betriebspunkte mit Wirbel am Gehäuse)	96
7.14	Wirbelstärke (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2), 5 mm Speichenrad, gesamter 20°-Ringdiffusor, links $\phi = 4.24$, rechts $\phi = 0.94$	98
7.15	Druckrückgewinnkoeffizient über normierter turbulenter kinetischer Energie am Eintritt des Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, 5 mm- und 10 mm Speichenrad, 20°-Ringdiffusor, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (Werte der turbulenten kinetischen Energie für das 10 mm-Speichenrad sind tendenziell zu niedrig) . . .	99
7.16	Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, NACA-profilierter Rotor, 15°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$	102
7.17	Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, NACA-profilierter Rotor, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$	103
7.18	Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, 5 mm-Speichenrad, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$	104

Abbildungsverzeichnis

7.19	Druckrückgewinnkoeffizient über der normierten turbulenten kinetischen Energie der gehäusenahen Strömung im Eintritt des Ringdiffusors $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} > 0.9$	106
7.20	Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{u'v'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufeldurchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad	107
7.21	Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'v'}_{max,min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad	108
7.22	Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'w'}_{max,min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad	109
7.23	Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{v'w'}_{max,min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad	110
7.24	Druckrückgewinnkoeffizient über der in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Summe aus Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'v'}_{max,min}/\overline{U}^2$ und $\overline{v'w'}_{max,min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad	111
7.25	Turbulente Längenskala in Strömungsrichtung im Eintritt 15°-Ringdiffusor, NACA-Rotor	113
7.26	Turbulente Längenskala in Strömungsrichtung im Eintritt 20°-Ringdiffusor, NACA-Rotor	114
7.27	Druckrückgewinnkoeffizient über mittlerer turbulenter Längenskala im Eintritt Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, NACA-profilierter Rotor	115
7.28	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.21$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.26$	118
7.29	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.73$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.74$	120
7.30	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.88$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.87$	121
7.31	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 2.12$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 2.12$	123

7.32	Zusammenhang zwischen der Art der Turbulenz und dem Druckrückgewinnkoeffizienten c_p (1 = ausschließlich axialsymmetrische Turbulenz mit höherer dritter Komponente, -1 = axialsymmetrische Turbulenz mit höherer und geringerer dritter Komponente)	125
A.1	Entstehung der scheinbaren Spannungen nach Schlichting und Gersten (1997)	141
A.2	Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{u'w'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufeldurchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors	143
A.3	Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{v'w'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufeldurchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors	144
A.4	Wärmebilanz an einem infinitesimal kleinen Drahtstück der Länge dx nach Bruun (1995)	145
A.5	Wheatstone'sche Messbrücke des Constant Temperature Anemometers nach Bruun (1995)	147
A.6	Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den Gierwinkel	148
A.7	Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den Totaldruck	149
A.8	Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den statischen Druck	150
A.9	Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 1 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$	151
A.10	Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 4 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$	152
A.11	Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 3 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.88$	153
A.12	Ausschnitt der Spannungstensoren für die Punkte 1-8 eines Schaufeldurchlaufs und der normierten radialen Höhe 0.08 bis 0.13, NACA-profilierter Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, 15°-Ringdiffusor, $\phi = 0.70$	155
A.13	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$	156
A.14	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.63$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.65$	157
A.15	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.10$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.13$	158
A.16	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.73$	159
A.17	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 4.24$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 4.24$	160

Abbildungsverzeichnis

A.18	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.41$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.41$	161
A.19	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.06$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.06$	162
A.20	Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.94$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.94$	163

Tabellenverzeichnis

2.1	Rahmenbedingungen von veröffentlichten Untersuchungen	33
3.1	Kenngrößen des NACA-0020 Profils	37
3.2	Geometrische Kennwerte für die verwendeten Ringdiffusoren (* ohne Berücksichtigung der Nabe am Diffusoreintritt)	38
7.1	Betriebspunkte (* Auslegungspunkt NACA-profiliertes Rotor)	76
7.2	Strömungsbedingungen am NACA-profilierten Rotor am 15°-Ringdiffusor	77
7.3	Strömungsbedingungen am zylindrischen Speichenrad, 15°-Ringdiffusor	90
7.4	Strömungsbedingungen am NACA-profilierten Rotor, 20°-Ringdiffusor	92
7.5	Strömungsbedingungen am zylindrischen Speichenrad, 20°-Ringdiffusor	97
7.6	Betriebspunkte Invariantenkarte	116
A.1	Betriebspunkte Invariantenkarte	154

Tabellenverzeichnis

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Def. in Gl.
$3LS$	–	3-Loch-Sonde	
a	m/s	Schallgeschwindigkeit	
a_{ij}	–	Anisotropietensor	(5.3)
A	m^2	Fläche	
A	–	Konstante	
a	–	Überhitzungsverhältnis	(A.10)
a_k	–	Fourierkoeffizient	(7.5)
AR	–	Flächenverhältnis	(2.7)
B	–	Blockage	(2.27)
B	–	Konstante	
b_k	–	Fourierkoeffizient	(7.6)
c	m/s	Geschwindigkeit	
C	m/s	Messwert Geschwindigkeit	
C	–	Konstante	
\bar{C}	m/s	Mittlere Geschwindigkeit	
c'	m/s	Schwankungsgeschwindigkeit	
\tilde{c}	m/s	Deterministische Schwankungsgeschwindigkeit	
c_p	–	Druckrückgewinnkoeffizient	(2.12)
$c_p, ideal$	–	Idealer Druckrückgewinnkoeffizient	(2.14)
c_p	J/Kkg	Wärmekapazität Fluid	
c_w	J/Kkg	Wärmekapazität Draht	
CTA	–	Constant Temperature Anemometry	
DA	–	Instationärer Druckaufnehmer	
E_b	V	Speisespannung	(A.11)
E_0	V	Spannung der Brückendiagonalen	
h	m	Eintrittshöhe	
h	–	Koeffizient für Gierwinkel	
h	J/kg	Spezifische Enthalpie	
H	m/s^2	Helicity	(7.2)
$H_{1,2}$	–	Formfaktor	(2.29)
I	A	Stromstärke	
j	J/kg	spezifische Dissipationsenergie	(2.5)

Formelzeichen

k	m^2/s^2	Turbulente kinetische Energie	(2.22)
k	–	Koeffizient für Nickwinkel	
KW	–	Kanalwirbel	
l	m	Länge	
l_x	m	Integrales Längenmaß	(5.9)
l^*	–	Dimensionslose Länge	(2.8)
LDA	–	Laser Doppler Anemometry	
Ma	–	Mach-Zahl	(2.1)
\dot{m}	kg/s	Massenstrom	
N	–	Anzahl Messwerte	
N	–	Matrix Koordinatentransformation	
n	$1/min$	Drehzahl	
Nu	–	Nusselt-Zahl	(A.4)
p	N/m^2	Druck	
q^2	m^2/s^2	Turbulente kinetische Energie	(2.22)
\dot{Q}	W	Wärmestrom	
Pr	–	Prandlzahl	(A.5)
r	m	Radius	
Re	–	Reynolds-Zahl	(2.16)
R	Ω	Elektrischer Widerstand	
R	$m^2/s^2, -$	Autokorrelation	
R_{adj}	Ω	Einstellbarer Widerstand der Brückenschaltung	
s	$J/kg K$	spez. Entropie	
s	m	Strecke	
SpW	–	Spaltwirbel	
t	s	Zeit	
T	K	Temperatur	
T	s	Schaufelddurchlauf	
Tu	$\%$	Turbulenzgrad	(2.21)
U	m/s	Axiale Geschwindigkeit	
u_∞	m/s	Geschwindigkeit der Hauptströmung	
u	m/s	axiale Geschwindigkeit	
u	m/s	Geschwindigkeit des Rotors	
V	m/s	Radiale Geschwindigkeit	
v	m/s	Radiale Geschwindigkeit	
v	m^3/kg	spezifisches Volumen	
\dot{V}	m^3/s	Volumenstrom	
W	m/s	Geschwindigkeit in Umfangsrichtung	
w	m/s	Geschwindigkeit in Umfangsrichtung	
x	m	Axiale kartesische Koordinate	
y	m	Radiale kartesische Koordinate	
y	kg/m^2s^2	Impulstransport	

y	m^2/s^2	Strömungsarbeit	(2.4)
$Y(t)$	—	Ergebnis Fouriertransformation	(7.4)
z	m	Kartesische Koordinate in Umfangsrichtung	

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Def. in Gl.
α	$1/K$	Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes	
α	$^\circ$	Drallwinkel	
α	$^\circ$	Gierwinkel	
β_s	$^\circ$	Nickwinkel	
δ_{99}	m	Grenzschichtdicke	
δ_1	m	Verdrängungsdicke	(2.26)
δ_2	m	Impulsverlustdicke	(2.28)
δ_{ij}	—	Kronecker-Delta	
Δ	—	Laplace'scher Operator	
η	$kg/m\ s$	Dynamische Viskosität	
ϵ	—	Effektivität	
γ	$^\circ$	Rollwinkel	
γ	$^\circ$	Nickwinkel	
λ	$W/m\ K$	Wärmeleitfähigkeit	
μ	$kg/m\ s$	Dynamische Viskosität	
ν	m^2/s	Kinematische Viskosität	
ρ	kg/m^3	Dichte	
ϕ	—	Durchflusszahl	(2.34)
Φ_{xx}	—	Autokorrealion	(4.6)
Φ_{xy}	—	Kreuzkorrealion	(4.7)
θ	$^\circ$	Halber Diffusoröffnungswinkel	
τ'	N/m^2	Scheinspannung	
τ_w	N/m^2	Wandschubspannung	
τ	s	Zeitdifferenz	
v	—	Nabenverhältnis	(2.10)
$\vec{\omega}$	$1/s$	Vektor der Wirbelstärke	
ω	$1/s$	Wirbelstärke	(7.1)
X_w	Ω	Elektrischer Widerstand	

Tiefgestellte Indizes

Indize	Einheit
<i>inf</i>	Unendlich
<i>aus</i>	Austritt
<i>a</i>	Außen
<i>c</i>	Wärmeleitung
<i>cal</i>	Aus Kalibrierung
<i>D</i>	Draht
<i>Diff</i>	Diffusor
<i>dyn</i>	Dynamisch
<i>e</i>	Elektrisch
<i>ein</i>	Eintritt
<i>Euler</i>	Euler
<i>fc</i>	Erzwungene Konvektion
<i>gem</i>	Über Ebene gemittelt
<i>i</i>	innen
<i>inst</i>	Instationär
<i>ISO</i>	Nach ISO-Norm
<i>korr</i>	Korrigiert
<i>r</i>	Strahlung
<i>red</i>	Reduziert
<i>s</i>	Speicherung
<i>stat</i>	Statisch
<i>st</i>	Stationär
<i>tot</i>	Totale Größe
<i>T</i>	Über Schaufeldurchgang gemittelt
<i>u</i>	Umgebung
<i>w</i>	Draht

Dezimaltrennzeichen

In der gesamten Arbeit wird als Dezimaltrennzeichen ein Punkt verwendet

1 Einleitung

Diffusoren finden in vielen industriellen Bereichen der Energietechnik überall dort eine Anwendung, wo durch eine Erweiterung des Strömungskanal die kinetische Energie des Fluids verringert und der statische Druck am Austritt gegenüber dem Eintritt angehoben werden soll. Besonders im Turbomaschinenbau bilden Diffusoren einen wichtigen Bestandteil der Maschine. In Gasturbinen werden Diffusoren zwischen dem Verdichter und der Brennkammer genutzt, um zum einen den Austrittsdruck aus dem Verdichter weiter zu steigern und zum anderen, um der Brennkammer eine gleichmäßige Strömung zuzuführen.

Eine weitere zentrale Bedeutung haben Abgasdiffusoren, die stationären Gasturbinen am Austritt nachgeschaltet sind. Bei dieser Anwendung ist der statische Druck am Austritt des Diffusors entweder durch den Umgebungsdruck oder bei kombinierten Gas- und Dampfturbinenanlagen durch den Druck am Eintritt des Abhitzedampferzeugers festgelegt. Die Aufgabe des Diffusors ist hier, einen möglichst geringen statischen Druck am Austritt der Turbine zu erreichen. Je mehr Druck im Diffusor aufgebaut werden kann, desto geringer ist der Druck im Turbinenaustritt und desto höher ist damit das über die Turbine zur Verfügung stehende Druck- und Enthalpiegefälle. Durch einen optimal ausgelegten Diffusor kann so die Leistung und der Wirkungsgrad der Turbine bei gleichem Brennstoffeinsatz gesteigert werden. Dies bewirkt nicht nur einen wirtschaftlichen Vorteil, sondern auch einen ökologischen Gewinn, da der Ausstoß von CO_2 verringert wird.

Anhand einiger veröffentlichter Beispiele wird der Vorteil einer verbesserten Diffusorauslegung verdeutlicht. So konnte nach Friberg et al. (1989) durch die Optimierung der Geometrie eines Abgasdiffusors der Wirkungsgrad einer 30 MW Dampfturbine um nahezu 1% gesteigert werden. Farokhi (1987) gibt ebenfalls eine mögliche Leistungssteigerung einer Turbine von 1% an, wenn der Druckrückgewinnkoeffizient, der in Abschn. 2.1.2 erklärt ist, um 0.2 erhöht wird. Die Anpassung der Diffusorgeometrie nach einer Leistungssteigerung einer GT26 Gasturbine von ALSTOM beschreiben Vassiliev et al. (2011). Die Austrittsverluste im Abgasdiffusor werden um 30% reduziert und bewirken einen merklichen Anstieg des Wirkungsgrades der Turbine. Keller (1987) sieht das Abdampfgehäuse von Niederdruckturbinen als einen der vielversprechendsten Bereiche für die Leistungssteigerung einer Dampfturbinenanlage. Keller (1987) begründet es dadurch, dass die Austrittsenergie mehr als zwei Prozent des zur Verfügung stehenden isentropen Enthalpiegefälles und 15% der Totalverluste von großen Antriebsturbinen für Generatoren ausmacht.

Die Auslegung eines Abgasdiffusors erfolgt über Auslegungsdiagramme. Anhand dieser Diagramme kann durch die geometrischen Abmessungen der Diffusoren der zu erwartende Druckrückgewinn in einem Diffusor bestimmt werden. Die bekanntesten Auslegungsdiagramme stammen von Sovran und Klomp (1967). Den Auslegungsdiagrammen liegen umfangreiche experimentelle Untersuchungen mit einer Variation der Diffusorgeometrie

1 Einleitung

zugrunde. Diese Untersuchungen werden unter idealisierten Bedingungen durchgeführt, so dass die Abströmbedingungen der letzten Turbinenstufe nicht berücksichtigt werden. Dadurch ist die Auslegung eines Diffusors anhand dieser Auslegungsdiagramme konservativ.

Die Abströmbedingungen aus der letzten Turbinenstufe beinhalten viele Einflussfaktoren, die in den Auslegungsdiagrammen nicht berücksichtigt werden. Bereits Kline et al. (1959) weisen darauf hin, dass diese Einflussfaktoren bei der Auslegung eines optimal arbeitenden Diffusors berücksichtigt werden müssen. Zu den wichtigsten zählen die Turbulenz und deren Struktur, die Nachläufe der Schaufeln, der Drall und die Spaltströmung zwischen Laufschaufel und Gehäuse. In vielen Untersuchungen, von denen ein Auszug im Abschn. 2.5 gegeben wird, werden die Auswirkungen dieser Faktoren isoliert auf die Arbeitsweise des Diffusors betrachtet. Die Wechselwirkungen zwischen diesen Faktoren und deren Einfluss auf die Strömung im Diffusor bleiben dabei außen vor.

Einige Untersuchungen an Diffusoren werden hinter realen Turbinenstufen, wie z. B. bei Quest und Scholz (1980), oder hinter Rotoren, die wie bei Sieker (2010) die Abströmung einer Turbinenstufe nachempfinden, durchgeführt. Dabei werden aber nicht die instationären Effekte, die aus der Abströmung des Rotors resultieren, und deren Mechanismen auf die Grenzschicht im nachgeschalteten Diffusor aufgelöst.

In der hier vorgestellten Arbeit werden unterschiedlich gestaltete Rotoren eingesetzt, um die Abströmung aus einer Turbinenstufe nachzubilden. Durch Variation der Drehzahl und des Massenstroms wird ein breites Feld an unterschiedlichen Abströmbedingungen und Sekundärströmungen erzeugt und durch den Einsatz instationärer Messtechnik aufgelöst. Deren Einflüsse auf die Grenzschicht im nachgeschalteten Ringdiffusor werden untersucht und Zusammenhänge mit dem erzielten Druckrückgewinn erarbeitet. Das Ziel ist es, unabhängig von den eingesetzten Rotoren, Einflussfaktoren herauszuarbeiten, die sich positiv auf die Stabilisierung der Grenzschicht und damit auf den erzielten Druckrückgewinn im Diffusor auswirken.

2 Diffusoren

2.1 Bauformen von Diffusoren

Diffusoren bestehen generell aus einem Strömungskanal, dessen Querschnitt sich durch eine beliebige Art und Weise in Strömungsrichtung erweitert. Die Querschnittserweiterung kann dabei kontinuierlich oder sprunghaft ausgeführt sein. Entsprechend der Anwendung wird zwischen axialen und radialen Bauformen unterschieden. In einem radialen Diffusor erfolgt die Querschnittserweiterung durch die, mit größer werdendem Radius anwachsende, durchströmte Ringfläche. In einem axialen Diffusor vergrößert sich die axial durchströmte Fläche durch einen sich divergent öffnenden Strömungskanal.

Für die Herleitungen in diesem und den folgenden Abschnitten wird die Annahme einer stationären, inkompressiblen Strömung getroffen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die maximale Strömungsgeschwindigkeit der in Kap. 7 vorgestellten Ergebnisse mit einer Mach-Zahl von maximal 0.11^1 nicht im kompressiblen Bereich liegt. Die Mach-Zahl

$$Ma = \frac{c}{a} \quad (2.1)$$

ist das Verhältnis von der örtlichen Geschwindigkeit c zur örtlichen Schallgeschwindigkeit a .

Durch eine Querschnittserweiterung in einem durchströmten Kanal wird eine Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit erreicht. Dies wird durch die Kontinuitätsgleichung

$$\rho \cdot c_{ein} \cdot A_{ein} = \rho \cdot c_{aus} \cdot A_{aus} \quad (2.2)$$

mit c_{ein} als Geschwindigkeit eines Fluids mit der Dichte ρ an der Diffusoreintrittsfläche A_{ein} und c_{aus} als Geschwindigkeit an der Diffusoraustrittsfläche A_{aus} zum Ausdruck gebracht, wobei $A_{aus} > A_{ein}$ und damit $c_{aus} < c_{ein}$.

Die Strömung durch einen Diffusor stellt nach Baehr und Kabelac (2006) einen stationären Fließprozess dar, bei dem technische Arbeit weder zu- oder abgeführt wird. Unter

¹In der gesamten Arbeit wird als Dezimaltrennzeichen ein Punkt verwendet

2 Diffusoren

Vernachlässigung des geodätischen Einflusses ergibt sich durch die Verzögerung der Strömung und dem damit verbundenen Abbau von kinetischer Energie des Fluids

$$\frac{1}{2}(c_{ein}^2 - c_{aus}^2) = y_{ein,aus} + j_{ein,aus} \quad (2.3)$$

eine positive Strömungsarbeit

$$y_{ein,aus} = \int_{ein}^{aus} v dp \quad (2.4)$$

und damit eine Druckerhöhung über die Länge des Diffusorkanals.

In Gl. (2.3) stellt $j_{ein,aus}$ die spezifische Dissipationsenergie

$$dj = T ds_{irr}^R \geq 0 \quad (2.5)$$

dar, die sich aus dem Produkt der durch Reibung im Fluid erzeugten irreversiblen Entropie ds_{irr}^R und der Querschnittsmitteltemperatur T zusammensetzt. Je Größer die Dissipationsenergie $j_{ein,aus}$ und damit die Reibungsverluste sind, desto geringer ist die Strömungsarbeit $y_{ein,aus}$ und damit die Drucksteigerung über den Diffusorkanal.

Unter Berücksichtigung einer inkompressiblen Strömung kann die Gleichung Gl. (2.3) als Gleichung von Bernoulli

$$\frac{\rho}{2}c_{ein}^2 + p_{stat,ein} = \frac{\rho}{2}c_{aus}^2 + p_{stat,aus} + \Delta p_{ein,aus} \quad (2.6)$$

vereinfacht werden. Der statische Druck am Austritt $p_{stat,aus}$ steigt demnach gegenüber dem statischen Druck am am Eintritt $p_{stat,ein}$ durch die Verzögerung der Strömung an. $\Delta p_{ein,aus}$ gibt dabei die aufgrund von Reibungsverlusten $\rho j_{ein,aus}$ verminderte Steigerung des statischen Druckes im durchströmten Diffusorkanal wieder.

Den Untersuchungen in dieser Arbeit liegt ein Axialdiffusor zu Grunde, weshalb im Folgenden der Fokus auf diese Bauweise gelegt wird. Der für die Steigerung des statischen Druckes notwendige Querschnittserweiterung in einem Axialdiffusor kann durch unterschiedliche Kanalkonturen ermöglicht werden. In Fleige (2002), ESDU (1967) und Howard et al. (1967) werden unterschiedliche Bauarten von Axialdiffusoren angegeben. Sie sind in Abb. 2.1 dargestellt.

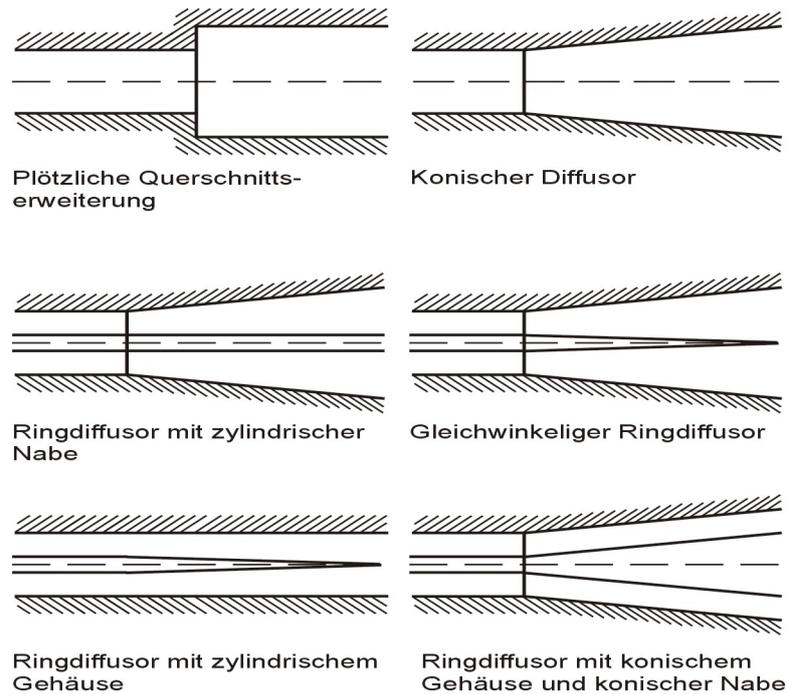


Abbildung 2.1: Bauarten von Axialdiffusoren nach Fleige (2002)

Die plötzliche Querschnittserweiterung ist auch als Carnot-Stoßdiffusor bekannt und findet u.a. in Flugtriebwerken vor der Brennkammer und in stationären Kraftwerksturbinen im Übergang von Ringdiffusoren zu konischen Diffusoren Anwendung. Konische Diffusoren, oder auch Bernoulli-Diffusoren genannt, zeichnen sich durch eine stetige Querschnittserweiterung des Strömungskanals aus. Eine Sonderform der Bernoullidiffusoren ist der Ringdiffusor. Die stetige Querschnittserweiterung wird hier nicht ausschließlich durch die Aufweitung des äußeren Umfanges erzielt, sondern kann zusätzlich durch die Geometrieänderung einer in der Kanalmitte eingebrachten Nabe erreicht werden. Kennzeichnend ist hierbei ein ringförmiger Strömungskanal. In dieser Arbeit kommt eine Kombination aus einem Ringdiffusor mit zylindrischer Nabe und einem sich anschließenden konischen Diffusor zum Einsatz, wobei der Übergang durch eine plötzliche Querschnittserweiterung realisiert ist.

2.1.1 Geometrische Kenngrößen zur Charakterisierung von Axialdiffusoren

Für die Charakterisierung von Axialdiffusoren werden Kenngrößen verwendet, die sich aus deren geometrischen Abmessungen ableiten. Die Bezeichnungen für die Abmessungen eines konischen Diffusors sind in Abb. 2.2 dargestellt.

Das Flächenverhältnis AR ergibt sich aus dem Verhältnis der Austrittsfläche A_{aus} des Diffusors zur Eintrittsfläche A_{ein}

2 Diffusoren

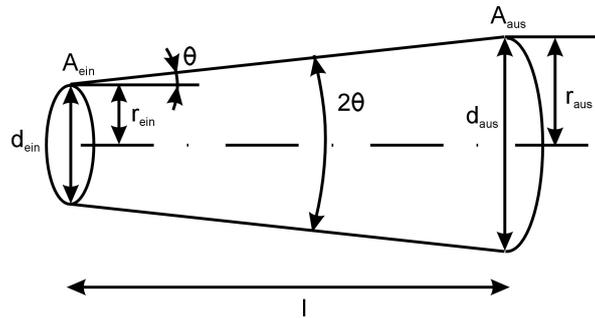


Abbildung 2.2: Geometrische Abmessungen im konischen Diffusor

$$AR = \frac{A_{aus}}{A_{ein}}. \quad (2.7)$$

Dieses kann zusammen mit der dimensionslosen Länge

$$l^* = \frac{l}{r_{ein}} \quad (2.8)$$

bereits vollständig einen konischen Diffusor charakterisieren. Eine weitere geometrische Kenngröße für einen konischen Diffusor ist der halbe Öffnungswinkel θ , der sich aus dem Flächenverhältnis AR und der dimensionslosen Länge l^* ermitteln lässt

$$\tan(\theta) = \frac{\sqrt{AR} - 1}{l^*}. \quad (2.9)$$

Ein Ringdiffusor in Abb. 2.3 beinhaltet mit der Nabe eine weitere Geometrie. Daher werden zusätzliche geometrische Kenngrößen benötigt, um diesen vollständig zu beschreiben. Für die dimensionslose Länge l^* sei darauf hingewiesen, dass die Bezugsgröße hier die Kanalhöhe h ist.

Das Nabenverhältnis

$$v = \frac{r_i}{r_a} \quad (2.10)$$

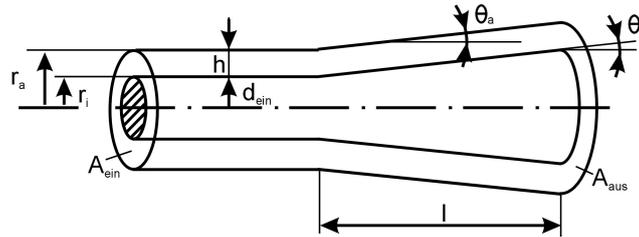


Abbildung 2.3: Geometrische Abmessungen im Ringdiffusor

ist das Verhältnis des inneren Kanalradius r_i zum äußeren Kanalradius r_a im Diffusor-eintritt und beschreibt zusammen mit dem Öffnungswinkel der Nabe θ_i vollständig die Geometrie der Nabe.

2.1.2 Thermodynamische Kenngrößen zur Charakterisierung von Axialdiffusoren

Die Aufgabe eines Diffusors ist durch die Aufweitung des Strömungskanals und die dadurch verbundene Verzögerung der Strömung einen möglichst großen Anstieg des statischen Druckes innerhalb des Diffusors zu bewirken. Umgekehrt ergibt dies bei einem festen statischen Druck am Austritt des Diffusors, der beispielsweise bei einer stationären Gasturbine der Umgebungsdruck sein kann, dass ein möglichst geringer statischer Druck am Diffusor-eintritt erzielt wird. Dadurch kann über eine vorgeschaltete Turbine ein höheres Druck- und damit ein höheres Enthalpiegefälle abgebaut werden, was bei gleichem Brennstoffein-satz zu einer höheren Leistung führt. Mit Hilfe der Abb. 2.4 wird dieser Zusammenhang erläutert.

Dargestellt ist der schematische Expansionsverlauf in einer Turbine mit und ohne nach-geschaltetem Diffusor, wobei die Zustandsänderung im Diffusor zur Verdeutlichung sehr ausgeprägt ist. Die spezifische Enthalpie gibt die Energie pro Masseneinheit des verwen-deten Fluids an, die spezifische Entropie ist ein Maß für die auftretenden Verluste einer adiabaten Zustandsänderung. Am Eintritt der Turbine liegt ein statischer Druck p_1 vor und eine Geschwindigkeit c_1 , deren Quadrat die kinetische Energie darstellt. Ohne Diffu-sor wird das Fluid in der Turbine auf den Druck p_2 entspannt, der im Fall einer stationären Gasturbine der Umgebungsdruck p_u sein kann. Entsprechend wird ein Enthalpiegefälle vom Punkt 1 bis zum Punkt 2 über die Turbine realisiert, was unter Berücksichtigung der kinetischen Energie gleichbedeutend mit der in der Turbine umgesetzten spezifischen Arbeit ist. Das Fluid am Austritt der Turbine erreicht dabei eine Geschwindigkeit c_2 , woraus sich eine hohe kinetische Energie ergibt, die ungenutzt in die Umgebung entweicht.

Mithilfe eines der Turbine nachgeschalteten Diffusors entspannt das Fluid in der Turbine auf einen tieferen statischen Druck p_3 und verrichtet damit eine höhere spezifische Arbeit.

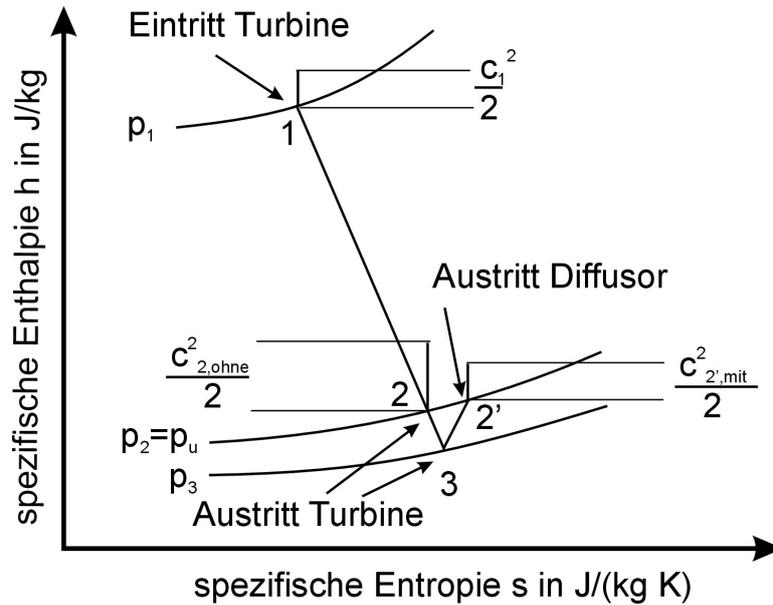


Abbildung 2.4: Enthalpie-Entropie Diagramm für die schematische Darstellung der Entspannung eines Fluids in einer Turbine mit nachgeschaltetem Diffusor nach Sieker (2010)

Die kinetische Energie am Austritt der Turbine wird nach Gl. (2.6) im Diffusor genutzt, um statischen Druck zurückzugewinnen. Die Totalenthalpie

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}c^2 = konst \quad (2.11)$$

bleibt über den gesamten Diffusorkanal konstant, sodass die kinetische Energie am Eintritt des Ringdiffusors zum Austritt hin in Enthalpie h umgewandelt wird. Die Enthalpie $h = h(p, T)$ ist sowohl vom Druck als auch von der Temperatur abhängig, sodass neben dem statischen Druck auch die Fluidtemperatur ansteigt. Einen zusätzlichen Temperaturanstieg erfährt das Fluid durch die auftretenden Reibungsverluste unter der Annahme eines adiabaten Diffusorkanals. In Gl. (2.3) geht die Temperatur über die Querschnittstemperatur T der Dissipationsenergie Tds_{irr}^R (vgl. Gl. (2.5)) in den stationären, inkompressiblen Fließprozess im Diffusor ein.

Durch den Anstieg der Enthalpie h und die damit verbundenen Reduzierung der kinetischen Energie liegt entsprechend Gl. (2.6) am Austritt des Diffusors der höhere statische Druck p_2 vor, der in dem hier vorgestellten Beispiel dem Umgebungsdruck p_u entspricht. Je stärker die Verzögerung der Strömung und der damit verbundene Druckanstieg über die Diffusorlänge ist, desto höher ist das Enthalpiegefälle und damit die spezifische Arbeit

über die Turbine bei gleichem Brennstoffeinsatz. Das Ziel ist also, einen Diffusor auszu-
legen, der bei gegebenen Randbedingungen einen möglichst hohen Druckrückgewinn bei
möglichst geringen Reibungsverlusten erzielt.

In der Literatur hat sich eine Kennzahl durchgesetzt, mit deren Hilfe der Druckrückge-
winn in einem Diffusor bei gegebenen Ein- und Austrittsbedingungen bewertet und vergli-
chen wird. Der Druckrückgewinnkoeffizient

$$c_p = \frac{p_{stat,aus} - p_{stat,ein}}{p_{tot,ein} - p_{stat,ein}} \quad (2.12)$$

setzt die erzielte Erhöhung des statischen Druckes im Diffusor ins Verhältnis zum dynami-
schen Druck

$$p_{dyn} = p_{tot} - p_{stat} = \frac{\rho \cdot c^2}{2}, \quad (2.13)$$

der an dessen Eintritt zur Verfügung steht. Der maximal zu erreichende Druckrückgewinn-
koeffizient in einem Diffusor wird durch Einsetzen der Kontinuitätsgleichung Gl. (2.2) in
die Gleichung nach Bernoulli Gl. (2.6) bestimmt. Dieser ideale Druckrückgewinnkoeffizient

$$c_{p,ideal} = 1 - \frac{1}{AR^2} \quad (2.14)$$

ist lediglich von der Ein- und Austrittsfläche des eingesetzten Diffusors abhängig. Für ein
Flächenverhältnis von 1 liegt eine Rohrströmung vor und es findet kein Druckrückgewinn
statt, sodass $c_{p,ideal}$ den Wert null annimmt. Für ein Flächenverhältnis $AR \rightarrow \infty$ würde der
ideale Druckrückgewinn $c_{p,ideal} \rightarrow 1$ werden. Dies ist allerdings nur ein theoretischer Wert,
der in einem realen Diffusor nicht möglich ist, da das Fluid am Austritt zum Stillstand
käme. Die Effektivität eines Diffusors wird aus dem Verhältnis des Druckrückgewinnkoeffi-
zienten zum idealen Druckrückgewinnkoeffizienten gebildet

$$\epsilon = \frac{c_p}{c_{p,ideal}}. \quad (2.15)$$

Für die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten wird nach Gl. (2.12) der dyna-
mische Druck am Eintritt als Bezugsgröße verwendet. Es wird in diesen Untersuchungen

der dynamische Druck (Differenz aus Total- und statischem Druck) unter Berücksichtigung der axialen und der Umfangskomponente bestimmt. Dadurch wird gewährleistet, dass der Anstieg des statischen Druckes durch die Verzögerung der radialen Strömungskomponente aufgrund der Vergrößerung der mittleren Kanaldurchmessers im Diffusor berücksichtigt wird. Wird die radiale Strömungskomponente des Geschwindigkeitsvektors nicht berücksichtigt, kann dies bei stark drallbehafteten Strömungen zu Druckrückgewinnkoeffizienten führen, die einen unphysikalischen Wert größer Eins annehmen.

2.2 Turbulente Strömungen

Strömungen können in laminarer oder turbulenter Form auftreten. Das charakteristische Merkmal einer turbulenten Strömung ist eine stochastische Schwankungsbewegung, die einer geordneten Grundströmung überlagert ist. Sie ist stets instationär, dreidimensional und wirbelbehaftet. Diese Schwankungsbewegungen treten auf, wenn die Trägheit der sich bewegenden Fluidpartikel durch die Reibungskräfte nicht mehr ausgeglichen werden. Die Reynolds-Zahl

$$Re = \frac{c \cdot l}{\nu} \quad (2.16)$$

mit der Geschwindigkeit c , einer charakteristischen Länge l und der kinematischen Viskosität ν gibt das Verhältnis der Trägheit zu Reibungskräften einer Strömung an. Durch die Reynolds-Zahl kann der Zustand der Strömung bei unterschiedlichen Anwendungen miteinander verglichen werden.

Da die turbulente Strömung durch deren Irregularität schwer zu beschreiben ist, werden statistische Größen für die Charakterisierung der Turbulenz verwendet. Die turbulente Strömung wird in eine mittlere Geschwindigkeit \bar{C} und eine Schwankungsgröße c' unterteilt. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit

$$\bar{C} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_i \quad (2.17)$$

ergibt sich aus der Mittelung von einer im Idealfall unendlichen Anzahl N an Momentanwerten der Geschwindigkeit C_i an einem festen Ort über einen festgelegten Zeitraum. Die Schwankungsgröße

$$c'_i = C_i - \bar{C} \quad (2.18)$$

bildet die Differenz vom Momentanwert C_i und der mittleren Geschwindigkeit. Der zeitliche Mittelwert der Schwankungsgröße (\bar{c}') beträgt null. Der Betrag der mittleren Schwankungsgröße wird über

$$\sqrt{\overline{c'^2}} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\bar{C} - C_i)^2} \quad (2.19)$$

ermittelt. Ist die Strömung zusätzlich einer deterministischen d.h. regelmäßig wiederkehrenden Schwankung \tilde{c} ausgesetzt, kann diese zusätzlich in die Aufteilung des momentanen Geschwindigkeitswertes eingebracht werden

$$C = \bar{C} + \tilde{c} + c'. \quad (2.20)$$

Ein Beispiel dafür ist die Strömung hinter einer Turbinenstufe, die von der deterministischen Schwankung \tilde{c} der Schaufelnachläufe und der stochastischen Schwankung c' geprägt ist.

Die Geschwindigkeit C setzt sich in dieser Arbeit vektoriell aus den Geschwindigkeitsanteilen in axialer (U), in radialer (V) und in Umfangsrichtung (W) zusammen. Entsprechend werden auch die mittleren und Schwankungsgrößen in die drei Komponenten aufgeteilt.

Für die Bewertung der Turbulenz in der Strömung wird der Turbulenzgrad und die turbulente kinetische Energie herangezogen. Der dimensionslose Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{1}{\bar{C}} \sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (2.21)$$

ist durch das Verhältnis der mittleren Schwankungsgrößen zur mittleren Geschwindigkeit definiert und daher ein Indikator, wie hoch der Anteil der Turbulenz im Verhältnis zur mittleren Strömung ist. Die turbulente kinetische Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{q'^2} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2} \quad (2.22)$$

2 Diffusoren

wird aus den gemittelten Quadraten der Schwankungsgrößen für die drei Geschwindigkeitskomponenten gebildet.

Für die vollständige Beschreibung einer Strömung können nach Schlichting und Gersten (1997) die Navier-Stokes-Gleichungen herangezogen werden. In der Form für inkompressible Strömungen lauten diese für die drei Koordinatenrichtungen

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(U^2)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} + \frac{\partial(UW)}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \Delta U, \quad (2.23a)$$

$$\rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial(UV)}{\partial x} + \frac{\partial(V^2)}{\partial y} + \frac{\partial(VW)}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \Delta V, \quad (2.23b)$$

$$\rho \left(\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial(WU^2)}{\partial x} + \frac{\partial(WV)}{\partial y} + \frac{\partial(W^2)}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta W. \quad (2.23c)$$

Δ symbolisiert dabei den Laplace'schen Operator im Reibungsglied der rechten Seite der Gleichung. In diese Gleichungen werden für die Geschwindigkeiten und für den Druck die mittleren und die Schwankungsgrößen nach Gl. (2.18) eingesetzt. Nach Anwendung der Mittelungsregeln und Anwendung der Kontinuitätsgleichung ergeben sich daraus die Reynolds-Averaged Navier-Stokes Gleichungen (RANS-Gleichungen)

$$\rho \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \bar{W} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \Delta \bar{U} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right), \quad (2.24a)$$

$$\rho \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} + \bar{W} \frac{\partial \bar{V}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \Delta \bar{V} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right), \quad (2.24b)$$

$$\rho \left(\bar{U} \frac{\partial \bar{W}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{W}}{\partial y} + \bar{W} \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \mu \Delta \bar{W} - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right). \quad (2.24c)$$

Für eine detaillierte Herleitung dieser Gleichungen sei auf Schlichting und Gersten (1997) verwiesen. Beim Vergleich der Gleichungen Gl. (2.23) und Gl. (2.24) stimmen die jeweils linken Seiten formal überein, wenn anstelle der Werte für U , V und W die mittleren Geschwindigkeitsgrößen eingesetzt werden. Gleiches gilt für die Druck- und Reibungsterme. Es treten auf der rechten Seite zusätzliche Glieder auf, die sich aus den Schwankungsbewegungen ergeben und die bei der Mittelung nicht wegfallen. Diese Glieder werden als scheinbare Spannungen oder auch als Reynolds-Spannungen bezeichnet und können zum Reynolds'schen Spannungstensor zusammengefasst werden

$$\begin{pmatrix} \tau'_{xx} & \tau'_{xy} & \tau'_{xz} \\ \tau'_{yx} & \tau'_{yy} & \tau'_{yz} \\ \tau'_{zx} & \tau'_{zy} & \tau'_{zz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \overline{\rho u'^2} & \overline{\rho u'v'} & \overline{\rho u'w'} \\ \overline{\rho v'u'} & \overline{\rho v'v'} & \overline{\rho v'w'} \\ \overline{\rho w'u'} & \overline{\rho w'v'} & \overline{\rho w'w'} \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Diese Reynoldsspannungen überwiegen im allgemeinen die viskosen Spannungen, die sich aus der mittleren Strömung ergeben. Daher haben die Reynoldsspannungen in turbulenten Strömungen beispielsweise für den Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht eine große Bedeutung. Zur Veranschaulichung ist eine weitere Herleitung der scheinbaren Spannungen nach Schlichting und Gersten (1997) im Anhang A.1 zu finden.

2.3 Grenzschichten in Diffusoren

An der Wand von überströmten Oberflächen gilt die Haftbedingung, sodass die Strömung hier den Wert null annimmt. Je größer der Abstand zur Wand wird, desto höher wird die Geschwindigkeit bis sie einen Wert von 99% der Außenströmung erreicht. Es bildet sich aufgrund von Reibungseinflüssen ein Geschwindigkeitsprofil aus. Dieser Bereich wird nach Merker und Baumgarten (2000) als wandnahe Strömung oder auch als reibungsbehaftete Grenzschichtströmung definiert. Die Außenströmung wird als reibungsfreie Potentialströmung mit der Geschwindigkeit u_∞ und die Grenzschichtdicke mit δ oder δ_{99} bezeichnet. In Abb. 2.5 ist im linken Bereich ein typisches Grenzschichtprofil dargestellt.



Abbildung 2.5: Grenzschichtströmung und Verdrängungsdicke δ_1 nach Merker und Baumgarten (2000)

Die Differenz zwischen einer theoretischen Potentialströmung ohne Reibungseinflüsse und dem Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht ist in Abb. 2.5 als schraffierter Bereich gekennzeichnet. Durch die geringere Geschwindigkeit strömt in einer Schicht an der

2 Diffusoren

Wand weniger Masse als in der weiter entfernten Hauptströmung. Es ergibt sich eine Verdrängungswirkung der Grenzschicht auf die Strömung von der Wand weg. Um diese Verdrängungswirkung berücksichtigen zu können, kann anschaulich der Strömungskanal in einen Bereich mit einer Geschwindigkeit u_∞ und einem nicht durchströmten Bereich aufgeteilt werden, wie in Abb. 2.5 rechts angedeutet. Die schraffierte Fläche rechts entspricht der schraffierten Fläche links. Die Höhe δ_1 dieses nicht durchströmten Bereichs wird als Verdrängungsdicke

$$u_\infty \delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} (u_\infty - u) dy \quad (2.26)$$

bezeichnet. Je größer diese Verdrängungsdicke einer Grenzschicht im Diffusor ist, desto geringer ist der für die Verzögerung zur Verfügung stehende Kanalquerschnitt. Speziell für die Anwendung im Diffusor wird daher die Blockage

$$B = \frac{\delta_1}{r_{ein}} \quad (2.27)$$

eingeführt, die nach Klein (1981) das Verhältnis von der durch die Grenzschicht blockierte Fläche zur theoretisch möglichen Querschnittsfläche angibt. Daher ist das Ziel einer guten Diffusorauslegung, die Grenzschichtdicke möglichst klein zu halten. Aufgrund der Verdrängungswirkung der Grenzschicht und des damit verbundenen geringeren Massenstroms in diesem Bereich wird eine Impulsverlustdicke

$$u_\infty^2 \delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} u(u_\infty - u) dy \quad (2.28)$$

für die Grenzschicht angeben. Das Verhältnis aus Verdrängungsdicke und Impulsverlustdicke wird als zusätzliche Kennzahl mit dem Formfaktor

$$H_{1,2} = \frac{\delta_1}{\delta_2} \quad (2.29)$$

eingeführt. Die aufgrund der Haftbedingung entstehende Reibung der Strömung an der Wand wird über die Wandschubspannung

$$\tau_w(x) = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.30)$$

berechnet. Nach Schlichting und Gersten (1997) ist die Wandschubspannung umgekehrt proportional der Grenzschichtdicke und monoton fallend in Strömungsrichtung.

Der Druckaufbau in einem Diffusor wirkt sich negativ auf die Grenzschicht aus. Der positive axiale Druckgradient in einem Diffusor wird sowohl der Außenströmung als auch der Grenzschicht aufgeprägt. Zusätzlich zu den Reibungsverlusten in der Grenzschicht muss die Strömung dort auch dem Druckgradienten widerstehen. Reicht die Energie innerhalb der Grenzschicht nicht mehr aus, kommt es zu Ablösungen im wandnahen Bereich. In Abb. 2.6 ist der Verlauf der Grenzschicht für dieses Szenario in einem Diffusor dargestellt.

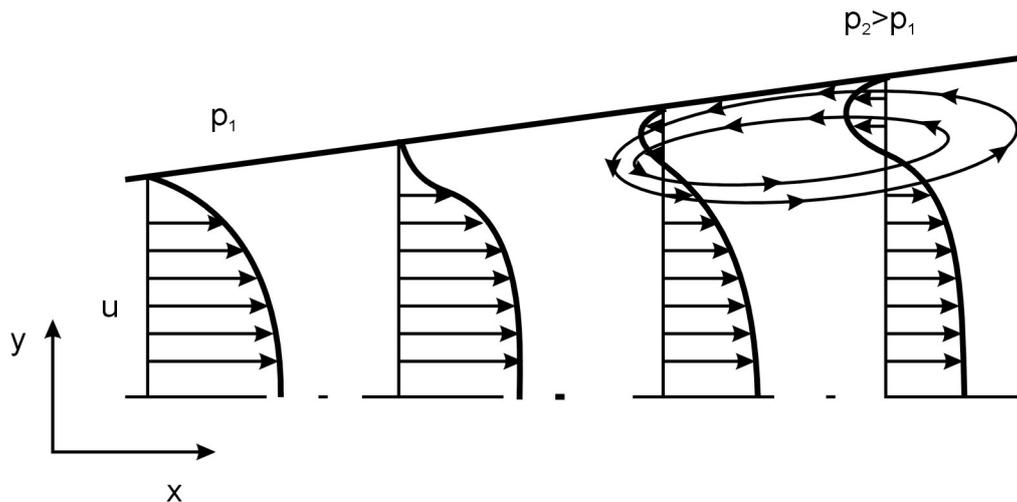


Abbildung 2.6: Grenzschichtentwicklung mit aufgeprägtem Druckgradienten nach Schlichting und Gersten (1997)

Im Eintritt des Diffusors prägt sich ein klassisches Grenzschichtprofil mit der Haftbedingung an der Wand aus. Mit zunehmender axialer Länge tritt in Wandnähe ein immer größer werdendes Impulsdefizit auf, während die Strömung nahe der Hauptströmung durch die Querschnittserweiterung verzögert. Bei den letzten beiden Geschwindigkeitsprofilen kommt es an der Wand zur Rückströmung, da die Grenzschichtströmung in diesem Bereich nicht mehr gegen den Druckgradienten und die Reibungsverluste anstehen kann. Es kommt zu einer Ablösung in Form eines Wirbels. Diesen Zustand gilt es bei der Diffusorauslegung zu

2 Diffusoren

vermeiden, indem entweder die Grenzschicht aus der Hauptströmung mit Energie versorgt oder der Diffusoröffnungswinkel und damit der aufgeprägte Druckgradient verringert wird.

Innerhalb des Diffusors können verschiedene Formen der Grenzschichtablösungen auftreten, die in Abb. 2.7 als unterschiedliche Betriebszustände von Diffusoren dargestellt sind und ebenfalls von Kline et al. (1959) für geradwandige Diffusoren beschrieben werden.

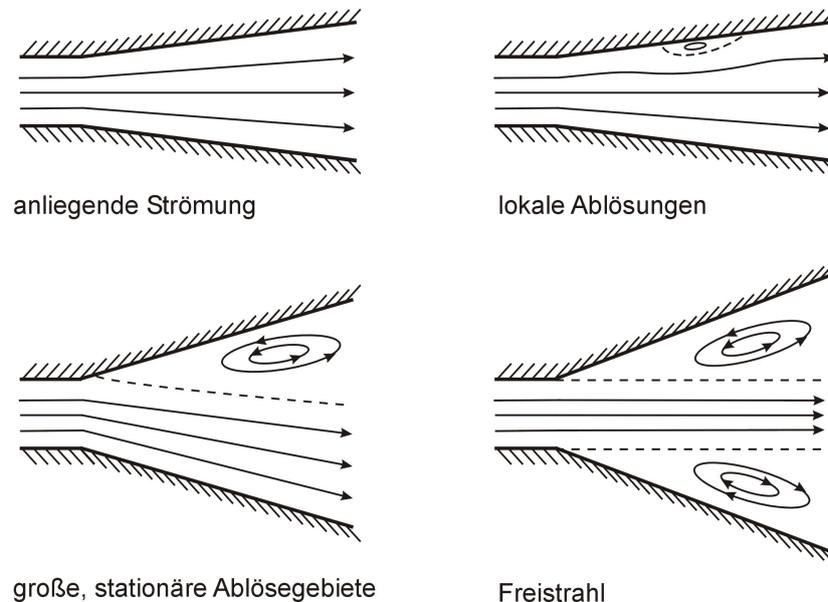


Abbildung 2.7: Betriebszustände von Diffusoren nach Traupel (1988)

Der erste Betriebszustand ohne Ablösung wird für kleine Diffusoröffnungswinkel erreicht. Hier folgt die Strömung der Außenkontur des Kanals und stellt strömungstechnisch den Optimalfall der Betriebszustände dar, führt aber nicht zwangsläufig zum maximal möglichen Druckaufbau im Diffusor. Wird der Öffnungswinkel vergrößert, setzen erste makroskopische Ablösungen der Grenzschicht ein. Diese Ablösungen sind nicht dauerhaft, sondern treten fluktuierend auf. Erst bei einer weiteren Vergrößerung des Öffnungswinkels treten große, stationäre Ablösegebiete auf. Ackeret (1958) lässt einen Totalöffnungswinkel des Diffusors von $8 - 12^\circ$ zu, bevor es zu einer meist einseitigen Ablösung kommt. Durch diese Ablösegebiete kann die Hauptströmung nicht mehr der geometrischen Kontur des Diffusors folgen. Statt dessen verringert sich der zur Verfügung stehende Querschnitt, was eine geringere Verzögerung der Strömung und damit einen geringeren statischen Druckaufbau im Diffusor zur Folge hat. Daher sind diese Grenzschichtablösungen bei der Auslegung von Diffusoren zu vermeiden.

Nach Traupel (1988) arbeitet ein Diffusor am verlustärmsten, wenn gerade die ersten pulsierenden Ablösungen einsetzen, was von Reneau et al. (1967) bestätigt wird. Ein Diffusor wird aber nicht auf genau diesen Betriebszustand bzw. Öffnungswinkel ausgelegt, da es bereits bei einer geringen Betriebspunktabweichung oder -variation zu einer stationären Grenzschichtablösung kommen kann. Um diese stationäre Ablösung wieder zum Anliegen

zu bringen, muss die Grenze zur pulsierenden Ablösung weit unterschritten werden. Die sich daraus ergebende Hysterese macht ein Anliegen der Strömung sehr aufwendig, weshalb die Auslegung der Diffusoren eher konservativ erfolgt. Den Extremfall, in dem der Diffusor nahezu keinen Druck aufbauen kann, stellt der Freistrahler als vierter Betriebspunkt dar. Hier sind die Ablösungen so groß, dass der Strömungsquerschnitt durch beidseitig (für kreisrunde Diffusoren auf dem gesamten Umfang) auftretende Totwassergebiete über die gesamte Diffusorlänge nahezu konstant bleibt.

Ein Ansatz, wann es zur Ablösung einer Grenzschicht in einer verzögerten Strömung kommt, ist bei Hourmouziadis (1989) zu finden. Abhängig von der Verzögerung der Strömung und der Reynolds-Zahl der Impulsverlustdicke sind in Abb. 2.8 Zusammenhänge dargestellt, wann eine Ablösung der Grenzschicht zu erwarten ist.

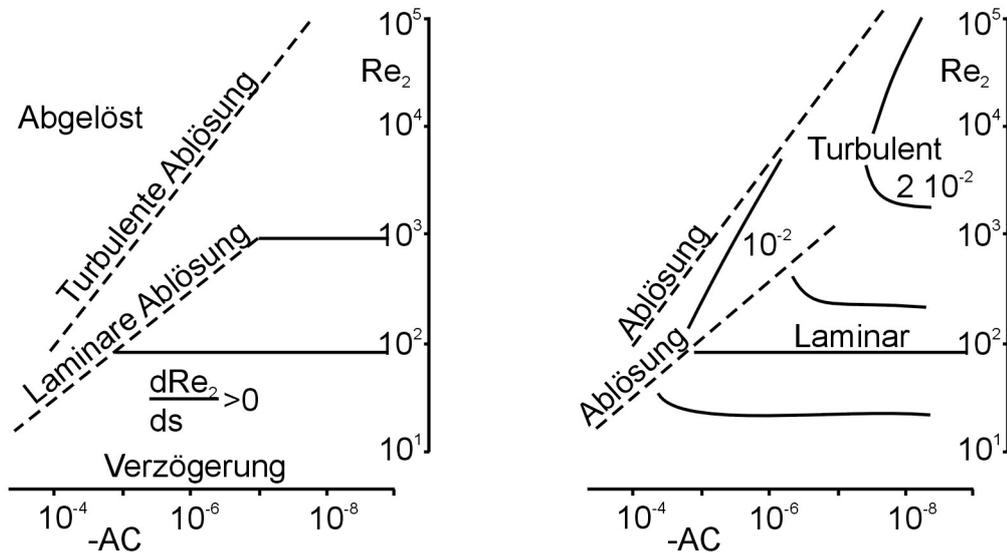


Abbildung 2.8: Zusammenhang zwischen Reynolds-Zahl der Verdrängungsdicke und der Verzögerung der Hauptströmung nach Hourmouziadis (1989)

Auf der Ordinatenachse ist die Reynolds-Zahl mit der Impulsverlustdicke als charakteristische Länge

$$Re_2 = \frac{u_\infty \cdot \delta_2}{\nu} \quad (2.31)$$

angegeben. Auf der Abszisse ist der negative Beschleunigungsterm

$$AC = \frac{\nu}{u_\infty^2} \frac{du_\infty}{dx} \quad (2.32)$$

aufgetragen, der ein Maß für die Verzögerung der Hauptströmung ist. Im linken Diagramm von Abb. 2.8 ist der Bereich angegeben, wann bei einer laminaren und einer turbulenten Grenzschicht, abhängig von den beiden oben beschriebenen Parametern, eine Ablösung der Grenzschicht vorliegt. Die Impulsverlustdicke nimmt in Strömungsrichtung zu. So ist für eine laminare Grenzschicht bei einem negativen Beschleunigungsterm von $AC = -10^{-6}$ und einer Reynolds-Zahl von $Re_2 = 10^2$ mit einer Ablösung zu rechnen. Bei einer turbulenten Grenzschicht ist für den gleiche Höhe des Beschleunigungsterms eine Reynolds-Zahl von $Re_2 = 10^3$ zugelassen. Es besteht also ein Zusammenhang zwischen der Impulsverlustdicke und der Verzögerung der Hauptströmung, wann eine laminare oder turbulente Grenzschicht ablöst. Je kleiner die Impulsverlustdicke ist, desto höher ist die mögliche Verzögerung in der Hauptströmung. Daher ist eine geringe Grenzschichtdicke nicht nur wichtig hinsichtlich der Versperrung des Strömungskanals, sondern auch für die Ablöse neigung bei einer stark verzögerten Hauptströmung.

Im rechten Diagramm der Abb. 2.8 sind zusätzlich Linien konstanten Wachstums der Impulsverlustdicke in Strömungsrichtung aufgetragen. Für laminare Grenzschichten ist diese hauptsächlich von der Reynolds-Zahl der Impulsverlustdicke abhängig und über einen weiten Bereich des Beschleunigungsterms konstant. Bei turbulenten Grenzschichten muss bei einer höheren Verzögerung der Hauptströmung die Reynolds-Zahl abnehmen, um auf einer Linie konstanten Grenzschichtwachstums zu bleiben. Für eine konstante Reynolds-Zahl steigt das Wachstum der Grenzschicht mit zunehmender Verzögerung der Strömung an. Als Fazit für die hier vorgestellte Arbeit ist es also wichtig, vom Diffusoreintritt an eine geringe Grenzschichtdicke zu erreichen, um eine möglichst hohe Verzögerung der Strömung und damit einen hohen Druckrückgewinn zu erzielen.

2.4 Sekundärströmungen

Nach Lechner und Seume (2003) bestehen Sekundärströmungen aus allen sich der Hauptströmung überlagernden Wirbelströmungen, deren kinetische Energie zu einem großen Teil dissipiert. Daher werden Sekundärströmungen als Strömungsverluste bezeichnet. Im Schaufelgitter einer Turbinenstufe und damit im Eintritt eines, einer Turbine nachgeschalteten, Diffusors treten drei charakteristische Wirbelstrukturen auf.

Der Kanalwirbel bildet sich durch die verlangsamte Strömung an der oberen und unteren Begrenzung des Strömungskanals aus. Das Fluid kann hier von der Druckseite der einen zur Saugseite der anderen Schaufel strömen. Um die Masse wieder auszugleichen, strömt das Fluid in der Kanalmitte wieder zur Druckseite zurück. Dadurch bilden sich zwei gegensinnig zueinander rotierende Wirbel.

Der Hufeisenwirbel entsteht durch den durch die Reibung verringerten Staudruck an den

Vorderkanten der Schaufeln im Wandbereich. Die sich daraus ergebende Strömung bildet den Hufeisenwirbel.

Der Spaltwirbel resultiert aus der Strömung von der Druck- zur Saugseite einer Schaufel. Das Fluid strömt dabei durch den Spalt zwischen Lauf- bzw. Leitschaufel und Gehäusewand bzw. Nabe, sofern die Schaufeln nicht mit einem Deckband versehen sind. In der hier vorgestellten Arbeit kommt keine reale Turbinenstufe zum Einsatz, sondern u.a. ein Rotor mit einem turbomaschinenähnlichen Profil, auf das in Kap. 3 näher eingegangen wird. Im Kap. 7 kann betriebspunktabhängig der Einfluss des Spaltwirbels auf die Stabilisierung der Grenzschicht nachgewiesen werden. Der Hufeisenwirbel und der Kanalwirbel können mit dem vorhandenen Schaufelprofil nicht generiert werden.

2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

Das Ziel einer Diffusorauslegung ist einen möglichst hohen Druckrückgewinn zu erreichen. Dafür müssen viele Einflussfaktoren, die die Funktionsweise des Diffusors beeinflussen, berücksichtigt werden. Zum einen kann es bei Vorgaben für den zur Verfügung stehenden Bauraum zu Einschränkungen bei der Wahl der geometrischen Abmessungen des Diffusors geben. Zum anderen müssen die Einflüsse der Randbedingungen am Ein- und Austritt des Diffusors in die Auslegung mit eingehen. Die Anzahl von Arbeiten zu diesem Thema sind aufgrund der zahlreichen Einflussfaktoren so umfangreich, dass für den direkten Zusammenhang mit dem hier behandelten Thema nur ein Auszug gegeben werden kann. Sofern die Angaben in den vorgestellten Arbeiten gegeben sind, werden die Bauart der Diffusoren, deren halbe Öffnungswinkel θ und der erzielte Druckrückgewinnkoeffizient c_p nach Gl. (2.12) zusammen mit der erzielten Effektivität nach Gl. (2.15) angegeben. Eine tabellarische Zusammenfassung ist am Ende dieses Kapitels in Tab. 2.1 gegeben.

In vielen Arbeiten wird der Einfluss einzelner Faktoren auf die Funktionsweise des Diffusors erläutert. Wie schwierig es ist, diese Erkenntnisse auf einen Diffusor unter realen Bedingungen anzuwenden, zeigt sich anhand der Ergebnisse von Amann und Dawson (1969). In einem Ringdiffusor, dessen Geometrie nicht näher beschrieben ist, ergibt sich eine Effektivität gemäß Gl. (2.15) mit einer idealisierten Strömung ohne Stützrippen von 0.68. Mit eingebauten Stützrippen sinkt die Effektivität auf 0.58 und mit einer nahezu drallfreien Strömung im Austritt einer Gasturbine auf 0.43. Der entsprechende Druckrückgewinnkoeffizient wird nicht angegeben. Anhand dieser Versuchsreihe wird die Vielzahl an Einflussfaktoren ersichtlich, die eine Auswirkung auf die Funktionsweise eines Diffusors haben. In diesem Fall sind es die Zuströmbedingungen in Form einer idealisierten, ungestörten Strömung im Vergleich zu einer Abströmung aus einer realen Turbinenstufe. Des Weiteren haben die Stützrippen im Diffusor einen Einfluss auf den erzielten Druckrückgewinn und die damit verbundene Effektivität des Diffusors.

Eine besonders ausführliche Zusammenfassung von bis zum Zeitpunkt der Veröffentlichung untersuchter Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Diffusoren zeigen Japikse

und Baines (1998). Die Vielzahl der Faktoren, die einen Einfluss auf die Arbeitsweise von Diffusoren haben, macht es schwierig, deren einzelnen Einfluss auf den Druckrückgewinn in einem Diffusor zu bewerten. Zusätzlich müssen die Auswirkungen von überlagerten Effekten, wie sie üblicherweise in praktischen Anwendungen z.B. in oder hinter Strömungsmaschinen auftreten, bei der Auslegung bewertet werden. Im Folgenden werden Arbeiten zu unterschiedlichen Einflussfaktoren und deren Auswirkungen auf die Strömung in Diffusoren vorgestellt. Anschließend wird eine Verknüpfung zu dieser Arbeit gegeben.

2.5.1 Auslegungsrichtlinien anhand der Diffusorgeometrie

Es existieren eine Vielzahl an Auslegungsrichtlinien für Diffusoren, die sowohl durch Experimente als auch analytisch hergeleitet werden. So zeigt Blasius (1910), zitiert aus Schlichting und Gersten (1997), dass für ein schwach divergentes Rohr die laminare Strömung nur einen geringen Druckanstieg verträgt, ohne dass die Strömung ablöst. Als Bedingung für die Vermeidung der Rückströmung wird der Zusammenhang $dR/dx \leq 12/Re$ angegeben. Auf Grundlage eines Ansatzes von Stratford (1957) berechnen Schlichting und Gersten (1997) für Keildiffusoren mit laminaren Grenzschichten ein maximales Flächenverhältnis für eine ablösefreie Strömung von 1.16. Die Lage des Ablösepunktes für diesen Ansatz ist nur dann vom Öffnungswinkel unabhängig, wenn die Verdrängungswirkung der Grenzschichten vernachlässigbar klein ist. Ansonsten kommt es für kleine Öffnungswinkel zu einer Wechselwirkung zwischen der Außenströmung und der Grenzschicht. Reneau et al. (1967) geben an, dass für viele Jahre ein gesamter Öffnungswinkel zwischen zwei divergenten Diffusorwänden von 7° ($\theta = 3.5^\circ$) für eine maximale Effektivität bei einfachen Diffusoranwendungen angewandt wurde.

Besonders in den 1960er und 1970er Jahren werden umfangreiche und aufwendige Versuche durchgeführt, bei denen der Druckrückgewinn in Diffusoren unterschiedlicher Geometrien untersucht wird. Daraus ergeben sich die so genannten Design Charts bzw. Auslegungsdiagramme für Diffusoren, bei denen, abhängig von deren Geometrie, der zu erwartende Druckrückgewinnkoeffizient aufgetragen ist. In Kline et al. (1959) und Moore und Kline (1958) werden den in Abb. 2.7 aufgezeigten Betriebszuständen geometrische Randbedingungen in Form von Öffnungswinkel und dimensionsloser Länge für einen zweidimensionalen Diffusor zugeordnet. Reneau et al. (1967) haben Auslegungsdiagramme für Diffusoren mit rechtwinkligem Querschnitt und zwei divergenten Seitenwänden, so genannte zweidimensionale Diffusoren, aufgestellt. Die Blockage wird am Eintritt durch unterschiedlich ausgeprägte Grenzschichtdicken variiert, wobei der Druckrückgewinn der Diffusoren mit dickerer Grenzschicht abnimmt. Es wird ein Trend für den höchsten Druckrückgewinn für Kombinationen aus steigendem Flächenverhältnis und dimensionsloser Länge angegeben. So wird bei einer Blockage von 7%, einem Flächenverhältnis von 4, und einer dimensionslosen Länge von 17, was einem Öffnungswinkel von 6.8° ($\theta = 3.4^\circ$) entspricht, ein maximaler Druckrückgewinnkoeffizient von 0.85 ($\epsilon = 0.91$) erreicht. Für konische Diffusoren stellen McDonald und Fox (1966) Auslegungsdiagramme auf und geben dabei Linien von maximalem Druckrückgewinn und erster, nennenswerter Ablösung an. Eine Abhängigkeit des Druckrückgewinns von der Reynolds-Zahl am Diffusoreintritt wird bis zu einer Reynolds-

2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

Zahl von 75000 mit der Diffusoreintrittshöhe als charakteristische Länge angegeben. Dolan und Runstadler (1973) bestätigen den geringen Einfluss von Mach- und Reynolds-Zahl auf die erstellten Auslegungsdiagramme für konische Diffusoren. Die Blockage kann bei einem Anwachsen von 3% auf 12% einen Rückgang des Druckrückgewinns von 15% bis 20% bewirken. Wenn als Basis der maximal mögliche Druckrückgewinn herangezogen wird, sind die Auslegungsdiagramme für konische und zweidimensionale Diffusoren nahezu identisch.

Die wohl am häufigsten zitierten Auslegungsdiagramme werden von Sovran und Klomp (1967) für zweidimensionale und konische Diffusoren erstellt. Die Daten dafür stammen aus bis zu diesem Zeitpunkt veröffentlichten und für Ringdiffusoren aus selbst generierten Ergebnissen. Als Beispiel ist in Abb. 2.9 ein Auslegungsdiagramm für Ringdiffusoren dargestellt. Abhängig vom Flächenverhältnis und der dimensionslosen Länge des Diffusors,

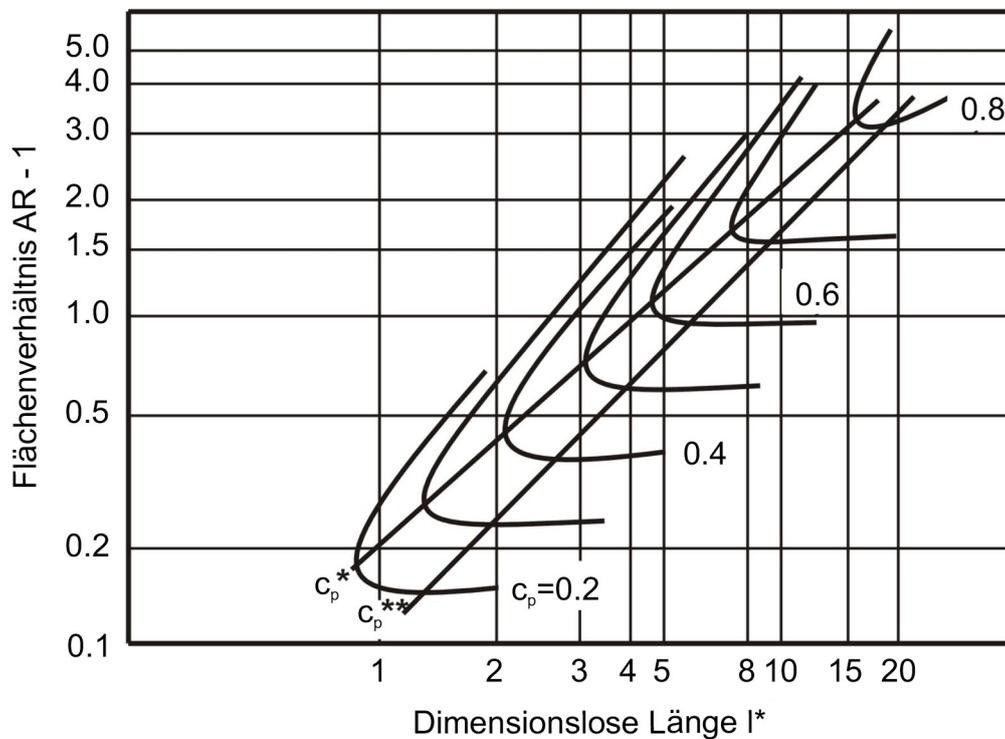


Abbildung 2.9: Auslegungsdiagramm für Ringdiffusoren nach Sovran und Klomp (1967) mit einer Blockage von 2%

sind für eine Blockage am Eintritt von 2% Linien konstanten, zu erwartenden Druckrückgewinns aufgetragen. Zwei zusätzliche Linien geben den optimalen Druckrückgewinn zum einen für eine vorgegebene dimensionslose Länge (c_p^*) und zum anderen für ein vorgegebenes Flächenverhältnis (c_p^{**}) an, wobei erstere aufgrund von Kosten- und Gewichtseinsparung durch eine möglichst geringe Baulänge von größerer Bedeutung ist. Mit zunehmendem Abstand oberhalb dieser Linien kommt es aufgrund des zu hohen Diffusoröffnungswinkels zur

Ablösung der Grenzschicht. Ein geringer Öffnungswinkel und ein Anwachsen der Grenzschicht unterhalb dieser Linien ergibt ein zu geringes effektives Flächenverhältnis bezogen auf die dimensionslose Länge, um die Strömung ausreichend zu verzögern. Der zu erwartende Druckrückgewinn wird daher mit zunehmendem Abstand immer geringer.

Weitere Auslegungsdiagramme für Ringdiffusoren sind bei Howard et al. (1967) und bei Takehira und Tanaka (1977) zu finden, wobei dort auch Ringdiffusoren mit einer Umlenkung von bis zu 90° untersucht werden. Haertl (1989) optimiert mit getrennten Gleichungen für die reibungsbehaftete Grenzschicht und die reibungsfreie Kernströmung die Gehäusekontur. Dabei wird durch Anwendung einer Parabelkontur bestätigt, dass für geometrisch schwach belastete Diffusoren eine glockenförmige und für stark belastete eine trompetenförmige Kontur Verbesserungen im Druckrückgewinn erzielen. Der Zusammenhang, bei welchen geometrischen Bedingungen welche Form zu besseren Ergebnissen führt, wird in Haertl (1989) durch ein Auslegungsdiagramm verdeutlicht. Eine Zusammenfassung von sowohl verschiedenen Auslegungsdiagrammen als auch Auswirkungen von Variationen in der Geometrie und Strömungsbedingungen am Diffusoreintritt sind bei der ESDU (1967) zu finden.

2.5.2 Einfluss des Geschwindigkeitsprofils und der Versperrung

Die Zuströmung zu Diffusoren ist in idealisierten Anwendungen über die gesamte Kanalhöhe homogen. Amann und Dawson (1969) weisen nach der Auswertung unterschiedlicher Veröffentlichungen darauf hin, dass im Austritt einer Turbine nicht die idealisierte Zuströmung eines homogenen Eintrittsprofils am Eintritt des Diffusors vorhanden ist. Dieser Umstand müsse bei experimentellen Untersuchungen berücksichtigt werden. Tyler und Williamson (1967) variieren den Verzerrungsfaktor U_{max}/\bar{U} , der die, über den Diffusoreintritt maximal auftretende, axiale Geschwindigkeit zur mittleren axialen Geschwindigkeit ins Verhältnis setzt. Dabei kommen acht unterschiedliche Diffusorgeometrien mit einer Variation der dimensionslosen Länge und des Flächenverhältnisses zum Einsatz. Um bei konstanter dimensionsloser Länge einen maximalen Druckrückgewinn zu erzielen, muss das Flächenverhältnis stark verringert werden, wenn der Verzerrungsfaktor einen Wert von 1.1 überschreitet.

Johnston (1954) variiert das Geschwindigkeitsprofil im Eintritt eines Ringdiffusors mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln von 6.5° ($\theta = 3.25^\circ$) bis 15° ($\theta = 7.5^\circ$). Für den größten Öffnungswinkel sinkt die Effektivität des Diffusors von 75% ($c_p = 0.52$) auf 58% ($c_p = 0.4$), wenn das Geschwindigkeitsmaximum des Verzerrungsfaktors U_{max}/\bar{U} in der Kanalmitte von 1 auf 1.3 steigt. Wird die Position des Geschwindigkeitsmaximums radial variiert, ergibt sich das beste Ergebnis für ein gehäusesseitiges Profil, wobei dieses beim 15° -Ringdiffusor ($\theta = 7.5^\circ$) mit 73% Effektivität ($c_p = 0.50$) 2% unter dem Wert für das gleichförmige Profil liegt. Das nabenseitige Profil erreicht eine Effektivität von 42% ($c_p = 0.4$). Die vergleichsweise hohe Effektivität für das gleichförmige und das gehäusesseitige Profil wird mit dem hohen Geschwindigkeits- und damit Impulsanteil am Gehäuse erklärt, der dem Ablösen der Grenzschicht unter dem Einfluss des entgegengerichteten Druckgradienten entgegenwirkt.

2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

Später werden in Wolf und Johnston (1969) weitere Variationen des Geschwindigkeitsprofils am Eintritt eines rechteckigen Diffusors mit zwei divergenten Wänden durchgeführt. Den höchsten Druckrückgewinnkoeffizienten erreicht ein Geschwindigkeitsprofil mit Maxima an den divergierenden Wänden. Mit einem Flächenverhältnis von 2.7 und einer dimensionslosen Länge von 12, was einem Öffnungswinkel des Diffusors von 6.14° ($\theta = 3.07^\circ$) entspricht, wird z. B. ein c_p -Wert von 0.68 ($\epsilon = 0.79$) erreicht. Für ein weiteres Geschwindigkeitsprofil, bei dem fünf Maxima zwischen den beiden festen Wänden generiert werden, also quasi in Umfangsrichtung, kann bei gleichen Geometriebedingungen ein c_p -Wert von 0.77 ($\epsilon = 0.9$) erreicht werden. Dieses Geschwindigkeitsprofil bildet in einfacher Weise die Nachläufe von stromaufwärts gelegenen Schaufeln nach und zeigt dadurch bereits grundsätzlich den positiven Einfluss der Durchmischung der Strömung durch Schaufelnachläufe auf die Funktionsweise eines nachgeschalteten Diffusors.

Durch eine Variation der Einlaulänge zum Diffusor zwischen 0 und 2.03 m werden bei Waitman et al. (1961) unterschiedliche Eintrittsprofile generiert. Untersucht werden zweidimensionale, geradwandige Diffusoren mit Öffnungswinkeln zwischen 2.5° ($\theta = 1.25^\circ$) bis 40° ($\theta = 20^\circ$). Aufgrund der sich ausbildenden Grenzschicht im Einlaufkanal, ergeben sich, abhängig von der Einlaulänge, unterschiedlich stark ausgeprägte Geschwindigkeitsdefizite an der Gehäusewand, die einen Einfluss auf den erzielten Druckrückgewinn im Diffusor haben. Der maximal erreichte Druckrückgewinnkoeffizient von 0.77 ($\epsilon = 0.875$) für einen Diffusoröffnungswinkel von 14° ($\theta = 7^\circ$) sinkt unter den Bedingungen mit der größten Einlaulänge auf 0.62 ($\epsilon = 0.705$) ab.

In Hirschmann et al. (2012) wird der Einfluss von Geschwindigkeitsprofilen am Eintritt von Diffusoren auf den Druckrückgewinn bestätigt. Es werden unterschiedlich geformte Eintrittsprofile des Totaldrucks in einen Ringdiffusor mit einem Öffnungswinkel von 30° ($\theta = 15^\circ$) und einem sich anschließenden zylindrischen Rohr ohne Nabe untersucht. Der erzielte Druckrückgewinnkoeffizient beim gehäuseseitigen und gleichförmigen Eintrittsprofil beträgt am Austritt 0.62. Das nabenseitige Profil erzielt im Vergleich zu den anderen Profilen einen um 0.1 geringeren c_p -Wert für eine Mach-Zahl von 0.6. Bei Experimenten mit einem konischen Diffusor mit 8° Öffnungswinkel ($\theta = 4^\circ$) und unterschiedlichen Verdrängungsdicken der Grenzschicht am Eintritt des Diffusors von Sprenger (1959) ist die Effektivität und damit der Druckrückgewinnkoeffizient stark abhängig von der Verdrängungsdicke $2\delta_2/d$. In Bereichen dünner Verdrängungsdicken von $2\delta_2/d$ bis zu 0.04 sinkt die Effektivität des konischen Diffusors zum Teil um mehr als 20%, wenn die Verdrängungsdicke im Diffusoreintritt um 1% erhöht wird wird.

Bei einer Variation von zwei unterschiedlichen Totaldruckprofilen am Eintritt eines Ringdiffusors mit einem Flächenverhältnis von 3.27, sowohl mit Stützrippen als auch ohne, in Vassiliev et al. (2011) erzielt ein Totaldruckprofil am Eintritt mit Maxima an den Wänden den besten Druckrückgewinn. Allerdings zeigen die Ergebnisse, dass der Druckrückgewinn bei einem gleichförmigen und einem gehäuseseitigen Eintrittsprofil von weiteren Faktoren abhängig ist. Im dargestellten Beispiel steigt der Druckrückgewinnkoeffizient für eine Berechnung ohne Stützrippen von einem gleichförmigen Eintrittsprofil zu einem wandkonturierten von 0.4 ($\epsilon = 0.44$) auf 0.77 ($\epsilon = 0.85$). Bei einer Rechnung mit Stützrippen steigt dieser bei gleichen Eintrittsprofilen von 0.67 ($\epsilon = 0.74$) auf 0.71 ($\epsilon = 0.78$). Daher kann kein

allgemein gültiger Zusammenhang zwischen einem optimalen Totaldruckprofil am Eintritt und dem erzielten Druckrückgewinn gegeben werden, außer, dass ein gehäusesseitiges Profil grundsätzlich zu einem höheren Druckrückgewinn führt.

2.5.3 Einfluss von Drall und Stützrippen

Hinter realen Turbomaschinen ist die Strömung im Diffusoreintritt oft drallbehaftet. Besonders bei Mittel- oder Schwachlastpunkten der Turbine, bei denen die Anströmung der letzten Schaufelreihe vom Auslegungspunkt abweicht, ist die Zuströmung zum Diffusor von Drall geprägt.

Bei Untersuchungen an dem, in dieser Arbeit ebenfalls verwendeten, Diffusorprüfstand (siehe Kap. 3) ohne rotierendes Speichenrad und mit einem Öffnungswinkel des Ringdiffusors von 20° ($\theta = 10^\circ$) durch Fleige (2001) ist bis zu einem Drallwinkel von 16° nur ein geringer und darüber hinaus ein negativer Einfluss auf den Druckrückgewinn festzustellen. Der Einfluss des Dralles in Verbindung mit Stützrippen ist in Veröffentlichungen von Fleige (2002), Fleige et al. (2003) und Pietrasch und Seume (2005) beschrieben. Durch die Fehlanströmung der Stützrippen bei unterschiedlich starkem Drall kommt es zu Ablösungen und damit zu Verlusten in der Strömung. Bei geringen Drallwinkeln zeigen profilierte Stützrippen einen vergleichsweise geringen Verlust, während zylindrische Stützrippen Vorteile bei stärkeren Drallwinkeln haben. Japikse (1988) zeigt anhand der Auswertung von Veröffentlichungen anderer Autoren, dass aufgrund des sich ausprägenden Potentialwirbels

$$r \cdot W = \text{const} \quad (2.33)$$

der Drallanteil in der Strömung nur bei einem im Vergleich zum Eintritt des Diffusors wesentlich größeren Austrittsradius für den Druckrückgewinn genutzt werden kann.

Coladipietro et al. (1975) untersuchen den Einfluss von zwei unterschiedlichen, symmetrischen Profilen der Eintrittsgeschwindigkeit ($B = 0.06$ und $B = 0.1$) bei Drallvariation (0° bis 25°) an Ringdiffusoren. Die dimensionslose Länge der Diffusoren mit einem Öffnungswinkel zwischen Nabe und Gehäuse von 40° ($\theta = 20^\circ$) wird variiert. Besonders für Diffusoren mit kleiner dimensionsloser Länge steigt der Druckrückgewinnkoeffizient bei $B = 0.1$ von 0.27 ($\epsilon = 0.75$) bei 0° Drall auf 0.35 ($\epsilon = 0.97$) bei 25° . Für die geringere Blockage von 0.06 wird ein um ca. 0.2 höherer Druckrückgewinnkoeffizient erzielt. Je größer die dimensionslose Länge ist, umso geringer ist der Einfluss des Dralles auf den Druckrückgewinn, sodass bei $l^* = 12.65$ der Druckrückgewinnkoeffizient mit 0.75 ($\epsilon = 0.76$) unabhängig vom Drall am Eintritt ist.

Kumar und Kumar (1980) untersuchen den Druckrückgewinn in Nabendiffusoren mit Öffnungswinkeln von 20° ($\theta = 10^\circ$), 30° ($\theta = 15^\circ$) und 40° ($\theta = 20^\circ$). Der Nabendurchmesser steigt für die erste Konfiguration unter dem gleichen Öffnungswinkel wie das Gehäuse an (Bauart A) und bei der zweiten für einen Öffnungswinkel am Gehäuse von 20° ($\theta = 10^\circ$)

unter einem geringeren Winkel (Bauart B) von 10° ($\theta_{Nabe} = 5^\circ$) und 15° ($\theta_{Nabe} = 7.5^\circ$). Die Experimente werden unter Drallvariation am Diffusoreintritt durchgeführt. Während ein Drallwinkel von 17° für die drei Diffusoren der Bauart A zu einem maximalen Druckrückgewinn führt, ist ein höherer Drallwinkel für die zwei Diffusoren der Bauart B von mindestens 25° für einen, im Vergleich zu drallfreier Strömung, um 18% höheren Druckgewinnkoeffizienten notwendig. Jeweils höhere Drallwinkel bringen einen Rückgang im Druckrückgewinn mit sich.

2.5.4 Nachlaufdellen und Abströmung von Verdichtern und Turbinen

Kruse et al. (1983) führen Experimente mit Ringdiffusoren unterschiedlicher Öffnungswinkel (10° ($\theta = 5^\circ$), 14° ($\theta = 7^\circ$), 20° ($\theta = 10^\circ$) und 30° ($\theta = 15^\circ$)) hinter einer Kaltluftturbine durch. Die Variation des Dralles in der Zuströmung des Diffusors wird über eine veränderte Turbinenbelastung bei konstanter Turbinendrehzahl vorgenommen. Eine Variation des Rotorspaltes erfolgte über eine Bearbeitung des Gehäuse rings. Bei Gegendrall (erhöhter Massenstrom bei konstanter Drehzahl) steigt der Druckrückgewinn, bei Gleichdrall (verringertem Massenstrom) kommt es zu Ablösegebieten im Austritt. Eine mittlere Spaltströmung erzeugt den höchsten Druckrückgewinn mit Gegendrall. Bei Gleichdrall bleibt der Druckrückgewinn auf einem niedrigen Niveau. Mit einer realen Turbinenabströmung kann, im Vergleich zu idealisierten Versuchsbedingungen ohne vorgeschaltete Turbinenstufe, ein höherer Druckrückgewinn erzielt werden.

Durch Messungen an zwei realen Gasturbinenanlagen unterstreicht Rappard (1977) die Notwendigkeit der Auslegung von Diffusoren zusammen mit der letzten Endstufe aufgrund der gegenseitigen Wechselwirkung von Abströmung aus der Turbine und Druckrückgewinn im Diffusor. Auch hier steigt der Druckrückgewinn im Ringdiffusor, dessen Öffnungswinkel nicht genannt ist, mit zunehmendem Gegendrall bzw. sinkt mit zunehmendem Gleichdrall deutlich.

Stevens et al. (1984) untersuchen die Strömung in vier unterschiedlichen, einer Brennkammer vorgeschalteten, Diffusoren mit Öffnungswinkeln von 13.3° ($\theta = 6.65^\circ$) und 20° ($\theta = 10^\circ$) und zwei nach außen gewölbten, glockenförmigen Diffusoren. Danach haben die Nachlaufdellen von Leitschaufeln, im Gegensatz zu einem voll ausgeprägten Geschwindigkeitsprofil ohne Leitschaufeln, einen stabilisierenden Einfluss auf das Geschwindigkeitsprofil am Austritt. Dies ist von besonderer Bedeutung, wenn der Diffusor einer weiteren Komponente, in diesem Fall der Brennkammer einer Gasturbine, vorgeschaltet ist. Dabei bleiben die Verluste aus der Abströmung gering, wenn die Nachlaufdellen im Austritt des Ringdiffusors bereits ausgemischt sind. Es wird dabei eine Mindestdiffusorlänge von drei bis vier Sehnenlängen angegeben, die im Fall von Abgasdiffusoren sicher überschritten ist. In weiteren Untersuchungen zeigen Stevens und Wray (1985), dass bei einem Einsatz von realitätsnäheren Leitschaufelprofilen schon nach einer Lauflänge von 1.5 Sehnenlängen keine Nachlaufdelle mehr nachzuweisen ist.

Zierer (1995) führt Messungen an vier verschiedenen Ringdiffusoren mit einem Öffnungs-

2 Diffusoren

winkel von 36.9° ($\theta = 18.45^\circ$) und unterschiedlich ausgeführter Nabengeometrien hinter einem einstufigen Axialverdichter bei unterschiedlichen Lastpunkten durch. Der vorhergesagte Druckrückgewinn aus einem Auslegungsdiagramm für Diffusoren, wie sie in Abschn. 2.5.1 vorgestellt werden, wird nach den Angaben des Autors auch für Ringdiffusoren hinter Turbomaschinen für bestimmte Bedingungen getroffen. Die Bedingungen sind bei einer Variation der Blockage am Eintritt gegeben, wenn die Geschwindigkeitsverteilung über den Eintrittsradius in der Kernströmung konstant bleibt. Durch den erhöhten Turbulenzgrad am Verdichteraustritt werden bessere Ergebnisse hinsichtlich einer weiter stromabwärts einsetzenden Ablösung der Diffusorgrenzschicht erzielt als ohne Rotor. Mit wachsendem Gradienten der axialen Geschwindigkeit in radialer Richtung verschlechtert sich der Druckrückgewinn im Vergleich zum gleichmäßig verteilten Geschwindigkeitsprofil am Diffusoreintritt. Ein systematischer Zusammenhang zwischen Öffnungswinkel und Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt kann aufgrund der unzureichenden Betriebspunktvariation jedoch nicht gegeben werden. Es wird aber ein hohes Potential zur Effizienzsteigerung der Maschine angegeben, wenn das radiale Geschwindigkeitsprofil und die Diffusorkontur aufeinander abgestimmt werden.

Becker und Stoffel (2005) und Becker und Stoffel (2004) untersuchen an einem 1 1/2-stufigen Modellverdichter mit einem rotierenden Speichenrad im nachgeschaltetem Ring- und Stoßdiffusor den Einfluss von Nachläufen auf den Druckrückgewinn. Dabei werden die Drehzahl und der Durchmesser der Speichen des Speichenrades variiert, um unterschiedliche Eintrittsbedingungen zu erzielen. Für einen Öffnungswinkel von 30° ($\theta = 15^\circ$) löst die Strömung ohne rotierende Speichen am Übergang vom 7° -Diffusor ab. Mit einem rotierenden Speichenrad und der entsprechend höheren Turbulenz und dem Zerfall der Nachlaufzellen innerhalb des Diffusors kann der Druckrückgewinn im Diffusor mit 30° gesamten Öffnungswinkel ($\theta = 15^\circ$) um 11% gesteigert werden. Anhand der erhöhten Schubspannungen $\overline{u'v'}$ im Eintritt des Ringdiffusors durch den Einsatz des rotierenden Speichenrades wird angenommen, dass die instationären Nachlaufzellen des Speichenrotors die Ausdehnung der Strömung durch deren Diffusion in die Grenzschicht verbessert.

Adenubi (1976) bewertet die Funktionsweise von drei Ringdiffusoren mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln von 10° ($\theta = 5^\circ$), 20° ($\theta = 10^\circ$) und 30° ($\theta = 15^\circ$) stromabwärts eines einstufigen Axialverdichters. Für die drallfreie Abströmung, bei der es zu leichten Ablösungen an den Statorschaufeln kommt, liegt der Turbulenzgrad abhängig von der Verdichterdrehzahl zwischen 5% und 7%. Die Blockage am Diffusoreintritt ist für alle Versuche nahezu konstant bei 8%. Der höchste c_p -Wert von 0.58 ($\epsilon = 0.77$) wird bei der maximalen Verdichterdrehzahl und dem 10° -Diffusor erreicht, was einer Steigerung um 14% gegenüber der geringsten Drehzahl darstellt. Die Ergebnisse für die Diffusoren mit halbem Öffnungswinkel $\theta = 5^\circ$ und $\theta = 10^\circ$ stimmen mit den Auslegungsdiagrammen von Sovran und Klomp (1967) überein, der Druckrückgewinn für den Diffusor mit 15° halbem Öffnungswinkel wird aber zu niedrig vorhergesagt. Daher wird der Schluss gezogen, dass die Diagramme nicht für ablösende Diffusorströmungen gelten. Von vielen anderen Autoren, die in diesem Abschnitt zitiert werden, wird berichtet, dass der erzielte Druckrückgewinn hinter einer Turbomaschine höher ist, als durch die Auslegungsdiagramme vorhergesagt wird. Die Übereinstimmung bei Adenubi (1976) für die Diffusoren mit halbem Öffnungswinkel von 5° und 10° kann

2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

dadurch entstehen, dass die Blockage mit 8% um das vierfache höher ist, als bei Sovran und Klomp (1967) und dieser negative Einfluss durch den um das 2 bis 3-fache höheren Turbulenzgrad ausgeglichen wird.

In Vergleichen von Strömungsfeldern in zwei Ringdiffusoren mit Öffnungswinkeln von 12.8° ($\theta = 6.4^\circ$) und 18.7° ($\theta = 9.35^\circ$) mit und ohne vorgeschaltetem Schaufelprofil zeigen Cherry et al. (2010), dass der Einfluss von gerade angeströmten und möglichst verlustfrei ausgelegten Schaufelprofilen kaum einen Einfluss auf den Druckrückgewinn in Diffusoren mit konservativ ausgelegtem Öffnungswinkel hat. Die Größe des Radialspaltes der letzten Stufe einer Gasturbine in einem praxisnahen Bereich hat nach Willinger und Haselbacher (1998) nahezu keinen Einfluss auf die spezifische Arbeit und den Wirkungsgrad für die Stufen-Diffusor Kombination. Die Verluste der letzten Turbinenstufe durch einen größeren Radialspalt wird durch den positiven Einfluss der Spaltströmung auf den Diffusor wieder ausgeglichen. Im Gegensatz dazu zeigen Zimmermann und Stetter (1993), dass zwar eine Spaltvergrößerung zwischen der letzten Laufreihe und dem Gehäuse zu einer Verbesserung der Diffusordurchströmung führt, der Wirkungsgradverlust in der Turbinenstufe von 2% aber überwiegt. Eine systematische Untersuchung des Einflusses von unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnissen zwischen Spaltströmung und Hauptströmung an einem Modelldiffusor führen Volkmer et al. (2009) durch. Ein Optimum ergibt sich bei einem Geschwindigkeitsverhältnis aus Spalt- und Hauptströmung von 1 bis 1.2. Höhere und niedrigere Spaltströmungsgeschwindigkeiten ergeben eine früheres Ablösen der Grenzschicht im Diffusor.

Durch 34 modellierte Leitschaufeln im Eintritt eines Schwanenhalsdiffusors mit einem Flächenverhältnis von 1.5 untersuchen Dominy et al. (1996) den Einfluss von Nachlaufdellen auf die Strömung. Nach der ersten Wende des Diffusorkanals zeigen sich neben der Nachlaufdelle paarweise entgegengesetzt rotierende Wirbel, wodurch in der Nachlaufdelle eine zum Gehäuse gerichtete Strömung entsteht. Nach der zweiten Wendung bleiben diese Wirbel bestehen und werden zusätzlich durch ein weiteres Wirbelpaar an der Nabe ergänzt. Trotz dieser Sekundärströmungen bleibt der Druckrückgewinnkoeffizient im Vergleich zu Versuchen ohne Nachläufe konstant bei 0.47 ($\epsilon = 0.85$). Es werden keine zusätzlichen Verluste erzeugt, sondern es erfolgt lediglich eine Umverteilung. Durch zusätzlichen Drall am Eintritt des Diffusors in Dominy et al. (1998) werden ähnliche Trends erzeugt. Allerdings verbreitern sich u.a. die Nachlaufdellen durch Ablösungen an den Leitschaufeln und die Verluste werden stärker im Kanal verteilt. Ein Einfluss auf den Druckrückgewinn über den Kanal ist kaum festzustellen. Ähnliche Phänomene werden von Axelsson und George (2008) in einem Schwanenhalsdiffusor beschrieben.

Barker und Carrotte (2001b) untersuchen in einem Diffusor mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln und damit unterschiedlichen Druckgradienten hinter einem einstufigen Axialverdichter den Einfluss der Nachlaufdellen auf die Strömung. Für Diffusoröffnungswinkel von 0° , 10.6° ($\theta = 5.3^\circ$) und 13.5° ($\theta = 6.75^\circ$) werden c_p -Werte von 0.3, 0.52 ($\epsilon = 0.52$) und 0.57 ($\epsilon = 0.61$) erreicht. Allein durch das Ausmischen der Nachlaufdellen und einem damit verbundenen Impulstransport in die Grenzschicht wird so ein Druckanstieg im Diffusor mit einem Öffnungswinkel von 0° erreicht. Den größten Teil der Verluste von 83% für den größten Öffnungswinkel wird durch die Grenzschicht an den Diffusorwänden generiert. In einer

2 Diffusoren

weiteren Arbeit von Barker und Carrotte (2001a) wird der Einfluss der Sekundärströmungen, die durch den Schaufelkanal in die Diffusorströmung eingebracht werden, durch die Anwendung des Impulssatzes in axialer Richtung auf den Druckrückgewinn untersucht. Sekundärströmungen in radialer Richtung müssen demnach verantwortlich dafür sein, dass es nicht zu Ablösungen am Gehäuse kommt. Im Eintritt des Diffusorkanals kommt es zwischen den Stufen zu einer Strömung in Richtung Gehäuse und Nabe, während in der Nachlaufdehle eher eine Bewegung in Richtung Kanalmitte vorliegt. Die Auswertung des Impulssatzes in axialer Richtung zeigt einen Impulstransport aus der Kanalmitte in Richtung des Gehäuses, der das Impulsdefizit in der Grenzschicht durch den überlagerten Druckgradienten mehr als aufhebt.

Pfeil und Goeing (1987) variieren durch die Abströmung eines einem Ringdiffusor vorgeschalteten Axialverdichters den Durchfluss bei konstanter Drehzahl und damit sowohl die Durchflusszahl als auch den Drallwinkel. Die Durchflusszahl

$$\phi = \frac{\bar{U}}{u_{Euler}} = \frac{\frac{\dot{m}}{\rho A}}{2\pi nr_{Euler} \frac{1}{60}} \quad (2.34)$$

ist definiert als das Verhältnis aus der mittleren axialen Geschwindigkeit und der Rotorumfangsgeschwindigkeit am Eulerradius. Die Strömung im Ringdiffusor mit einem Flächenverhältnis von 2 und einer dimensionslosen Länge von 4.04, was einem Öffnungswinkel von 18.4° ($\theta = 9.2^\circ$) entspricht, erreicht für eine Durchflusszahl von 0.27 den minimalen c_p -Wert von 0.58 ($\epsilon = 0.77$) und für eine Durchflusszahl von 0.305 den maximalen Druckrückgewinnkoeffizienten von 0.66 ($\epsilon = 0.88$) bei einem Drallwinkel von -3° bzw. 2.5° . Instationäre Hitzdrahtmessungen und Auswertungen über das logarithmische Wandgesetz in der Grenzschicht im Nachlauf der Statorschaufeln zeigen einen dreidimensionalen Charakter der Grenzschicht, während diese in der Passage zwischen den Schaufeln als zweidimensional beschrieben wird. Durch diese unterschiedlichen Strömungszustände am Umfang des Diffusors sind gemäß den Autoren die Ergebnisse aus einer zweidimensionalen Berechnung als zweifelhaft anzusehen.

Opilat (2011) weist in der Abströmung eines rotierenden NACA-profilierten Rotors Wirbelstrukturen durch den Einsatz eines PIV-Systems in einem Ringdiffusor nach, die in Gehäusenähe die Grenzschicht unterstützen. Der Druckrückgewinn steigt mit zunehmender Durchflusszahl des Rotors. Bei einer geringen Durchflusszahl sind die Wirbel zwar doppelt so groß wie für den Auslegungspunkt, können die Grenzschicht aber nicht ausreichend stabilisieren. Bei hohen Durchflusszahlen werden die Wirbel stärker als im Auslegungspunkt des profilierten Rotors angegeben. Der hohe Druckrückgewinn bei hohen Durchflusszahlen wird zum einen mit der hohen Turbulenz der Kernströmung zum anderen mit der Ausrichtung der Wirbel erklärt. Während sich die Wirbel bei geringen Durchflusszahlen entgegen der Drallrichtung entwickeln und damit eine Destabilisierung der Grenzschicht bewirken, sind die Wirbel bei hohen Durchflusszahlen in Drallrichtung ausgerichtet. Dadurch wird die Grenzschicht am Gehäuse mit kinetischer Energie versorgt und ein hoher Druckrückgewinn

wird erzielt.

2.5.5 Einfluss der Turbulenz

Viele Untersuchungen an Diffusoren werden mit idealisierten Einströmbedingungen durchgeführt. Die Strömung aus einer Turbinenstufe, die in den Diffusor eintritt, ist durch den Einfluss der Schaufeln im Strömungskanal stark turbulent. Daher wird der Einfluss von turbulenten Zuströmbedingungen auf die Grenzschicht und die Funktionsweise des Diffusors untersucht.

Stevens und Williams (1980) variieren die Blockage am Eintritt eines Ringdiffusor mit einem Öffnungswinkel von 13.3° ($\theta = 6.65^\circ$) durch unterschiedliche Längen eines Ringrohres vor dem Ringdiffusor. Bis zu einer Länge des Ringrohres vom 12-fachen des hydraulischen Durchmessers am Diffusoreintritt wächst die Blockage und der Druckrückgewinnkoeffizient sinkt von 0.6 ($\epsilon = 0.8$) auf 0.55 ($\epsilon = 0.73$). Wird die Rohrlänge weiter gesteigert, bleibt die Blockage am Eintritt nahezu konstant, die turbulenten Scheinspannungen besonders in Gehäusenähe steigen dagegen an. Dies bewirkt eine bessere Durchmischung der Grenzschicht und führt zu einem erneuten Anstieg des Druckrückgewinnkoeffizienten auf 0.61 ($\epsilon = 0.81$). Bei weiteren Experimenten werden, sowohl durch einen Strömungswiderstand am Gehäuse des Ringrohres als auch durch ein Turbulenzsieb, die turbulenten Scheinspannungen in Wandnähe gesteigert. Beide Methoden bewirken eine Steigerung des Druckrückgewinns im Ringdiffusor.

Das Ergebnis einer kurzen theoretischen und experimentellen Betrachtung von Sharan (1976) zeigt, dass neben der Diffusorgeometrie und dem Geschwindigkeitsprofil der Turbulenzgrad in der Zuströmung und dabei insbesondere in axialer Richtung einen entscheidenden Einfluss auf den Druckrückgewinn im Diffusor hat. Klein (1981) gibt in seinem Review aus über 30 Veröffentlichungen neben Aussagen über den Einfluss der Blockage und des Formfaktors am Diffusoreintritt an, dass eine Erhöhung des Turbulenzgrades in der Strömung allgemein einen erhöhten Druckrückgewinn mit sich bringt. Einen direkten Vergleich zwischen unterschiedlichen Eintrittsprofilen und dem Turbulenzgrad am Eintritt von konischen Diffusoren mit einer weiten Variation von Öffnungswinkeln und Flächenverhältnissen führt Bradley und Cockrell (1971) durch. Als Referenz wird ein Diffusor mit einer Einlaufstrecke des 96-fachen Eintrittsdurchmessers mit einer glatten Wand herangezogen. Durch den Einsatz einer Einlaufstrecke mit rauher Wand wird der Turbulenzgrad in der Kernströmung von 3% auf 4% gesteigert. Durch die erhöhten Reibwerte an der Wand verläuft das Profil der mittleren axialen Geschwindigkeit spitzer als mit einer glatten Oberfläche. Durch dieses höhere Geschwindigkeitsdefizit an der Diffusorwand verringert sich der Druckrückgewinnkoeffizient um 10%. Mit einem Turbulenzgenerator in der glatten Zulaufstrecke wird der Turbulenzgrad in der Kernströmung von 3% auf 7% erhöht, das Profil der mittleren Axialgeschwindigkeit ohne Generator aber beibehalten. Dadurch wird eine Steigerung des c_p -Wertes um 10% erreicht. Die negativen Auswirkungen aus einem ungünstigen Eintrittsprofil der mittleren Geschwindigkeit auf die Grenzschicht und damit auf den Druckrückgewinn kann durch einen moderat erhöhten Turbulenzgrad nicht ausgeglichen werden.

Ein Turbulenzsieb im Einlauf eines Vordiffusors bewirkt bei Hestermann et al. (1995) eine Erhöhung des Turbulenzgrades im Eintritt des Ringdiffusors von 2% auf 6% in der Kernströmung. Für eine mit dem Eintrittsdurchmesser normierte Einlaufflänge von 0.74 und einen Diffusoröffnungswinkel von 15° ($\theta = 7.5^\circ$) steigt der c_p -Wert von 0.56 ($\epsilon = 0.81$) auf 0.65 ($\epsilon = 0.95$) und für eine normierte Einlaufflänge von 2.51 von 0.43 ($\epsilon = 0.63$) auf 0.57 ($\epsilon = 0.83$). Nur durch eine kurze Einlaufflänge des Vordiffusors und eine erhöhte Turbulenz im Eintritt konnte die Grenzschicht in einem Diffusor mit Öffnungswinkel von 25° ($\theta = 12.5^\circ$) zum Anliegen gebracht werden.

2.5.6 Einfluss von Anisotropie und integraler Längenskala

Turbulente Strömungen können isotrop oder anisotrop ausgeprägt sein. Eine isotrope Turbulenz zeichnet sich durch Schwankungsgrößen nach Gl. (2.18) aus, die in den drei Koordinatenrichtungen gleich groß sind. In einer anisotropen Turbulenz dagegen sind die Schwankungsgrößen unterschiedlich hoch. Welche dieser Zustände in einem Diffusor auftreten und ob sie einen Einfluss auf den Druckrückgewinn haben, ist u.a. wichtig für die Vorhersage der Strömung in Diffusoren durch numerische Berechnungsmethoden (CFD - Computational Fluid Dynamics).

Durch den Einsatz von instationär messenden Splitfilm-Sonden lösen Ubertini und Desideri (2000) die instationären Strukturen in einer Diffusorströmung auf. Der Diffusor stellt einen skalierten Nachbau des Abgasteils der General Electric PGT10 Gasturbine dar mit 24 Leitschaufeln im Diffusoreintritt, die die Abströmung der letzten Turbinenstufe nachbilden, und sechs Stützrippen innerhalb des Diffusors. Die Strömung hinter den 24 Leitschaufeln ist jeweils von einem Turbulenzgrad von ca. 1% in axialer und Umfangsrichtung und von weniger als 0.01% in der freien Strömung geprägt. In beiden Bereichen wird die Turbulenz als isotrop angegeben. Hinter den Stützrippen wird eine starke Anisotropie festgestellt, sodass sich die Höhe der Schwankungsgrößen in die drei Koordinatenrichtungen unterscheidet. Der axiale Turbulenzgrad hinter der Stützrippe wird mit 15% und in Nabennähe mit 12% angegeben. Nabenseitig wird in diesem Bereich eine Ablösezone detektiert. Aussagen über den Druckrückgewinn werden nicht gemacht.

Bei Untersuchungen von Mobarak et al. (1986) an einem geradwandigen Diffusor mit einem Öffnungswinkel von 10° ($\theta = 5^\circ$) mit unterschiedlicher Rauigkeit an zwei gegenüberliegenden Wänden wird die Annahme isotroper Turbulenz in CFD-Berechnungen, besonders in Grenzschichtnähe, als nicht geeignet beschrieben, da dort der Turbulenzgrad in axialer Richtung höher ist als in radialer. Hoffmann (1981) und Hoffmann und Gonzalez (1984) führen an geradwandigen 2D-Diffusoren mit 12° ($\theta = 6^\circ$) und 20° ($\theta = 10^\circ$) Öffnungswinkel systematische Untersuchungen mit unterschiedlich dimensionierten und ausgerichteten zylindrischen Stäben senkrecht zur Strömung im Zulauf durch. Dabei erzielen Stäbe und die sich daraus ergebenden Wirbel, deren Achse parallel zur sich öffnenden Diffusorwand verlaufen, den höchsten Druckrückgewinn. Der Turbulenzgrad in Richtung der sich öffnenden Diffusorwand hat ab einem Grenzwert von 3% einen starken positiven Einfluss auf den Druckrückgewinnkoeffizienten des Diffusors mit einem Öffnungswinkel von 20° ($\theta = 10^\circ$). Um eine Steigerung des Druckrückgewinnkoeffizienten von 23.9% zu erreichen, muss die

integrale Längenskala, auf deren Definition im Abschn. 5.3 eingegangen wird, mindestens das 7.2-fache der Verdrängungsdicke am Diffusoreintritt betragen. Gleichzeitig muss die mit der mittleren axialen Geschwindigkeit normierte turbulente kinetische Energie einen Wert von 3.5% erreichen. Die Strömung ist mit dem Verhältnis der Schwankungsgrößen in radialer und Umfangsrichtung $\sqrt{v'^2}/\sqrt{w'^2} > 2$ anisotrop.

2.5.7 Vergleich von CFD und Experiment

Sultanian et al. (1999) vergleichen experimentelle und numerische Untersuchungen an einem Ringdiffusor, der ein skaliertes Modell des Diffusors einer GE-MS9001 E Type darstellt, mit Leitschaufeln im Eintritt und Stützrippen im Diffusorkanal bei drei unterschiedlichen Lastpunkten. Die numerischen Untersuchungen werden mit einem 3D-Navier-Stokes-Löser und einem k - ϵ -Turbulenzmodell durchgeführt. Für den höchsten Lastpunkt werden dabei die geringsten Totaldruckverluste und der höchste Druckrückgewinn erzielt. Die Sekundärverluste der Leitschaufeln können in den numerischen Ergebnissen nicht korrekt wiedergegeben werden, was zu Abweichungen des berechneten statischen und Totaldrucks hinter den Stützrippen bei geringer Last führt. Am Austritt wird für alle Lastpunkte der Totaldruckverlust und der statische Druckrückgewinn zu gering berechnet.

Die erfolgreiche Reduzierung der Austrittsverluste im Diffusor und eine damit einhergehende Leistungssteigerung einer realen Gasturbine (GT26 von Alstom), unter Verwendung sowohl experimenteller als auch numerischer Verfahren, führen Vassiliev et al. (2008) durch. Die Diffusoreintrittsbedingungen, die sich durch einen erhöhten Massenstrom infolge einer notwendigen Leistungssteigerung der Turbine ergeben, werden experimentell erfasst. Die Diffusorkontur und die Stützrippen werden durch numerische Verfahren den neuen Gegebenheiten angepasst und das Ergebnis in einem Modellprüfstand überprüft. Die experimentelle Bestätigung der numerischen Vorhersage führt zur Umsetzung in der realen Turbine. Infolge dessen konnte durch die Verringerung der Austrittsverluste im Diffusor um 30% die Leistung der Turbine erhöht werden.

Kluß et al. (2004) führen in einer Studie aufwendige CFD-Rechnungen einer Turbinenstufe mit zwei unterschiedlichen nachgeschalteten Ringdiffusoren durch. Die Nachlaufdellen aus der Turbinenstufe haben einen großen Einfluss auf die Strömung im Ringdiffusor, weswegen ein Frozen-Rotor Ansatz notwendig ist. Eine Mischungsebene zwischen Turbinenstufe und Ringdiffusor mischt die wichtigen Einflüsse der Nachlaufdellen aus und führt zu falschen Ergebnissen. Um alle physikalischen Phänomene in einer Diffusorströmung hinter einer Turbine nachbilden und verstehen zu können, sind instationäre Berechnungen notwendig. Aufbauend auf diesen Erfahrungen werden in Kluß et al. (2009) instationäre Berechnungen mit dem SAS-SST Turbulenzmodell in einem Ringdiffusor mit einem rotierenden Speichenrad im Eintritt des Ringdiffusors durchgeführt. Als Geometrie wird der auch in dieser Arbeit verwendete Diffusorprüfstand verwendet, der im Kap. 3 ausführlich beschrieben wird.

2.5.8 Schlussfolgerungen für diese Arbeit

Die Ergebnisse in Kluß et al. (2009) aus den instationären Rechnungen zeigen, dass instationäre Mischungseffekte von Nachlaufzellen und Sekundärströmungen für die Stabilisierung der Grenzschicht in einem stark öffnenden 20°-Ringdiffusor verantwortlich sind. Nach Vasiliev et al. (2011) kann der Ansatz bzw. die Annahme stationärer Strömungsbedingungen, die in vielen Untersuchungen als Grundlage dient, nachwievor mit einem relativ hohen Grad an Sicherheit für die Auslegung von Diffusoren verwendet werden. Allerdings können weitere Untersuchungen, speziell der instationären Diffusorzuströmung und deren Effekte, neue Möglichkeiten der Diffusorauslegung und -verbesserung mit sich bringen.

In Sieker (2010) werden bereits stabilisierende und destabilisierende Effekte aus unterschiedlich ausgeführten Speichenrädern und Betriebszuständen auf die Grenzschicht und damit auf den Druckrückgewinn in einem Diffusor beschrieben. Die Untersuchungen werden an dem, in der hier vorliegenden Arbeit ebenfalls verwendeten, Diffusorprüfstand durchgeführt. Der Druckrückgewinn im Ringdiffusor kann mit der Drallzahl korreliert werden, die physikalische Ursache für die Änderung des Druckrückgewinnkoeffizienten stellt der Drall aber nicht dar. Für den NACA-profilierten Rotor konnte abhängig von der Drallzahl eine Steigerung des Druckrückgewinns im Ringdiffusor mit 30° Öffnungswinkel ($\theta = 15^\circ$) um den Faktor 2 erreicht werden. Die Ursache für diese Steigerung und die damit verbundene Stabilisierung der Grenzschicht kann aufgrund der eingesetzten Messtechnik nicht geklärt werden.

An diesen Punkten setzt die hier vorgestellte Arbeit an. Es werden Zusammenhänge zwischen den instationären Sekundärströmungen im Diffusoreintritt, die aus unterschiedlichen, rotierenden Speichenrädern generiert werden, und dem erzielten Druckrückgewinn ermittelt. Dazu wird instationäre Messtechnik in Form von dreidimensionalen Hitzdrähten und instationären Druckaufnehmern eingesetzt, um diese Phänomene aufzulösen.

Für eine schnelle Übersicht über die in den vorigen Abschnitten genannten Untersuchungen an Diffusoren gibt Tab. 2.1 eine kurze Zusammenfassung. Dort ist ein Großteil der oben genannten Veröffentlichungen mit den wichtigsten Rahmendbedingungen zusammengefasst.

2.5 Einflussfaktoren auf den Druckrückgewinn in Axialdiffusoren

Tabelle 2.1: Rahmenbedingungen von veröffentlichten Untersuchungen

Literaturstelle	Diffusorbauart	halber Öffnungswinkel θ	Messtechnik	Nachlaufgenerator	Stützrippen	Untersuchungsschwerpunkt
Rappard (1977) Stevens et al. (1984)	Ringdiffusor konisch	k. A., reale Gasturbine 6.69°, 10°	k. A. statische Druckbohrung, 5-Loch-Sonde	Turbine Leitschaufeln	ja nein	Reale Turbine mit Diffusor Nachläufe im Diffusor
Zierer (1995)	Ringdiffusor	18° bis 45°	Druckbohrung, statische Pitot-Rohr	Axialverdichter	nein	Einfluss Abströmung
Becker und Stoffel (2005)	Konisch	10°, 15°	2D-Hitzdraht, 5-Loch- Sonde, stat. Druckb., inst. Druckaufnehmer	1.5-stufiger Axialverdichter	nein	Einfluss Abströmung
Adenubi (1976)	Ringdiffusor	5°, 10°, 15°	statische Druckbohrung, 5-Loch-Sonde, Hitzdraht, Wolffäden	1-stufiger Axialverd.	nein	Einfluss Abströmung
Cherry et al. (2010)	Ringdiffusor	6.4°, 9°, 35°	Magnetic Resonance Velo- cimetry	Leitschaufeln	nein	Einfluss Schaufelprofile
Volkmer et al. (2009)	Ringdiffusor	15°	statische Druckbohrung, 5-Loch-Sonde, Hot-Film- Sonden	nein	ja	Einfluss Spaltströmung
Dominy et al. (1996)	Schwanenhals	AR = 1.5	statische Druckbohrung, 3-Loch-Sonde	Leitschaufeln	nein	Drallvariation
Barker und Carrotte (2001a)	Ringdiffusor	0 bis 6.75°	statische Druckbohrung, 5-Loch-Sonde	Verdichterroter	nein	Austrittsbedingungen
Pfeil und Goeing (1987)	Ringdiffusor	9.2°	statische Druckbohrung, 5-Loch-Sonde, Hitzdraht, Totaldrucksonde	1.5-stufiger Axialverdichter	nein	Grenzschicht
Opilat und Seume (2011)	Ringdiffusor	15°, 20°	statische Druckbohrung, 3-Loch-Sonde, PIV	rot. Speichenrad	nein	Wirbelstrukturen
Bradley und Cockrell (1971) Herrmann et al. (1995)	konisch Ringdiffusor	weite Var. 7.5°, 12.5°	k. A. Hydrogen Bubble	nein	nein	Eintrittsprofil
Ubertini und Desideri (2000)	Ringdiffusor	GE, PGT10	Spitfilm	Turbulenzsieb	nein	Strömungsfeld
Annann und Dawson (1969)	Ringdiffusor	k. A.	k. A.	Turbine	ja	Strömung und Längenskalen
Tyler und Williamson (1967)	Konisch und Ring	weite Var.	Totaldrucksonde, stat. Druckbohrung	nein	ja	Reale Turbine mit Diffusor Eintrittsbedingungen
Johnston (1954)	Ringdiffusor	3.2° bis 7.5°	Druckbohrung	Einlaufrohr	nein	Eintrittsbedingungen
Wolf und Johnston (1969)	2D, rechteckig	3.07°	Totaldrucksonde, stat. Druckbohrung	nein	nein	Eintrittsbedingungen
Waitman et al. (1961)	2D, rechteckig	1.25° bis 40°	Totaldrucksonde, stat. Druckbohrung, Heißfilm	nein	nein	Eintrittsbedingungen
Hirschmann et al. (2012)	Ringdiffusor	15°	5-Loch-Sonde, stat. Druck- bohrung, Heißfilm	nein	ja	Eintrittsbedingungen
Sprenger (1959)	Konisch	4°	stat. Druckbohrung, Pito- trohr	nein	ja	Eintrittsbedingungen
Vassiliev et al. (2011) Fleige (2001)	Ringdiffusor Ringdiffusor	AR = 3.27 10°	k. A. stat. Druckbohrung, LDA	nein	ja	Eintrittsbedingungen
Fleige (2002)	Ringdiffusor	10°	stat. Druckbohrung, LDA	nein	nein	Drall und Stützrippen
Pierasch und Seume (2005)	Ringdiffusor	10°	stat. Druckbohrung, LDA	ja	nein	Drall und Stützrippen
Coladipietro et al. (1975)	Ringdiffusor	20°	3-Loch-Sonde, stat. Druck- bohrung, Hitzdraht	NACA-Profil	nein	Drall
Kumar und Kumar (1980)	Ringdiffusor	10° bis 20°	3-Loch-Sonde, stat. Druck- bohrung	nein	nein	Drall
Kruse et al. (1983)	Ringdiffusor	5° bis 20°	Kiel'sche-Sonde, stat. Druckbohrung, Farban- strich	Turbine	nein	Lastvariation
Mobarak et al. (1986) Hoffmann (1981)	Geradwandig Geradwandig	5° 6° bis 10°	5-Loch-Sonde, Hitzdraht stat. Druckbohrung, Hitz- draht	nein	nein	Anisotropie Turbulenz
Sultanian et al. (1999)	Ringdiffusor	skal. GE MS9001	5-Loch-Sonde, inst. Druck- aufnehmer, LDA, Heißfilm	Leitschaufeln	ja	Vergleich mit CFD
Steker (2010)	Ringdiffusor	15° bis 20°	stat. Druckbohrung, 3-Loch-Sonde, LDA	rot. Speichenrad	nein	Turbulenz/ Drall

2 Diffusoren

3 Prüfstand

Die experimentellen Untersuchungen werden am Diffusorprüfstand des Institutes für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover durchgeführt. Der Modellprüfstand ist ein skaliertes Diffusor einer Gasturbine in Schwerbauweise im Maßstab 1:10 und wurde von Fleige (2002) aufgebaut und in Betrieb genommen.

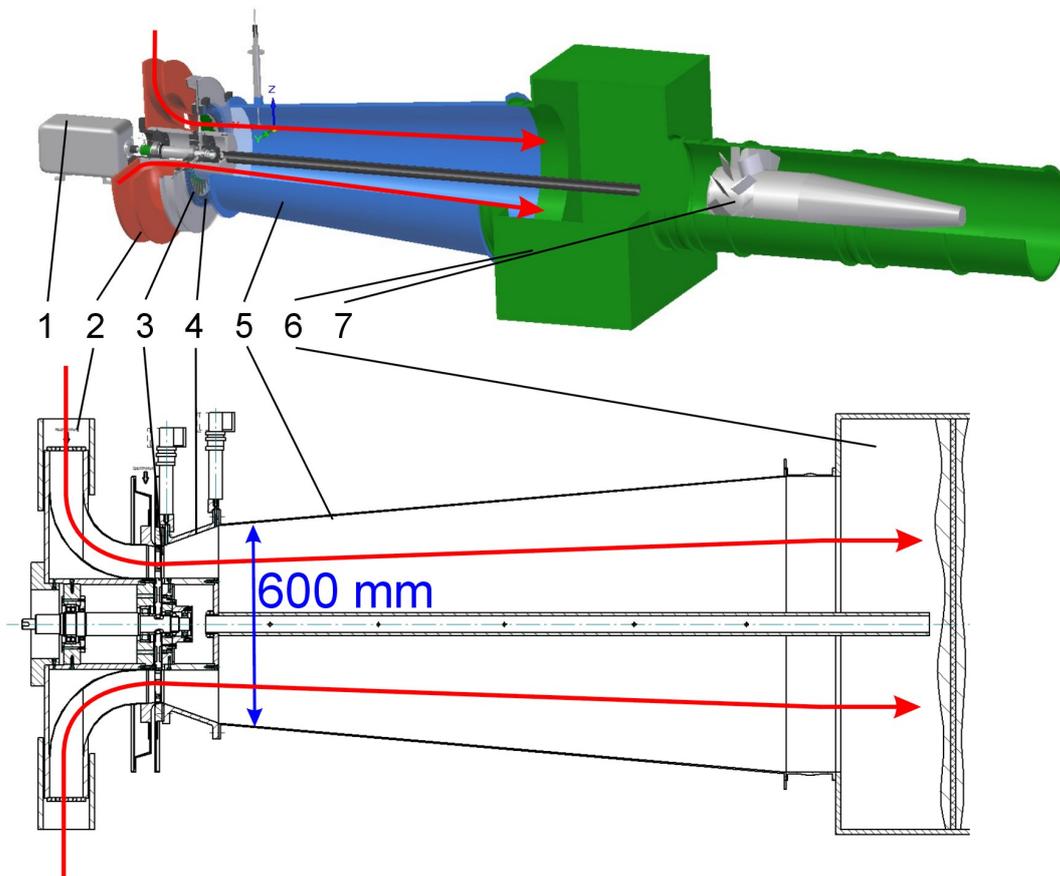


Abbildung 3.1: Perspektivische Darstellung und Längsschnitt des Diffusorprüfstandes:
1) Motor für Speichenradantrieb, 2) Drallerzeuger, 3) rotierendes Speichenrad, 4) Ringdiffusor, 5) konischer Diffusor, 6) Beruhigungskammer, 7) Axialgebläse

Abbildung 3.1 zeigt eine perspektivische Darstellung und eine Schnittzeichnung des Dif-

3 Prüfstand

fusorprüfstandes. Die Luft tritt radial in den Prüfstand durch den Drallerzeuger ein. Hier ist die Möglichkeit gegeben, positiven oder negativen Drall in die Strömung einzubringen. Da in der vorliegenden Arbeit kein zusätzlicher Drall in die Strömung eingegeben wird, sei für eine genaue Beschreibung des Drallerzeugers auf Fleige (2002) verwiesen. Nach einer Umlenkung in die axiale Richtung tritt das Fluid in den Nachlaufdellengenerator ein, der durch Sieker (2010) in den Prüfstand eingebracht wurde. Der Nachlaufdellengenerator besteht aus einem rotierenden Speichenrad, das in vier verschiedenen Varianten zur Verfügung steht (Abb. 3.2):

- 60 zylindrische Speichen mit 2 mm Durchmesser (wird in dieser Arbeit nicht eingesetzt),
- 60 zylindrische Speichen mit 5 mm Durchmesser,
- 30 zylindrische Speichen mit 10 mm Durchmesser,
- 30 Schaufeln mit einem NACA-0020 Profil.

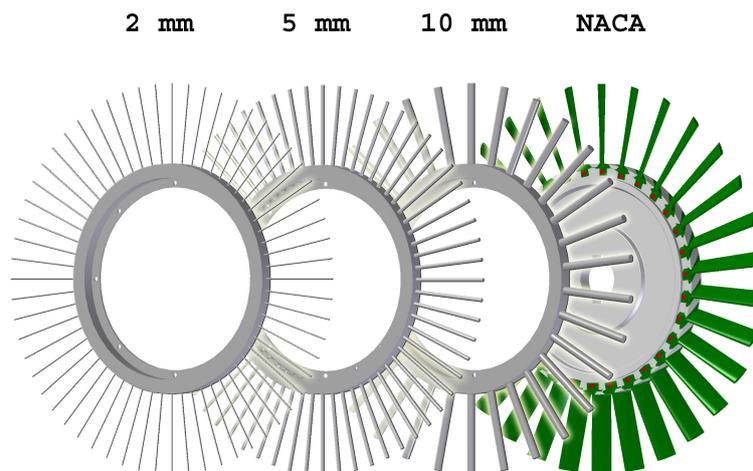


Abbildung 3.2: Speichenräder des Nachlaufdellengenerators

Durch diese Nachlaufgeneratoren wird die Abströmung der letzten Turbinenstufe nachempfunden. Das Speichenrad wird über eine Welle, die in der Nabe des Prüfstandes integriert ist, und einen daran angeschlossenen Motor mit einer maximalen Antriebsleistung von 4 kW angetrieben. Es kann massenstromabhängig mit einer Drehzahl von bis zu 3000 min^{-1} sowohl motorisch als auch generatorisch betrieben werden, sodass die vorgegebene Drehzahl bei unterschiedlichen Massenströmen gehalten wird. Durch die unterschiedlichen Speichengeometrien werden Nachlaufdellen mit unterschiedlichen Charakteristiken

und Sekundärströmungen erzeugt. Deren Einfluss auf die Grenzschicht und den Druckrückgewinn im Ringdiffusor wird in dieser Arbeit untersucht und bezüglich des erzielten Druckrückgewinns bewertet.

Das NACA-profilierter Speichenrad stellt ein turbomaschinenähnliches Profil dar, mit dem die Nachläufe einer Turbinenstufe realitätsnäher als mit zylindrischen Speichen nachempfunden werden können. Bei den Schaufeln handelt es sich um ein symmetrisches NACA-0020 Profil. Das Profil stellt ein Umlenkgerüst dar, sodass im Auslegungsfall die Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt des Schaufelgerüsts gleich groß sind und der Drallwinkel jeweils gleich Null. Da es sich um ein symmetrisches Profil handelt und somit keine konkav gewölbte Seite als Druckseite vorhanden ist, wird in der folgenden Arbeit die Druck- bzw. Saugseite nach der Betriebsweise des NACA-profilierten Rotors (generatorisch oder motorisch) im Text benannt. Eine Turbinenbeschaufelung in den Prüfstand zu integrieren ist aufgrund der notwendigen stark drallbehafteten Zuströmung und der hohen Leistungsabführung nicht möglich. Die Auslegungskriterien und die geometrischen Kenngrößen des NACA-Profiles sind in 3.1 aufgelistet.

Tabelle 3.1: Kenngrößen des NACA-0020 Profils

Massenstrom für Auslegung	5.5 kg/s
Drehzahl für Auslegung	2500 min ⁻¹
Durchflusszahl ϕ der Auslegung	0.7
Staffelungswinkel am Eulerradius	53°
Schaufellänge	96 mm
Sehnenlänge	24 mm
Max. Profildicke	4.8 mm

Dem Nachlaufstellengenerator schließt sich direkt der Ringdiffusor an, bei dem zwischen einem halben Öffnungswinkel von $\theta = 15^\circ$ und $\theta = 20^\circ$ bei gleichem Flächenverhältnis $AR = 1.78$ variiert werden kann. Die Ringdiffusoren sind aus Plexiglas gefertigt, sodass die Strömungszustände innerhalb des Diffusors durch am Gehäuse und an der Nabe angebrachte Wollfäden direkt beurteilt werden können. Hinter dem Ringdiffusor folgt der aus Stahl gefertigte konische Diffusor mit einem halben Öffnungswinkel von $\theta = 5^\circ$. Der Übergang vom Ring- zum konischen Diffusor erfolgt durch ein abruptes Ende der Nabe des

3 Prüfstand

Ringdiffusors, wodurch an dieser Übergangsstelle eine sprunghafte Erweiterung des Strömungsquerschnittes in Form eines Carnot-Stoßdiffusors erfolgt. Eine Zusammenfassung der geometrischen Kennzahlen der Diffusorkomponenten wird in Tab. 3.2 gegeben. Die unterschiedlichen Werte für den konischen Diffusor ergeben sich aus dem Übergang vom Ring zum konischen Diffusor. Die Werte, die mit einem Stern gekennzeichnet sind, beziehen sich auf die Eintrittsfläche des konischen Diffusors ohne die Berücksichtigung der Nabe. Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit beschränken sich ausschließlich auf den Bereich des Ringdiffusors.

Tabelle 3.2: Geometrische Kennwerte für die verwendeten Ringdiffusoren (* ohne Berücksichtigung der Nabe am Diffusoreintritt)

Halber Öffnungswinkel θ	Flächenverhältnis AR	dimensionslose Länge l^*	Idealer c_p -Wert
Ringdiffusor 15°	1.78	2.13	0.69
Ringdiffusor 20°	1.78	1.55	0.69
konischer Diffusor 5°	2.88 / 2.25*	10.5 / 5.8*	0.8 / 0.88*

Das Fluid tritt aus dem konischen Diffusor in die Beruhigungskammer mit integriertem Wabengleichrichter ein, wodurch eine gerichtete Strömung zu dem sich anschließenden Axialgebläse gewährleistet ist. Das Axialgebläse hat eine maximale Leistung von 37 kW und ist stufenlos regelbar, sodass der geforderte Massenstrom eingestellt werden kann. Die Luft wird aus der Umgebung durch den Prüfstand gesaugt, wodurch in Kombination mit der Beruhigungskammer und dem Wabengleichrichter ein Störeinfluss des Gebläses auf die Messergebnisse ausgeschlossen ist.

Am Eintritt des Ringdiffusors wird eine Reynolds-Zahl, gebildet mit dem hydraulischen Durchmesser am Eintritt und einer mittleren axialen Geschwindigkeit von 40 m/s, von $Re \approx 5.2 \cdot 10^5$ erreicht. Nach Fleige (2002) liegen in realen Diffusoren Reynolds-Zahlen von $Re \approx 5 \cdot 10^6$ vor und Vassiliev et al. (2011) nennt eine Zahl von mehr als 10^6 . Im Abschn. 2.5 wird bereits erläutert, dass die Reynolds-Zahl mit dem hier erreichten Wert repräsentative Ergebnisse liefert. Mit den angegebenen Randwerten ergibt sich eine Mach-Zahl am Eintritt des Ringdiffusors von $Ma \approx 0.11$. Aufgrund dieser geringen Mach-Zahl können Kompressibilitätseffekte in den hier durchgeführten Untersuchungen vernachlässigt werden.

4 Messtechnik

Im Diffusorprüfstand werden unterschiedliche Messtechniken eingesetzt, um das Geschwindigkeitsfeld und den Druckrückgewinnkoeffizienten im Ringdiffusor zu ermitteln. Diese Messtechniken werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Vorab wird über eine Prinzipskizze in Abb. 4.1 ein Überblick über die eingesetzten Messtechniken und deren Position im Prüfstand gegeben.

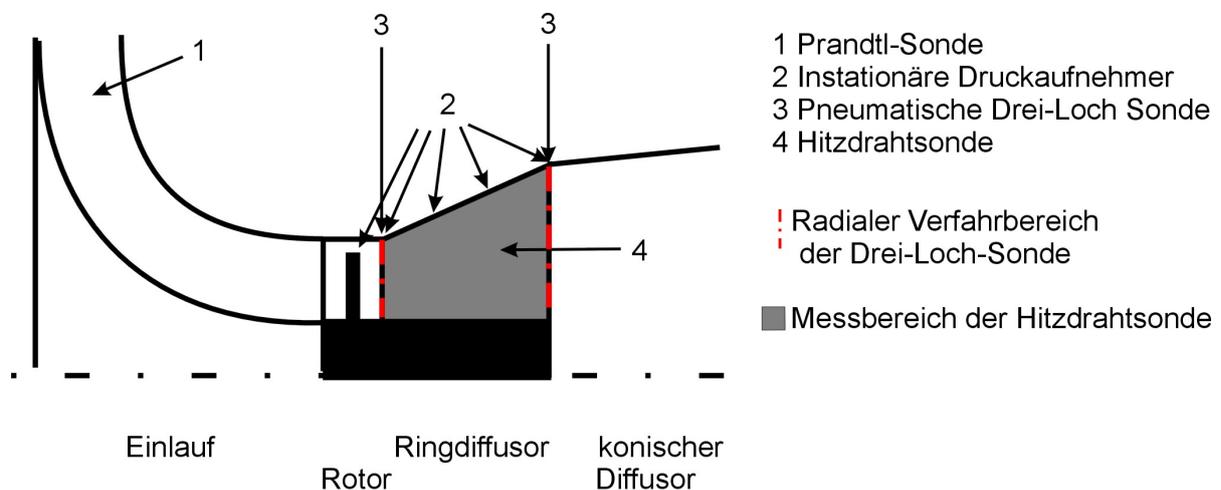


Abbildung 4.1: Prinzipskizze des Diffusorprüfstandes und die Position der eingesetzten Messtechniken

4.1 3D Hitzdrahtmesstechnik

Für die Messungen der instationären Geschwindigkeiten in alle drei Koordinatenrichtungen im Ringdiffusor werden dreidimensionale Hitzdrahtsonden eingesetzt. Die Hitzdrahtmesstechnik ist ein thermisches Messverfahren. Es beruht darauf, dass ein Draht in einem elektrischen Regelkreis eingebunden ist und auf eine definierte Temperatur aufgeheizt wird. In dem Stromkreis stellt dieser Draht einen elektrischen Widerstand dar. Wird dieser Draht einer Strömung, die senkrecht zum Draht ausgerichtet ist, ausgesetzt, findet ein konvektiver Wärmeübergang vom Draht auf die Strömung statt und der Draht kühlt ab. Je höher die Strömungsgeschwindigkeit ist, desto stärker ist die Abkühlung des Drahtes. Mit der

Abkühlung ändert sich der elektrische Widerstand des Drahtes und die darüber abfallende Spannung.

Es gibt unterschiedliche Verfahren, die sich diese Eigenschaft zunutze machen. Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren benutzt einen Regelkreis, der eine Speisespannung E_b so regelt, dass der Draht immer auf der gleichen Temperatur gehalten wird. Dieses Verfahren wird als CTA (Constant Temperature Anemometry) bezeichnet. Als Regelkreis kommt eine Wheatstone'sche Messbrücke zum Einsatz, deren Aufbau in Abb. 4.2 dargestellt ist. Die Höhe der Speisespannung E_b des Regelkreises ist ein Maß für die Abkühlung des Drahtes und damit für die Geschwindigkeit der Strömung. Durch den Einsatz eines möglichst dünnen Drahtes wirken sich Änderungen in der Strömungsgeschwindigkeit sehr schnell auf die Temperatur des Drahtes aus. Zusammen mit einem schnellen Regelkreis können so hochfrequente Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit im kHz-Bereich erfasst werden.

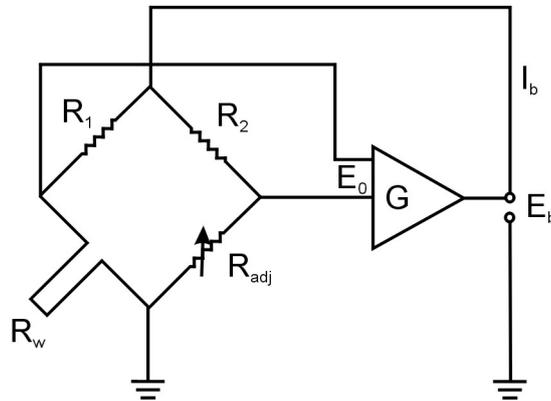


Abbildung 4.2: Wheatstone'sche Messbrücke des Constant Temperature Anemometers nach Bruun (1995)

In der hier vorliegenden Arbeit kommen dreidimensionale Hitzdrahtsonden 55P91 der Fa. Dantec Dynamics zum Einsatz (siehe Abb. 4.3). Die Sonde besteht aus drei orthogonal zueinander ausgerichteten Drähten mit einem Durchmesser von $5\ \mu\text{m}$. Die Drähte bestehen aus Wolfram und sind an den Enden am Übergang zu den Haltespitzen mit Gold beschichtet. Die Länge des nicht beschichteten Bereichs, der als aktiver Teil für die Messungen genutzt wird, beträgt $1.25\ \text{mm}$. Für die Messbrücken kommt das StreamLine-System von Dantec Dynamics inklusive der dazugehörigen Kalibriereinheit zum Einsatz.

Im Anhang. A.3 wird ein kurzer Überblick über die Theorie der Hitzdrahtmesstechnik und in Abschn. 4.1.2 über das eingesetzte Kalibrierverfahren gegeben. Für eine detaillierte Beschreibung der Hitzdrahtmesstechnik sei auf Bruun (1995) und für die Anwendung in dem hier verwendeten Prüfstand auf Cyris (2011) verwiesen.

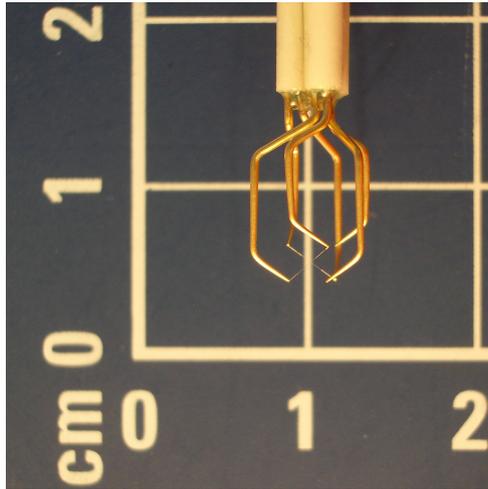


Abbildung 4.3: 3D Hitzdrahtsonde 55P91 von Dantec Dynamics

4.1.1 Temperaturkorrektur bei veränderlicher Umgebungstemperatur

Aufgrund der sensiblen Reaktion der Brückenschaltung bzw. der Speisespannung E_b auf die Temperaturänderung am Draht ist die Hitzdrahtmesstechnik anfällig auf eine Temperaturänderung des Fluids. Eine Erhöhung der Fluidtemperatur bringt eine Temperaturerhöhung des Hitzdrahtes mit sich, wodurch der Widerstand und der Spannungsabfall über den Hitzdraht sinkt und damit eine reduzierte Fluidgeschwindigkeit simuliert wird. Da der Diffusorprüfstand mit Luft aus dem Messraum betrieben wird, müssen die Temperaturschwankungen über den Tag berücksichtigt werden. Dies wird über die Temperaturkorrektur nach Jorgensen (2002)

$$E_{korrr} = \left(\frac{T_w - T_{a,0}}{T_w - T_a} \right)^{0,5} E_b \quad (4.1)$$

gewährleistet. Dadurch können Abweichungen der Speisespannung E_b aufgrund der Änderung der Umgebungstemperatur bei der Kalibrierung $T_{a,0}$ und während der Messung T_a bis zu einer Differenz von $\pm 5^\circ\text{C}$ korrigiert werden. Die Brückenschaltung mit dem eingesetzten Hitzdraht wird zu Beginn jedes Messtages kalibriert. Die Temperaturschwankungen im Messraum überschreiten die geforderten 5K über den Messtag nicht. Die Temperatur in der Diffusorströmung wird kontinuierlich gemessen, sodass die Temperaturschwankungen durch die Messbrücken des StreamLine-Systems berücksichtigt werden.

4.1.2 Kalibrierverfahren

Die 3D-Hitzdrahtsonde muss hinsichtlich der zu messenden Geschwindigkeit und Richtung kalibriert werden. Während eine Geschwindigkeitskalibrierung vor jedem Messtag durchgeführt werden muss, wird eine Richtungskalibrierung einmal vor dem ersten Einsatz der Sonde durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung der Richtungskalibrierung der in dieser Arbeit eingesetzten 3D-Hitzdrahtsonde ist in Cyris (2011) beschrieben.

Für die Geschwindigkeitskalibrierung wird die Sonde in eine definierte, gerichtete Strömung eingebracht, die nach Bruun (1995) einen Turbulenzgrad von 0.5 % nicht überschreiten darf. Es werden verschiedene Geschwindigkeiten eingestellt und die daraus resultierende Brückenspannung erfasst. Durch die gemessenen Punkte wird eine Polynomfunktion $f(E_{korr})$ 4. Grades

$$C = C_0 + C_1 E_{korr} + C_2 E_{korr}^2 + C_3 E_{korr}^3 + C_4 E_{korr}^4 \quad (4.2)$$

gelegt, aus der später über die Brückenspannung die entsprechende Geschwindigkeit des Fluids bestimmt wird. Die Kalibrierung wird an einer Kalibriereinheit von Dantec Dynamics durchgeführt, an der neben der Geschwindigkeit auch die Winkelposition der Sonde relativ zur Strömung eingestellt werden kann. Diese Funktion wird für die Richtungskalibrierung genutzt.

Die Drähte der Drei-Draht-Sonde 55P91 von Dantec sind um einen Gesamtwinkel von $\sigma = 54.7^\circ$ zur Sondenachse, die in positiver x-Richtung verläuft, geneigt. Daher werden zwei Koordinatensysteme eingeführt, ein drahtgebundenes (x_w, y_w, z_w) und ein raumfestes (x, y, z) . In Abb. 4.4 sind die beiden Koordinatensysteme dargestellt. Es ist daher eine Umrechnung der drahtgebundenen in die raumfesten Geschwindigkeiten nach

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = N \begin{pmatrix} U_w \\ V_w \\ W_w \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

notwendig. Dabei ist N die Matrix der Koordinatentransformation.

Für die Richtungskalibrierung wird zunächst das Verfahren eingesetzt, das vom Hersteller Dantec Dynamics in dem Manual zum StreamLine-System beschrieben wird. Dazu wird die Sonde bei einer festen Fluidgeschwindigkeit unter einem festen Nickwinkel β zur Strömung ausgerichtet. Anschließend wird die Sonde durch Variation des Rollwinkels γ in 15° -Schritten um sich selbst gedreht. Daraus sollen lt. Hersteller mittlere Koeffizienten für den Gier- (h^2)- und den Nickwinkel (k^2) ermittelt werden. Mit diesen Koeffizienten soll bei einer Messung aus den Kalibrierungsgeschwindigkeiten eine sehr genaue Bestimmung der einzelnen drahtgebundenen Geschwindigkeiten durch

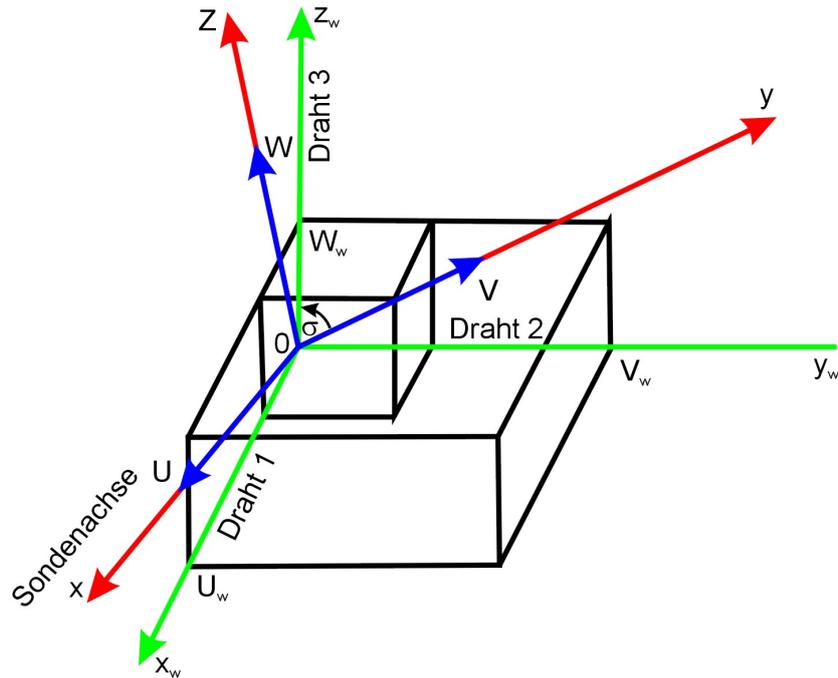


Abbildung 4.4: Drahtgebundenes und raumfestes Koordinatensystem mit Gesamtwinkel σ zwischen den Koordinatensystemen für die Hitzdrahtsonde 55P91 nach Bruun (1995)

$$\begin{pmatrix} U_w^2 \\ V_w^2 \\ W_w^2 \end{pmatrix} = D^{-1} \begin{pmatrix} U_{w,cal}^2 \\ V_{w,cal}^2 \\ W_{w,cal}^2 \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

mit

$$D = \begin{pmatrix} k_1^2 & 1 & h_1^2 \\ h_2^2 & k_2^2 & 1 \\ 1 & h_3^2 & k_3^2 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

erfolgen. Mit Gl. (4.3) werden anschließend die Geschwindigkeitskomponenten ins raumfeste Koordinatensystem übertragen. Dieses Verfahren, das in der zur Hardware des Herstellers mitgelieferten Software Streamware implementiert ist, hat sich als fehlerhaft herausgestellt. Dies wurde von dem Hersteller Dantec Dynamics bestätigt. Daher müssen die Geschwindigkeitskomponenten, die im raumfesten Koordinatensystem ausgegeben werden, einer zusätzlichen Richtungskorrektur unterzogen werden.

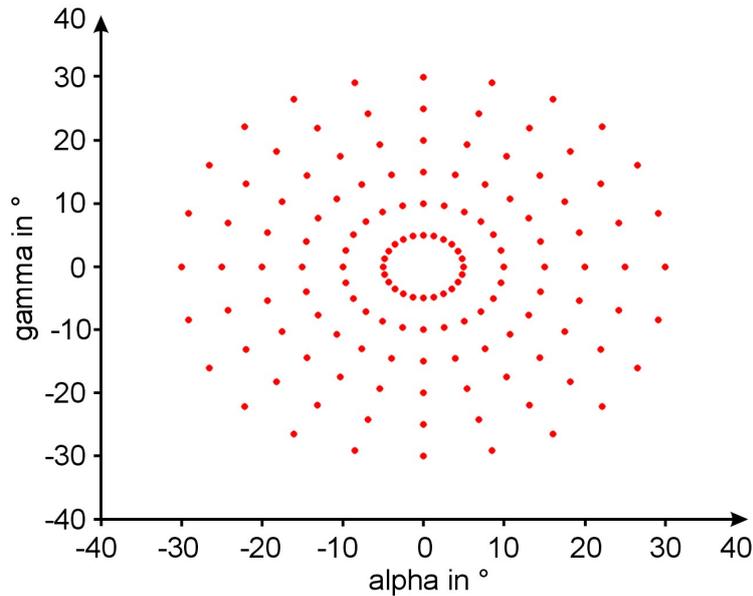


Abbildung 4.5: Winkelpositionen der Messpunkte für Richtungskorrektur

Die Hitzdrahtsonde wird durch den Einsatz der Kalibriereinrichtung unter verschiedenen Nick- (γ) und Gierwinkeln (α) zu einer gerichteten Strömung ausgerichtet. In Abb. 4.5 ist das Netz für die Variationen der Nick- und Gierwinkel dargestellt. Aus der Gesamtgeschwindigkeit \vec{C} der gerichteten Strömung werden über die Winkel, unter denen die Sonde für jeden Messpunkt zur Strömung ausgerichtet ist, die drei Richtungsvektoren \vec{U} , \vec{V} und \vec{W} gebildet und damit die Sollwerte für die einzelnen Richtungskomponenten bestimmt. Für jede Winkelkombination werden die Geschwindigkeiten mit der Hitzdrahtsonde aufgenommen.

Da diese Messwerte mit einer bekannten Geschwindigkeit und unter definierten Winkeln aufgenommen werden, kann die Differenz zwischen Soll- und gemessenem Wert für alle drei Geschwindigkeitskomponenten ermittelt werden. Dieses Verfahren wird für verschiedene Geschwindigkeiten in Schritten von 10 m/s bis 50 m/s durchgeführt. Beispielhaft ist in Abb. 4.6 für 40 m/s und 50 m/s die Differenz zwischen Soll- und Istwert für die Komponenten U, V und W dargestellt.

Es zeigt sich bei weiterer Analyse, dass die Differenz zwischen Soll- und Istwert für die einzelnen Winkelpositionen linear mit der Geschwindigkeit steigen. Daher wird ein linearer Interpolationsalgorithmus erstellt, mit dem jeder Messwert aus den Hitzdrahtmessungen korrigiert wird. Mit Hilfe dieses Korrekturverfahrens wird unabhängig von der absoluten Geschwindigkeit eine Messgenauigkeit der jeweiligen Geschwindigkeitskomponenten von ± 1 m/s erreicht. Abhängig von der Höhe der axialen Geschwindigkeit U und dem Strömungswinkel in radialer oder Umfangsrichtung ergibt sich daraus eine maximale Abweichung für den Strömungswinkel.

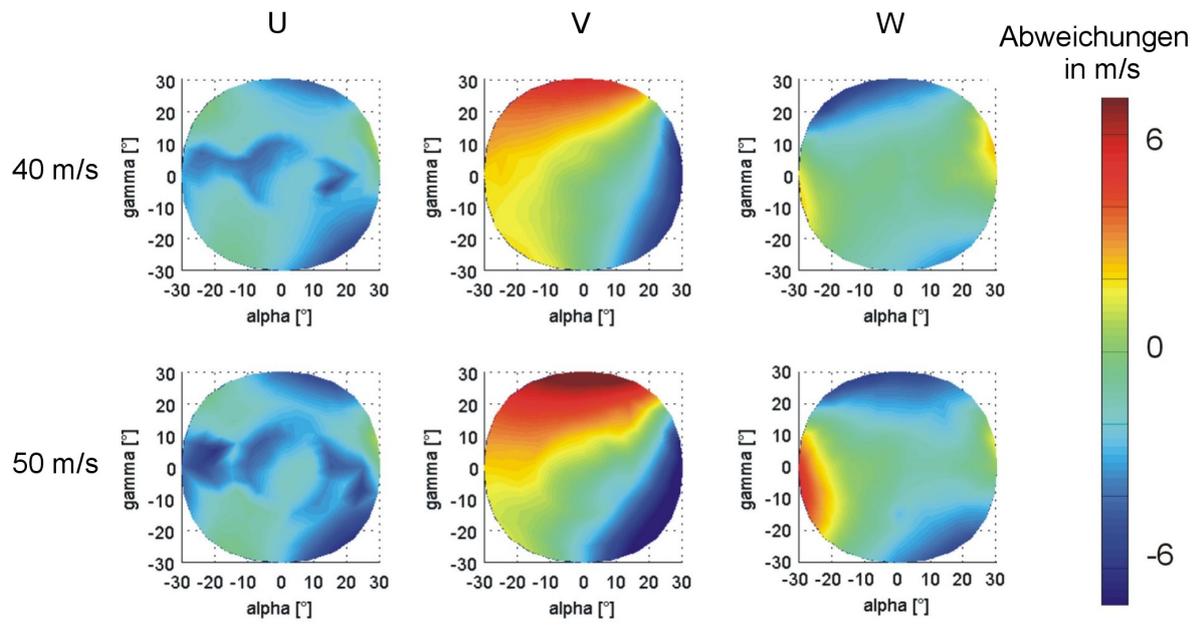


Abbildung 4.6: Abweichungen zur Sollgeschwindigkeit in axialer, radialer und Umfangsrichtung bei 40 m/s und 50 m/s Anströmgeschwindigkeit, 3D-Hitzdrahtsonde

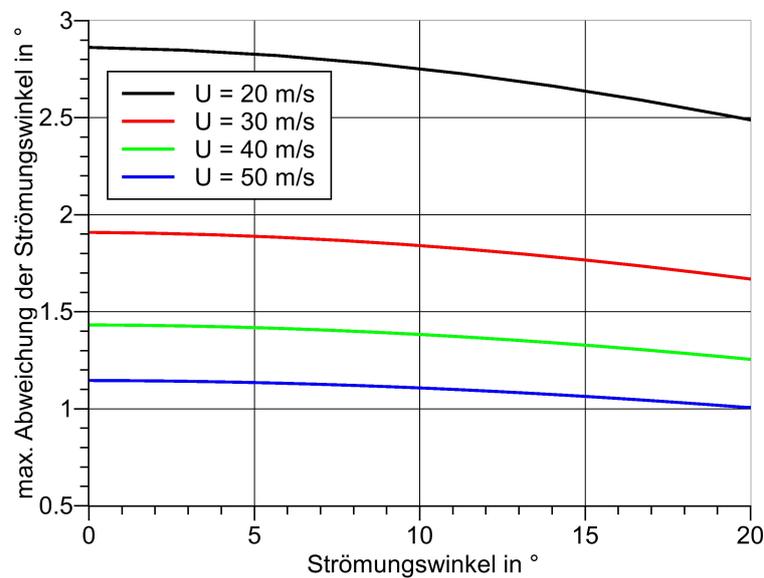


Abbildung 4.7: Maximaler Fehler für den Strömungswinkel in radialer oder Umfangsrichtung abhängig vom Strömungswinkel und der axialen Geschwindigkeit U

Für die maximale Abweichung von 1 m/s der Geschwindigkeit in radialer V und Umfangsrichtung W ist der maximale Winkelfehler abhängig von der axialen Geschwindigkeit in Abb. 4.7 dargestellt. Für die untersuchten Betriebspunkte treten im Eintritt des Ringdiffusors über den Umfang gemittelte, axiale Geschwindigkeiten zwischen 30 m/s und 40 m/s auf.

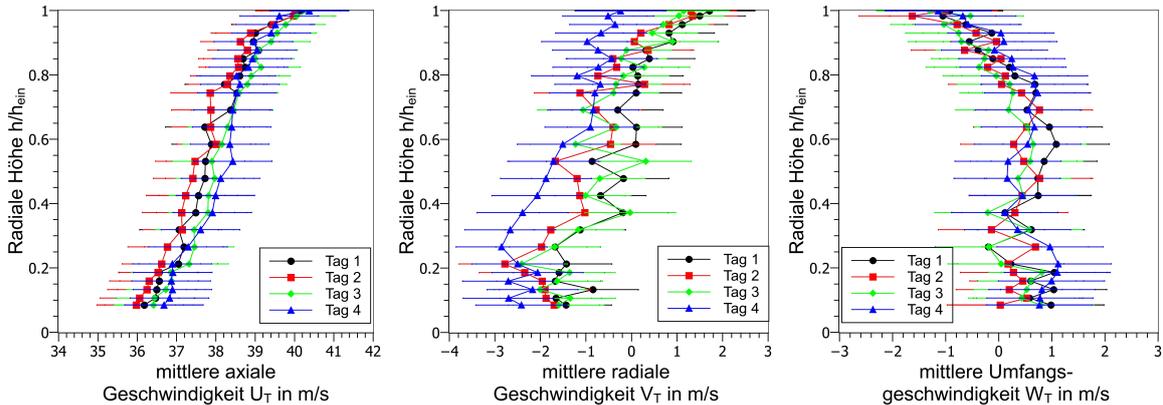


Abbildung 4.8: Vergleich der Verläufe eines Betriebspunktes für die mittlere axiale, radiale und Umfangsgeschwindigkeit von mehreren Messtagen in der Eintrittsebene des 15° -Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, NACA-profilierter Rotor

Aufgrund der vielen Einflussgrößen, die die Messgenauigkeit der Hitzdrahtmesstechnik beeinflussen können, werden an jedem Messtag Vergleichsmessungen in einer festgelegten axialen Messebene für jeden untersuchten Betriebspunkt durchgeführt. In Abb. 4.8 sind über einen Schaufeldurchlauf gemittelte Messwerte für die axiale, radiale und Umfangsrichtung beispielhaft für einen Betriebspunkt an verschiedenen Messtagen dargestellt. Die Geschwindigkeitsverläufe liegen innerhalb der angegebenen Messgenauigkeit von ± 1 m/s. Wenn die Geschwindigkeitsverläufe einzelner Messtage nicht innerhalb der Messtoleranz liegen, werden die Messungen des entsprechenden Messtages wiederholt. Gründe für die Abweichung können z. B. die Verschmutzung eines Hitzdrahtes oder ein Defekt an der Sonde sein, die während einer Messung nicht detektiert werden, sodass die Abweichung erst bei der Auswertung erkannt wird. Aus den Messungen in dieser Vergleichsebene wird die Wiederholgenauigkeit für die turbulenten Größen ermittelt.

4.1.3 Einsatz im Prüfstand

Die Messungen mit der 3D-Hitzdrahtsonde werden im Ringdiffusor (vgl. Kap. 3) durchgeführt. Die Sonde inklusive Sondenhalter ist über ein Gestänge mit einer radialen Sondenverstellvorrichtung am Gehäuse verbunden. Die Sondenhalterung kann in dem Gestänge manuell in unterschiedlichen axialen Ebenen positioniert werden. Für eine geometrische Konfiguration aus eingesetztem Rotor und Diffusor wird somit die Strömung in einer axialen Ebene für verschiedene Betriebspunkte vermessen. Anschließend wird die Sonde in

der nächsten axialen Ebene positioniert und der Vorgang wiederholt. So wird in einer

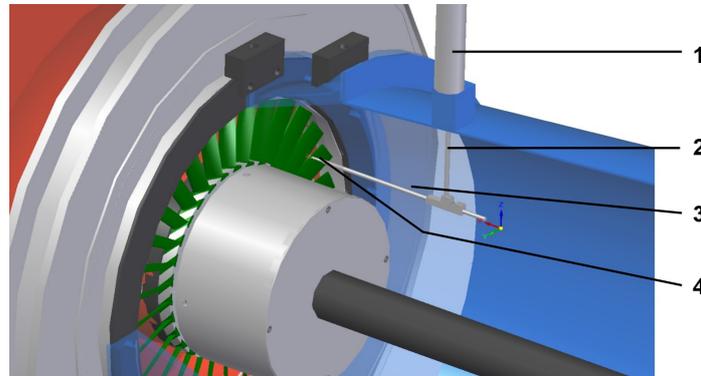


Abbildung 4.9: 3D-Hitzdrahtsonde im Diffusorprüfstand, 1: Sondenverstellvorrichtung, 2: Gestänge, 3: Sondenhalterung, 4: Hitzdrahtsonde

axial-radial aufgespannten Ebene jeder Punkt im Ringdiffusor unter Berücksichtigung eines Sicherheitsabstandes zur Gehäusewand und zur Nabe vermessen. In Abb. 4.9 ist die Positionierung der Hitzdrahtsonde im Prüfstand dargestellt.

Es wird mit einer konstanten Frequenz von 50 kHz gemessen. Eine höhere Messfrequenz führt zu Komplikationen bei der Verarbeitung der großen Datenmengen durch das Messsystem, sodass Fehler nicht auszuschließen wären. Mit der eingesetzten Messfrequenz wird eine Anzahl von mindestens 32 Messpunkten pro Speichendurchlauf bei der höchsten Speicherraddrehzahl von 3000 min^{-1} aufgenommen. Für geringere Drehzahlen führt dies entsprechend zu einer höheren Anzahl an Messpunkten für einen Schaufeldurchlauf. Ein Vergleich der sich in der Eintrittsebene des Ringdiffusors ergebenden mittleren Geschwindigkeiten für eine Drehzahl von 1500 min^{-1} , die sowohl mit 64 als auch mit 32 Messpunkten über einen Schaufeldurchlauf ausgewertet wird, führt zu einer Abweichung von maximal 0.3%. Aufgrund dieser geringen Abweichung kann eine Mindestanzahl von 32 Messpunkten für die höchste Rotordrehzahl von 3000 min^{-1} als statistisch ausreichend angesehen werden. Die Sonde wird an verschiedenen axialen Messpositionen radial über den Querschnitt traversiert. Einen Überblick über die Messpositionen der Hitzdrahtsonde im Ringdiffusor gibt die Abb. 4.10, wobei jeder Netzknoten eine Messposition darstellt.

Aufgrund der geometrischen Abmessungen sowohl der Hitzdrahtsonde als auch der Halterung und der damit beschränkten Zugänglichkeit in Wandnähe hat die erste untere mögliche Messposition einen Abstand zur Nabe von 8 mm. Am Gehäuse ist aus dem gleichen Grund die letzte mögliche Messposition 4 mm von der Gehäusewand entfernt.

Aufgrund der axialen Ausrichtung der Sonde können Rückströmungen nicht erfasst werden. Die ausgewertete axiale Geschwindigkeit wird auch im Falle von Rückströmungen als eine positive Geschwindigkeit interpretiert. Bei geringen gemessenen Geschwindigkeiten ist daher nicht zu unterscheiden, ob es sich tatsächlich um eine geringe positive oder um eine Rückströmung handelt. Daher werden Ergebnisse der mit der mittleren Diffusoreintrittsgeschwindigkeit normalisierten, axialen Geschwindigkeit < 0.25 nicht berücksichtigt.

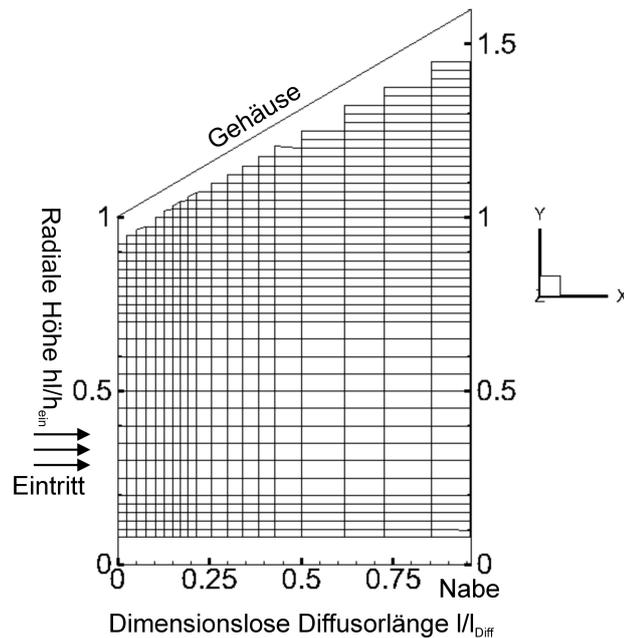


Abbildung 4.10: Messpositionen für die Hitzdrahtsonde im Ringdiffusor

4.2 Instationäre Druckaufnehmer

Für die Detektion evtl. auftretender Strömungsphänomene, deren Drucksignatur nicht rotationssymmetrisch ist und die relativ zum Gehäuse oder zum Rotor umlaufen, werden instationäre Druckaufnehmer sowohl am Gehäuse als auch in drei Schaufeln am rotierenden NACA-profilierten Rotor eingebracht. Am Gehäuse werden zwölf Druckaufnehmer (Kulite XCQ-062-0,35BAR-D) in vier äquidistanten axialen Ebenen eingesetzt. In jeder axialen Ebene sind jeweils drei Druckaufnehmer über den Umfang unter festgelegten Winkeln oberflächenbündig in das Diffusorgehäuse eingebracht. Die Winkel, unter denen die instationären Druckaufnehmer in jeder Ebene verteilt sind, sind in Abb. 4.11 verdeutlicht. Durch diese Aufteilung wird zwischen den drei Aufnehmern einer Ebene jeweils eine unterschiedliche Lauflänge der Drucksignale in Umfangsrichtung gewährleistet. Dies ist für die Auswertung der Drucksignale mittels Auto- und Kreuzkorrelationen unerlässlich.

Die Signale der Druckaufnehmer werden durch Verstärkerkarten, die im Institut selbst hergestellt werden, auf eine Skala von max. $\pm 7V$ bei 350 mbar verstärkt. Zur Kalibrierung der Messkette wird mithilfe einer Druckwaage jeder Druckaufnehmer stufenweise bis max. 350 mbar belastet, woraus sich für jeden Aufnehmer eine lineare Kennlinie für die Auswertung der Signale ergibt.

Die Druckaufnehmer im NACA-profilierten Speichenrad (Kulite: LQ-125-0,35Bar SG) werden flächenbündig im Spitzenbereich drei benachbarter Schaufeln eingeklebt (siehe Abb. 4.12). Die Stromversorgung und die Übertragung der Signale dieser Druckaufnehmer werden über Leitungen durch das gesamte Speichenrad, die Welle und anschließend

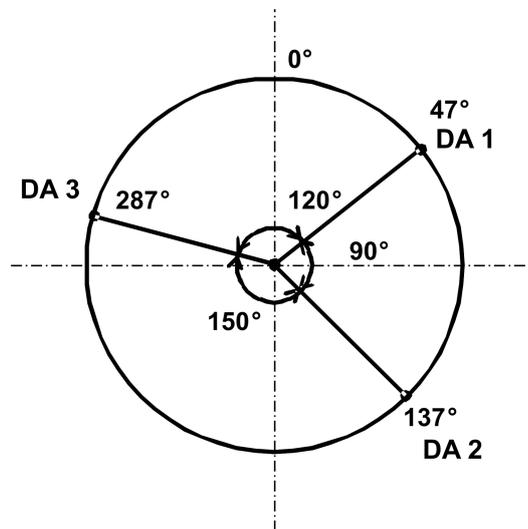


Abbildung 4.11: Positionen der instationären Druckaufnehmer (DA) in einer axialen Ebene im Gehäuse des Ringdiffusors in Strömungsrichtung

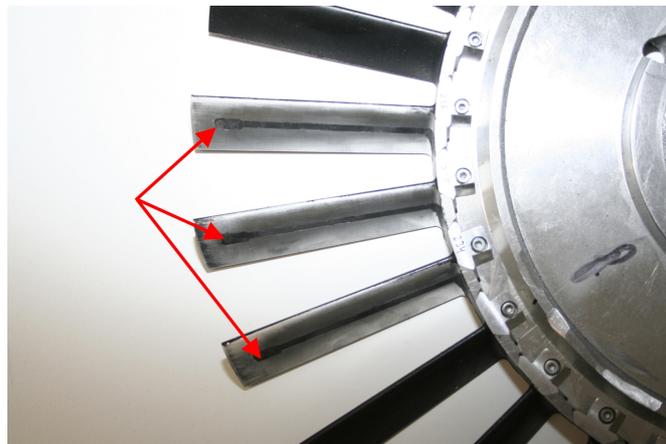


Abbildung 4.12: Ausschnitt des NACA-profilierten Rotors und den flächenbündig eingesetzten instationären Druckaufnehmern (rote Pfeile)

über einen 8-kanaligen Schleifring aus dem rotierenden System in das raumfeste System gewährleistet.

Die Auswertung der Drucksignale erfolgt über Autokorrelationen

$$\Phi_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) \cdot x(t - \tau) dt \quad (4.6)$$

für die Signale eines Druckaufnehmers und über Kreuzkorrelationen

$$\Phi_{xy}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} x(t) \cdot y(t - \tau) dt \quad (4.7)$$

für die Signale benachbarter Druckaufnehmer in einer axialen Messebene. Nach der Detektion der Maxima aus den unterschiedlichen Korrelationen werden diese ihrem Auftreten entsprechend über einer Zeitskala auf der Abszisse aufgetragen. Je nach Größe des Abstandes zwischen den einzelnen Druckaufnehmern, mit deren Signal die Korrelationen gebildet werden, werden diese Punktketten zeitlich auftretender Maxima dem Abstand entsprechend auf der Ordinate angeordnet. Das Vorgehen wird bereits erfolgreich von Schmidt (1998) im Austritt einer Dampfturbine angewendet. Das weitere Vorgehen in der Auswertung zur Detektion rotierender Ablösungen ist im Abschn. 7.4.2 anhand eines konkreten Falls detailliert beschrieben.

4.3 Pneumatische Sonden

Für die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten c_p (vgl. Gl. (2.12)) müssen die statischen und Totaldrücke am Ein- und Austritt des Ringdiffusors ermittelt werden. Dafür kommen pneumatische 3-Loch-Sonden zum Einsatz, so genannte Kobra-Sonden. Diese werden bereits erfolgreich von Sieker (2010) für die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten in dem hier verwendeten Diffusorprüfstand eingesetzt. Eine der Sonden, die bei den Messungen zum Einsatz kommt, ist in Abb. 4.13 dargestellt.

Die Sonden werden über eine Sondenverstellvorrichtung, in die die Sonde eingespannt sind, radial durch den Strömungskanal am Ein- und Austritt des Ringdiffusors traversiert. Die axiale Position am Diffusoreintritt ist aus konstruktiven Gründen 15 mm stromab verschoben. In Gehäuse- und Nabennähe werden Messpunkte mit einem radialen Abstand von 2.5 mm aufgenommen und in der Kanalmitte mit 5 mm. Der minimale Abstand zum Gehäuse und zur Nabe beträgt somit 2.5 mm. An jedem radialen Messpunkt werden die Sonden in Umfangsrichtung zur Strömung nach dem Null-Abgleichverfahren ausgerichtet, sodass die Druckdifferenz zwischen den beiden äußeren Druckbohrungen gegen Null gehen muss.



Abbildung 4.13: 3-Loch-Kobrasonde

Eine Alternative zum Null-Abgleichverfahren bildet das Druckdifferenzenverfahren, bei dem der Strömungswinkel durch die Druckdifferenz der beiden äußeren Bohrungen und die Auswertung über die Kalibrierkurven bestimmt wird. Dieses Verfahren bildet den Vorteil, dass das zeitaufwendige Ausrichten der Sonde in Strömungsrichtung an jedem Messpunkt entfällt. Der Nachteil ergibt sich aus dem begrenzten Winkelbereich, für den die Sonde eingesetzt und kalibriert werden kann. Da die Sonde besonders im Austritt des Ringdiffusors durch Ablösegebiete und der damit verbundenen Rückströmung einen sehr großen Winkelbereich abdecken muss, kann das Druckdifferenzenverfahren dort nicht angewendet werden. Des Weiteren bildet das hier eingesetzte Null-Abgleichverfahren den Vorteil, dass der Strömungswinkel und der Totaldruck durch die Ausrichtung der Sonde in Strömungsrichtung direkt übernommen werden können und nicht durch eine Auswertung über die Kalibrierkurven aufwendig ermittelt werden müssen.

Da für die Bestimmung der Druckrückgewinnkoeffizienten nach Gl. (2.12) integrale Druckwerte für die Ein- und Austrittsfläche des Diffusors benötigt werden, müssen die aus der radialen Traversierung ermittelten Druckwerte gemittelt werden. Der statische Druck wird dabei wie bei Cumpsty und Horlock (2006) beschreiben über die Fläche gemittelt

$$\bar{p}_{stat} = \frac{\sum A_i \cdot p_{stat,i}}{\sum A_i}. \quad (4.8)$$

A_i stellt jeweils die Ringflächen für den einzelnen Wert des statischen Druckes $p_{stat,i}$ dar. Die mittleren Totaldrücke werden entsprechend über eine Massenstrommittelung

$$\bar{p}_{tot} = \frac{\sum \dot{m}_i \cdot p_{tot,i}}{\sum \dot{m}_i} \quad (4.9)$$

berechnet.

Die Sonden werden am Niedergeschwindigkeitskalibrierkanal des Instituts im inkompressiblen Bereich kalibriert. Dabei wird die Sonde zunächst in die Strömung ausgerichtet und

der so definierte Nullwinkel an der Sonde mit einem Ausrichtungsdorn kenntlich gemacht. Anschließend wird durch die Messwerte über einen Winkelbereich von $\pm 25^\circ$ die Charakteristik der Sonde über eine Kalibrierkurve festgehalten. Die Kalibrierkurven und die dazugehörigen Kalibrierkoeffizienten nach Bubolz (2005) für den Gierwinkel, den statischen und den Totaldruck sind im Anhang A.4 aufgeführt.

4.4 Reduzierte Größen

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse von verschiedenen Messtagen mit unterschiedlichem Umgebungsdruck und -temperatur zu gewährleisten, werden reduzierte Größen verwendet. Nach Fruböse (1990) wird durch die reduzierten Größen bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen ein Betriebszustand erreicht, bei dem das Strömungsbild geometrisch ähnlich ist und für den die örtlichen Mach-Zahlen gleich bleiben. Dazu werden die Umgebungsbedingungen auf Normwerte eines ISO-Standardtages bezogen. Für den Druck wird $p_{ISO} = 1013.25 \text{ mbar}$ und für die Temperatur $T_{ISO} = 288.15 \text{ K}$ verwendet. Unter der Voraussetzung, dass der Isentropenexponent κ und die allgemeine Gaskonstante R als konstant angenommen werden, ergibt sich die reduzierte Drehzahl zu

$$n_{red} = n_{Messung} \sqrt{\frac{T_{ISO}}{T_u}} \quad (4.10)$$

und der reduzierte Massenstrom zu

$$\dot{m}_{red} = \dot{m}_{Messung} \frac{p_{ISO}}{p_u} \sqrt{\frac{T_u}{T_{ISO}}}. \quad (4.11)$$

Die Drücke werden mit

$$p_{red} = p_{Messung} \frac{p_{ISO}}{p_u} \quad (4.12)$$

und die Geschwindigkeiten mit

$$c_{red} = c_{Messung} \sqrt{\frac{T_{ISO}}{T_u}} \quad (4.13)$$

auf die Umgebungsbedingungen reduziert.

4.5 Massenstrombestimmung

Um am Prüfstand den gewünschten Massenstrom einzustellen und eine Reproduzierbarkeit der Messungen zu gewährleisten, ist die Bestimmung des Massenstromes in den Prüfstand notwendig. Der Massenstrom wird über eine Prandtl-Sonde im radialen Eintritt des Prüfstandes bestimmt.

Die Kalibrierung der Prandtl-Sonde erfolgt über eine gleichzeitige Messung des Massenstroms mit einer 3-Loch-Kobrasonde in einer Messreihe mit unterschiedlichen Gebläsefrequenzen des Axialgebläses. Die 3-Loch-Kobrasonde wird im Eintritt des Ringdiffusors (vgl. Abb. 4.1) in kleinen Schritten von der Nabe bis zum Gehäuse durch den Diffusorkanal traversiert. Mit Hilfe dieses Verfahrens, das im Abschn. 4.3 beschrieben ist, kann der Massenstrom durch den Diffusor bei unterschiedlichen Gebläsefrequenzen bestimmt werden. In vorhergehenden Untersuchungen wird eine Verteilung des statischen Druckes über den Umfang am Eintritt des Ringdiffusors ohne Speichenrad durchgeführt. Die maximale Abweichung des statischen Druckes über den Umfang beträgt 0.4%. Aufgrund dieser geringen Schwankung über den Umfang kann von einer nahezu homogenen Zuströmung zum Ringdiffusor über den Umfang ausgegangen werden, sodass die Bestimmung des Massenstroms durch den Diffusor über die Traversierung der 3-Loch-Kobrasonde an einer Umfangsposition gerechtfertigt ist. Die Versuche werden ohne den Einsatz eines rotierenden Speichenrades drallfrei durchgeführt, um eine möglichst turbulenzarme Zuströmung zur 3-Loch-Sonde und damit geringe Störeinflüsse zu gewährleisten.

Die Prandtl-Sonde ist im radialen Eintritt des Diffusorprüfstandes bei einem Radius von 0.55 m fest installiert (vgl. Abb. 4.1). Der Strömungskanal hat an dieser Stelle eine Breite von 100 mm, woraus sich eine durchströmte Ringfläche von 0.11 m² ergibt. Durch den Wandinfluss stellt sich an dieser Stelle ein Geschwindigkeitsprofil ein mit einem Maximum in der Mitte des Kanals. Da der mit der Prandtl-Sonde an diesem Maximum gemessene dynamische Druck nicht dem mittleren dynamischen Druck über die Einlaufbreite des Kanals entspricht, muss der sich aus dem gemessenen dynamischen Druck und der Einströmfläche theoretisch ergebende Volumenstrom korrigiert werden. Der Verlauf des theoretischen Volumenstroms, der sich aus den Messergebnissen der Prandtl-Sonde ergibt, ist für eine Messreihe mit unterschiedlichen Gebläsefrequenzen in Abb. 4.14 dargestellt. Parallel dazu sind die korrekten Werte aus den Messungen mit der 3-Loch-Kobrasonde aufgetragen.

Die Fehlerabschätzung der mit den beiden Messtechniken ermittelten Volumenströme, aus denen sich die Fehlerbalken in Abb. 4.14 ergeben, erfolgt über das Gauss'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta F = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}, \quad (4.14)$$

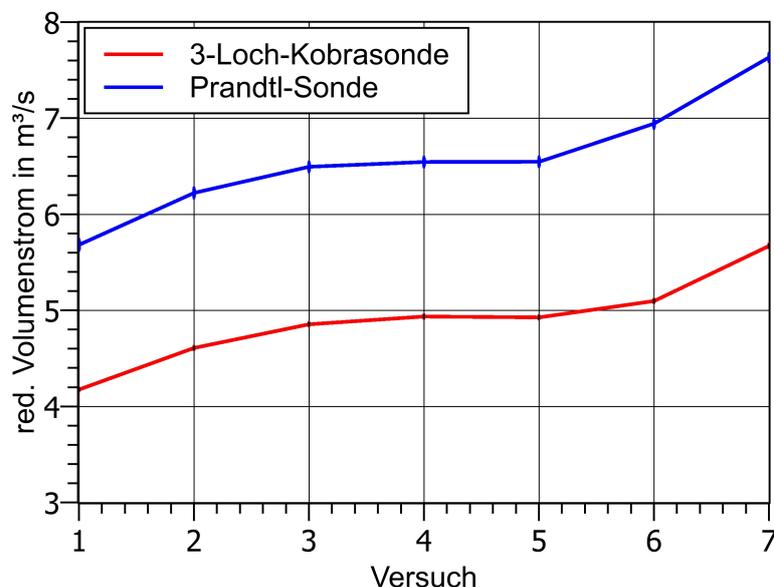


Abbildung 4.14: Volumenstrom am Diffusoreintritt bei unterschiedlichen Gebläsefrequenzen für Prandtl-Sonde und 3-Loch-Sonde vor Kalibrierung

wobei F die Ergebnisgröße (in diesem Fall der Volumenstrom \dot{V}) und x_i die Messgrößen, die zur Bestimmung der Ergebnisgröße notwendig sind, darstellen. Für die Abweichung der Messgrößen Δx_i werden zufällige und systematische Fehler berücksichtigt.

Die Abstände zwischen den beiden Kurven für die Drei-Loch-Sonde und für die Prandtl-Sonde in Abb. 4.14 sind nahezu äquidistant. Es ergibt sich ein mittleres Verhältnis zwischen den reduzierten Volumenströmen aus der 3-Loch-Kobra- und der Prandtl-Sonde

$$\frac{\dot{V}_{red,3-Loch-Kobrasonde}}{\dot{V}_{red,Prandtl-Sonde}} = (0.747 \pm 0.0057), \quad (4.15)$$

wobei die Schwankungsgröße ebenfalls über das Gauss'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz ermittelt wird. Somit kann der Volumenstrom

$$\dot{V}_{red} = \dot{V}_{Prandtl} \cdot (0.747 \pm 0.0057) \quad (4.16)$$

bzw. der Massenstrom in den Diffusorprüfstand

$$\dot{m}_{red} = \dot{V}_{red} \cdot \rho \quad (4.17)$$

über die Prandtl-Sonde bestimmt werden. Mit diesem Verfahren wird der reduzierte Massenstrom direkt beim Einstellen des Betriebspunktes bestimmt und somit die Reproduzierbarkeit der Messungen gewährleistet. Die detaillierte Beschreibung des Kalibrierverfahrens ist in Müller (2009) zu finden.

5 Auswerteverfahren

5.1 Ensemble-Mittlungsverfahren

Die Messwerte aus den Hitzdrahtmessungen sollen für eine Speichenteilung des rotierenden Speichenrades aufgelöst werden. Dazu werden die kontinuierlich aufgenommenen Hitzdrahtmessungen mit dem Ensemble-Mittlungsverfahren über eine Schaufelteilung gemittelt. Das Verfahren wird bereits bei Griebel und Seume (2005) erfolgreich eingesetzt und ist in Abb. 5.1 dargestellt.

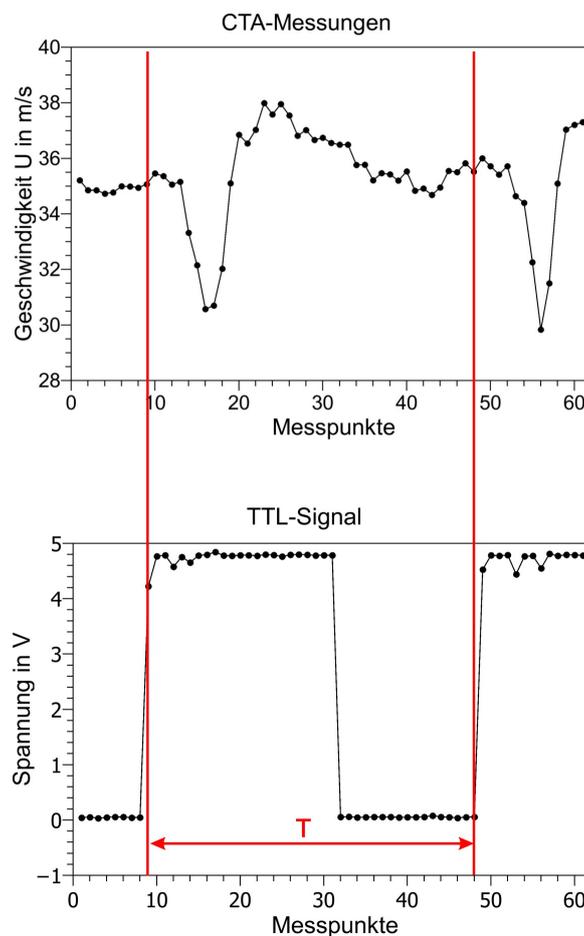


Abbildung 5.1: Ensemble-Mittlungsverfahren

Parallel zu den Messwerten aus der Hitzdrahtsonde (CTA) wird ein TTL-Signal aufgezeichnet, das durch die Drehzahlerfassung des Speichenrades generiert wird. Auf der Speichenradwelle ist eine Metallscheibe angebracht, auf der über den Umfang 30 äquidistante Nuten verteilt sind. Ein Hallsensor, der direkt über dieser genuteten Scheibe angebracht ist, liefert beim Durchlauf jeder Nut ein 5 V Spannungssignal, entsprechend wird beim Steg zwischen den Nuten kein Spannungssignal erzeugt. Da die Speichenräder mit 30 bzw. 60 Speichen bestückt sind, stellt eine Periode T aus Nut und Steg eine bzw. zwei Speichen-teilungen dar. Diese Periode T und das entsprechende Spannungssignal (TTL-Signal) sind in Abb. 5.1 im unteren Teil verdeutlicht. Die zu einer Periode dazugehörigen Messwerte im oberen Bereich (hier beispielhaft 39 Messwerte der axialen Geschwindigkeit U) werden herausgeschrieben. Grundsätzlich werden in den hier vorgestellten Versuchen Messwerte aus 400 Perioden herausgeschrieben. Für jeden dieser (in diesem Beispiel 39) Messwerte wird mit dessen Pendant aus 400 Perioden nach Gl. (2.17) die mittlere Geschwindigkeit und nach Gl. (2.19) der Betrag der mittleren Schwankungsgröße bestimmt. Die Anzahl von 400 Messwerten hat sich statistisch als ausreichend dargestellt, da eine weitere Erhöhung der Messwerte zu keinen weiteren Änderungen in den mittleren und Schwankungsgrößen führt. Becker und Stoffel (2005) erklären für ihren Fall, dass für eine Hitzdrahtanwendung hinter einem rotierenden Speichenrad bereits 200 Messwerte statistisch ausreichend sind. Da ein ganzes Netz von Messpunkten im Diffusor mit der Hitzdrahtsonde erfasst wird (vgl. Abb. 4.10), können im Kap. 7 auf diese Weise Strömungsgrößen über die gesamte Länge und Höhe des Ringdiffusors für die Breite einer Schaufelteilung dargestellt und ausgewertet werden.

5.2 Anisotropie-Invariantenkarte

Die Turbulenz in Strömungen wird in vielen experimentellen und numerischen Untersuchungen als isotrop angenommen, d.h. dass der Betrag der Schwankungsgrößen in die drei Koordinatenrichtungen identisch ist. Diese Vereinfachung liegt auch vielen Turbulenzmodellen zugrunde, die in der CFD bei RANS-basierten Codes zum Einsatz kommen. In der Realität haben turbulente Strömungen in vielen Anwendungen aber einen anisotropen Charakter.

Für die Beurteilung, wie stark die Turbulenz in einer Strömung von Anisotropie geprägt ist, haben Lumley und Newman (1977) die Anisotropie-Invariantenkarte entwickelt. Diese Karte nach Abb. 5.2 beschreibt die theoretischen Grenzzustände der Turbulenz. Innerhalb dieser Grenzen liegen alle Zustände, die die Turbulenz statistisch annehmen kann. Die Invariantenkarte gibt keine Auskunft über die Höhe der Turbulenz, sondern über deren Ausprägung. Durch den Einsatz dieses Auswerteverfahrens wird im Abschn. 7.9 die Turbulenz im Eintritt des Ringdiffusors auf Anisotropie untersucht und darauf hin, ob es einen Zusammenhang zum erzielten Druckrückgewinn im Diffusor gibt.

Nach Scholz und Kozulovic (2009) dient als Basis für die Invariantenkarte der Reynolds-Spannungstensor in Analogie zum strukturmechanischen Spannungstensor. Aufgrund seiner Symmetrie kann dieser diagonalisiert werden, sodass nur noch Normalspannungen auf-

treten. Alle Diagonalelemente in der diagonalisierten Matrix sind dabei die stets positiven Eigenwerte. Der Reynolds-Spannungstensor muss positiv semi-definit sein, was bedeutet, dass die Schubspannungsanteile geringer sind als die Normalspannungen. In Abb. A.12 im Anhang A.6 ist beispielhaft für einen Betriebspunkt ein Ausschnitt von mehreren Reynolds-Spannungstensoren dargestellt. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein:

$$\overline{u'_i u'_i} \geq 0; \quad \overline{u'_i u'_i} + \overline{u'_j u'_j} \geq 2 | \overline{u'_i u'_j} |; \quad DET(\overline{u'_i u'_j}) \geq 0). \quad (5.1)$$

Der Reynolds-Spannungstensor kann in zwei Anteile aufgeteilt werden

$$\overline{u'_i u'_j} = q^2 \cdot a_{ij} + q^2 \cdot \delta_{ij}/3, \quad (5.2)$$

wobei der erste Term auf der rechten Seite den deviatorischen und der zweite Term den isotropen Anteil des Reynolds-Spannungstensors darstellt. $q^2 = \overline{u'_i u'_i}$ repräsentiert entsprechend Gl. (2.22) die turbulente kinetische Energie bzw. mathematisch die Spur des Anisotropietensors a_{ij} . δ_{ij} ist das Kronecker-Delta, das den Wert 1 annimmt, wenn $i = j$ und 0, wenn $i \neq j$. Der Anisotropietensor a_{ij} ist symmetrisch, spurfrei und nimmt den Wert Null an, wenn die Turbulenz isotrop ist. Aus Gl. (5.2) folgt

$$a_{ij} = \overline{u'_i u'_j}/q^2 - \delta_{ij}/3. \quad (5.3)$$

Aus dem Anisotropietensor werden die zweite

$$II_a = a_{ij} a_{ji} \quad (5.4)$$

und die dritte Invariante gebildet

$$III_a = a_{ij} a_{jk} a_{ki}. \quad (5.5)$$

Werden diese beiden skalaren Invarianten in einem Koordinatensystem dargestellt, ergibt sich die Anisotropie-Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977).

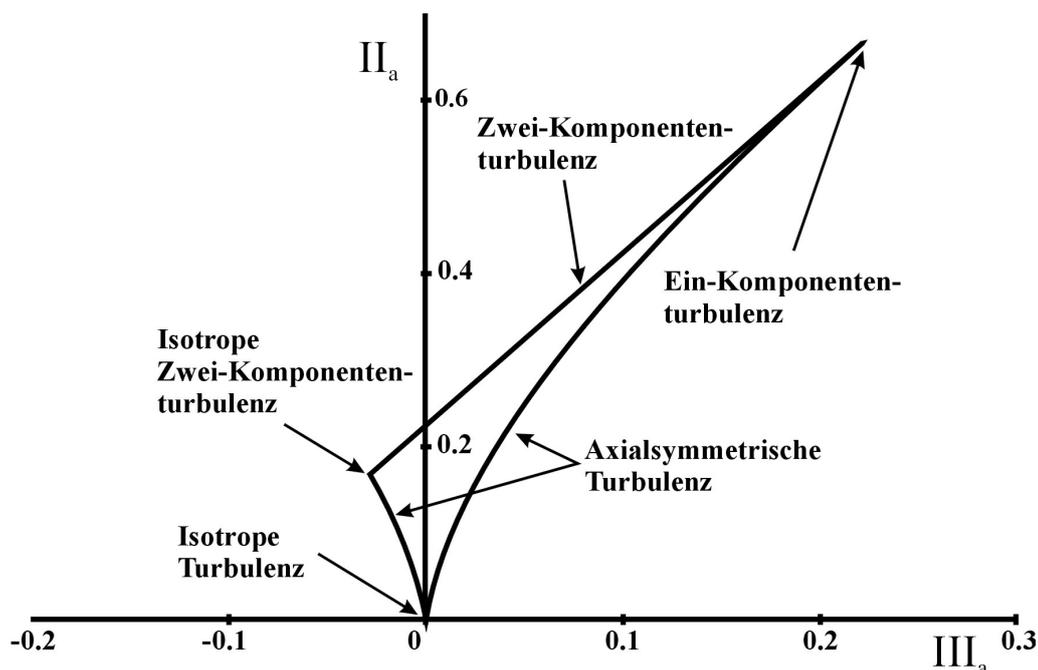


Abbildung 5.2: Invariantenkart nach Lumley und Newman (1977)

In Abb. 5.2 sind die Grenzen der Invariantenkart dargestellt, die die Turbulenz hinsichtlich der anisotropen Zustände annehmen kann. Das bedeutet, dass jeder mögliche Zustand innerhalb dieses verzerrten Dreiecks liegt. Die Grenzen stellen dabei die Extremfälle für die möglichen Zustände dar.

Isotrope Turbulenz: Die isotrope Turbulenz ist dadurch gekennzeichnet, dass die Schwingungsbewegungen in alle drei Koordinatenrichtungen gleich groß sind. Das bedeutet, dass in dem isotropen Tensor alle drei Eigenwerte gleich und daraus folgend alle Eigenwerte des Anisotropietensors Null sind. Damit sind beide Invarianten auch gleich Null.

Axialsymmetrische Turbulenz: Hier sind die Schwankungsgrößen in zwei Richtungen identisch. Die dritte Komponente kann dabei größer oder kleiner sein, als die anderen beiden. Bei einem größeren Wert, dessen Zustand aufgrund der idealisierten Form lt. Jovicic et al. (2006) in der Literatur auch "cigar-like turbulence" genannt wird, liegen die Zustände auf dem unteren Ast auf der Seite mit einer positiven Invariante III_a . Für einen kleineren Wert ("pancake-like turbulence") liegt sie in dessen negativem Bereich. Diese Zustände können z.B. durch eine Strömung mit homogener Turbulenz erreicht werden, wenn diese in einem Diffusor expandiert (größere dritte Komponente) oder in einer Düse kontrahiert (kleinere dritte Komponente) wird.

Zwei-Komponententurbulenz: Wenn die Schwankungsgrößen nur in zwei Richtungen existieren, die dritte Komponente also gegen Null geht, liegt eine Zwei-Komponenten-

turbulenz vor. Dieser Zustand wird z.B. in der Nähe einer Wand erreicht, da sich hier die Komponente in Wandrichtung nicht ausbilden kann.

Isotrope Zwei-Komponententurbulenz Ein Sonderfall der Zwei-Komponententurbulenz ist die isotrope Zwei-Komponententurbulenz, in der die verbleibenden zwei Schwankungsgrößen gleich groß sind und die dritte nicht existent ist.

Ein-Komponententurbulenz Wenn nur eine Schwankungsgröße ausgeprägt ist, liegt eine Ein-Komponententurbulenz vor.

5.3 Integrale Längenskalen

Die integralen Längenskalen lassen sich nach Rotta (1972) stark vereinfachend als Abmessungen momentan einheitlich bewegter Fluidmassen deuten. Damit kann quantitativ eine Beschreibung über die Größe von Turbulenzballen bzw. Wirbeln gegeben werden. Wenn von integralen Zeitmaßen gesprochen wird, ist damit anschaulich die beim Passieren eines festen Ortes benötigte Zeit eines Turbulenzballens gemeint. Die Sekundärströmungen im Eintritt eines Ringdiffusors können über die integralen Längenskalen charakterisiert werden. Ob sich die integralen Längenskalen bei unterschiedlichen Betriebspunkten im Eintritt des Diffusors ändern und ob dies im Zusammenhang mit dem Zustand der Grenzschicht und des Druckrückgewinns im Diffusor steht, wird im Abschn. 7.8 detailliert untersucht.

Eine Möglichkeit, um die räumliche Struktur der Turbulenzwirbel beurteilen zu können, ist die Autokorrelation der gleichen Strömungsgröße zur gleichen Zeit t aber an verschiedenen Orten r . Nach Pope (2011) kann über die Autokorrelation der Schwankungsgröße zur gleichen Zeit an verschiedenen Orten

$$R(r, x, t) = \overline{u'(x, t)u'(x + r, t)} \quad (5.6)$$

das integrale Längenmaß l gebildet werden

$$l(x, t) = \frac{1}{R(0, x, t)} \int_0^\infty R(r, x, t) dr. \quad (5.7)$$

Für die Bestimmung des integralen Längenmaßes nach dieser Methode ist die gleichzeitige Messung der zu korrelierenden Größe an zwei Punkten mit dem Abstand r notwendig. Da dieses Verfahren sehr aufwendig ist und in dieser Arbeit nicht umgesetzt werden kann, wird ein Verfahren benötigt, mit dem das Längenmaß auch mit einer Messung der Strömungsgrößen an einer Position ermittelt werden kann. Nach Lumley und Tennekes (1972) kann das integrale Längenmaß aufgrund der Taylor-Hypothese auch über die Korrelation

5 Auswerteverfahren

einer Strömungsgröße am gleichen Ort und zu unterschiedlichen Zeiten bestimmt werden. Über die Autokorrelation

$$R(x, t, \tau) = \frac{\overline{u'(x, t)u'(x, t + \tau)}}{\overline{u'^2(x, t)}} \quad (5.8)$$

kann die Zeit, die als Lagrange'sche integrale Skala benannt ist, bestimmt werden. Über die anschließende Integration und Multiplikation mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{C}

$$l(x, t) = \bar{C} \int_0^\infty R(x, t, \tau) d\tau \quad (5.9)$$

wird nach Camp und Shin (1995) das integrale Längenmaß bestimmt. Damit wird das integrale Längenmaß durch die kontinuierliche Messung der Strömungsgrößen an einer Position bestimmt. Um ein möglichst genaues Ergebnis zu bekommen, sind möglichst viele kontinuierlich aufgenommene Messwerte für die Durchführung der Korrelation notwendig. Da für die Auswertung aus dem Ensemble-Mittelungsverfahren (siehe Abschn. 5.1) einzelne Werte aus mehreren Schaufelperioden T statistisch ausgewertet werden und damit die Schwankungsgrößen in einer Datenreihe von maximal einem Schaufeldurchgang zur Verfügung stehen, können diese Werte für die Bestimmung der integralen Längenskalen nicht verwendet werden. Neben der viel zu kurzen Datenreihe können die Schwankungsgrößen aus dem Ensemble-Mittelungsverfahren auch dann nicht genutzt werden, wenn daraus eine längere Datenreihe aus Schwankungsgrößen durch die wiederholte Subtraktion der Mittelwerte aus mehreren Schaufeldurchgängen von den Originaldaten vorliegt. Der Grund dafür liegt in der Notwendigkeit eines zeitlich kontinuierlichen Signals, in dem keine deterministischen, d.h. periodischen Schwankungswerte vorliegen dürfen, sondern ausschließlich stochastische. Dieses wäre in dem zuvor beschriebenen Verfahren nicht der Fall.

Um dennoch eine geeignete, kontinuierliche Datenreihe aus den Schwankungsgrößen zu bekommen, haben Camp und Shin (1995) ein Verfahren entwickelt, bei dem die periodischen Anteile aus der Datenreihe herausgefiltert werden. Anhand der Abb. 5.3 können die einzelnen Schritte nachverfolgt werden. Es wird zunächst das Zeitsignal über eine Fourier-Transformation in den Frequenzbereich übertragen (Zeile 1). Hier sind neben den Blattwechselfrequenzen und deren Harmonischen auch weitere charakteristische Frequenzen zu erkennen. Die Amplituden der Blattwechselfrequenzen, deren Harmonische und weitere starke Frequenzen, die einen deterministischen Ursprung haben, werden aus dem Frequenzbereich herausgefiltert (Zeile 2). Anschließend wird das Signal aus dem Frequenzbereich über eine inverse Fouriertransformation in den Zeitbereich zurück transformiert (Zeile 3). Nach der Korrelation durch Gl. (5.8) ergibt sich eine Kurve der Autokorrelation über die Zeit (Zeile 5).

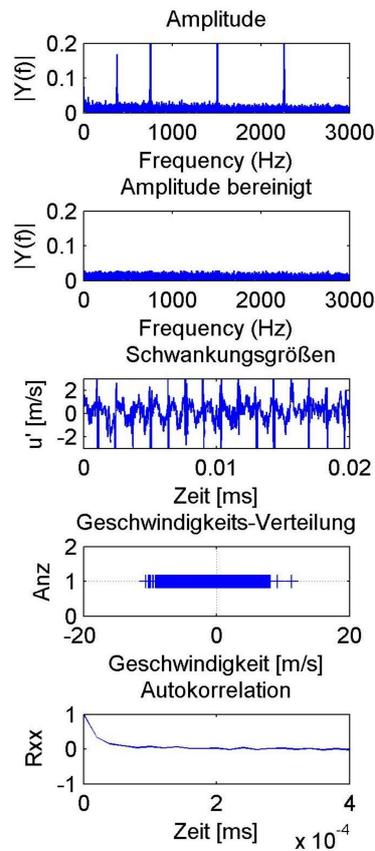


Abbildung 5.3: Ermittlung der integralen Längenskala in Strömungen mit einem deterministischen Schwankungsanteil nach Camp und Shin (1995)

Die sich anschließende Integration der Korrelation nach Gl. (5.9) wird nicht von Null bis unendlich durchgeführt, sondern bis zu dem Punkt, an dem die Kurve der Korrelation (Zeile 5) die Abszisse schneidet. Nach der Multiplikation mit der mittleren Geschwindigkeit \bar{C} ergibt sich die integrale Längenskala l .

5 Auswerteverfahren

6 Vergleich der Messtechniken

In dieser Arbeit kommen zur Vermessung des Strömungsfeldes im Diffusor sowohl pneumatische 3-Loch-Sonden als auch 3D-Hitzdrähte zum Einsatz. Um die Konsistenz der Ergebnisse beider Messtechniken zu gewährleisten, werden die Strömungszustände definierter Betriebspunkte mit unterschiedlichen Turbulenzgraden in einer Messebene des Diffusor mit beiden Messtechniken vermessen und die Ergebnisse miteinander verglichen. Zusätzlich zu den genannten Messtechniken wird ein 2D Laser Doppler Anemometer (LDA) eingesetzt. Das Ziel ist es zu überprüfen, ob die eingesetzte Messtechnik bei den unterschiedlichen Turbulenzgraden zuverlässige Ergebnisse innerhalb der angegebenen Messtoleranz liefert. Ein systematischer Vergleich dieser drei Messtechniken bei unterschiedlichen Turbulenzgraden ist in der bekannten Literatur noch nicht durchgeführt worden.

Auf eine detaillierte Beschreibung des LDA wird an dieser Stelle verzichtet, da es in diesem Abschnitt lediglich zu Vergleichszwecken herangezogen wird. Speziell für die Anwendung in dem verwendeten Diffusorprüfstand sei für eine detaillierte Beschreibung der Messtechnik auf Sieker (2010) verwiesen und für eine allgemeine auf Albrecht (2003). Da das LDA u. a. von Goeing (1985) aufgrund der berührungsfreien Messung als sehr genaue und robuste Messtechnik bewertet wird, wird es zu Vergleichszwecken und als Referenz für eine ggf. notwendige Korrektur der Hitzdrahtmesstechnik bei hohen Turbulenzwerten herangezogen.

In Weiser (1992) stellt sich bei einem Vergleich der Schwankungsgrößen heraus, dass die Werte für das LDA um 40% größer sind, als die Ergebnisse für das CTA. Daher werden dort die Werte für das CTA anhand der LDA-Ergebnisse berichtigt. Ob das LDA in dieser Versuchsreihe richtige Ergebnisse liefert, wird allerdings nicht beschrieben. Bei Tutu und Chevray (1975) wird gezeigt, dass in einer Versuchsreihe mittlere und Schwankungsgrößen aus den Messungen mit einer Hitzdrahtsonde gegenüber einem berechneten Wert eine steigende Abweichung besonders mit größer werdenden Turbulenzgraden haben. Für einen Turbulenzgrad von 30% weichen die gemessene mittlere axiale Geschwindigkeit um 6.5% von dem berechneten Wert ab, die Schwankungsgrößen je nach Richtung und Kalibrierverfahren zwischen -4% und -13%.

Der Vorteil des LDA ist das kalibrierfreie Verfahren und die berührungslose Messung der Geschwindigkeit im Gegensatz zur pneumatischen Sonde und der Hitzdrahtmesstechnik. Es ist ein optischer Zugang zur Strömung notwendig. Als Tracerpartikel kommt ein Nebel auf Glycerinbasis zum Einsatz, deren Tropfendurchmesser nach Fleige (2002) 1 μm beträgt und damit klein genug ist, um der Strömung zu folgen und groß genug, um genügend Laserlicht für den Photodetektor zu reflektieren. Der Fehler des eingesetzten LDA aufgrund des Schnittwinkels der beiden Laserstrahlen beträgt nach Sieker (2010) 0.31% der ermittelten Geschwindigkeit. Weiter Fehlerquellen, wie das gleichzeitige Durchströmen mehrerer

6 Vergleich der Messtechniken

Partikel durch das Messvolumen und das durch die Auswertesoftware bestimmte 95 % Konfidenzintervall, liegen innerhalb des oben angegebenen Fehlers. Aufgrund dieser geringen Fehleranfälligkeit wird das LDA als hochwertige Vergleichsmesstechnik herangezogen.

Die Messungen werden an dem 15°-Ringdiffusor sowohl mit dem NACA-profilierten Rotor als auch mit dem 10 mm Speichenrad durchgeführt, um ein möglichst breites Feld von unterschiedlichen Turbulenzzuständen in der Strömung zu generieren. Es wird mit jeder Messtechnik und der entsprechenden Anzahl eingesetzter Sonden über den Radius des Ringdiffusors an der axialen Position $l/l_{Diff} = 0.5$ traversiert, wobei l_{Diff} die Gesamtlänge des Ringdiffusors darstellt. Es werden insgesamt sieben unterschiedliche Betriebspunkte untersucht. Die Ergebnisse von zwei charakteristischen Versuchen werden hier vorgestellt, an denen die Schlussfolgerungen aller Versuche erläutert werden können. Die Ergebnisse der gesamten Messreihe sind in Hamann (2011) zu finden.

Zunächst wird ein Betriebspunkt mit dem NACA-profilierten Rotor und einer nahezu drallfreien Abströmung untersucht. In Abb. 6.1 ist die reduzierte axiale und tangentielle Geschwindigkeit über dem Diffusorradius für die drei Messtechniken dargestellt. Für die

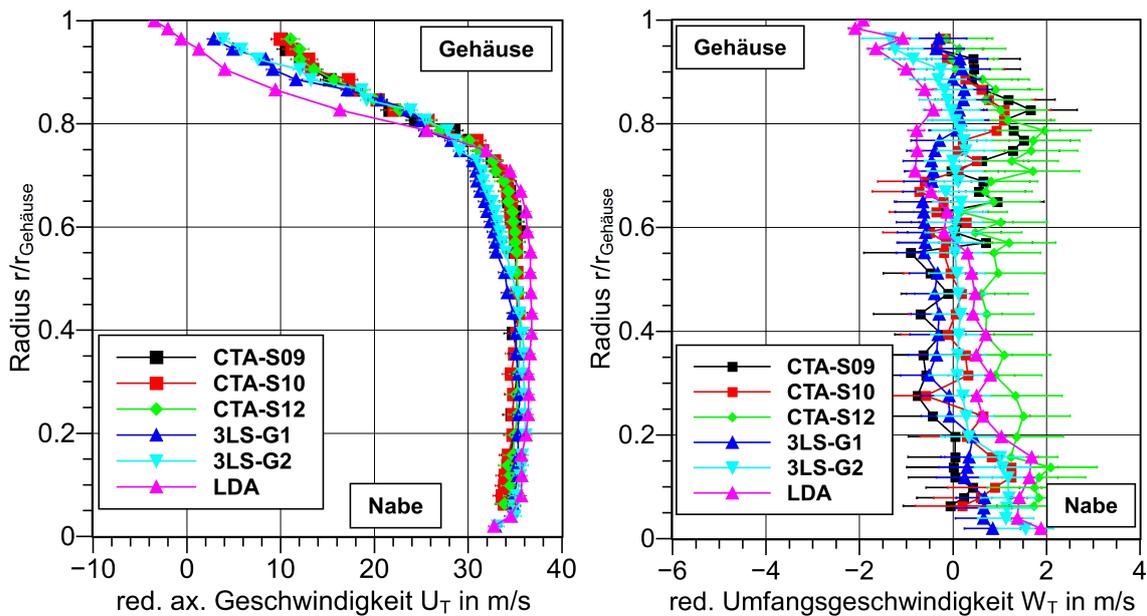


Abbildung 6.1: Vergleich der axialen und der tangentialen Geschwindigkeit von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), pneumatischen 3-Loch-Sonden (3LS), LDA, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.5$

axiale Geschwindigkeit liegen die Verläufe der drei Hitzdrahtsonden (CTA-S09 bis CTA-S12) über die gesamte Höhe nahezu deckungsgleich übereinander. Mit der pneumatischen Drei-Loch-Sonde 3LS-G1 wird eine leicht geringere Geschwindigkeit gemessen, als mit der zweiten Sonde 3LS-G2, wobei beide Verläufe aber innerhalb des angegebenen Fehlerbereichs von ± 0.6 m/s für die axiale und ± 0.7 m/s für die tangentielle Geschwindigkeit liegen.

Dieser Fehlerbereich wird von Sieker (2010) für die eingesetzten Sonden in der Anwendung im Ringdiffusor aus einem 95% Konfidenzintervall bestimmt. Im nabenseitigen Bereich bis zu einer dimensionslosen radialen Höhe von 0.45 liegen die Geschwindigkeiten der pneumatischen Sonden in Abb. 6.1 leicht oberhalb aber innerhalb des Fehlerbereichs der Hitzdrahtsonden. Näher an der Gehäusewand (in Abb. 6.1 also oberhalb der normierten radialen Höhe von 0.45) knickt der Geschwindigkeitsverlauf der pneumatischen Sonden ein und liegt z.T. unterhalb des Verlaufs der Hitzdrahtsonden. Dieses Phänomen tritt bei weiteren untersuchten Betriebspunkten ebenfalls auf. Eine Erklärung für dieses Phänomen kann die Abb. 6.2 liefern.

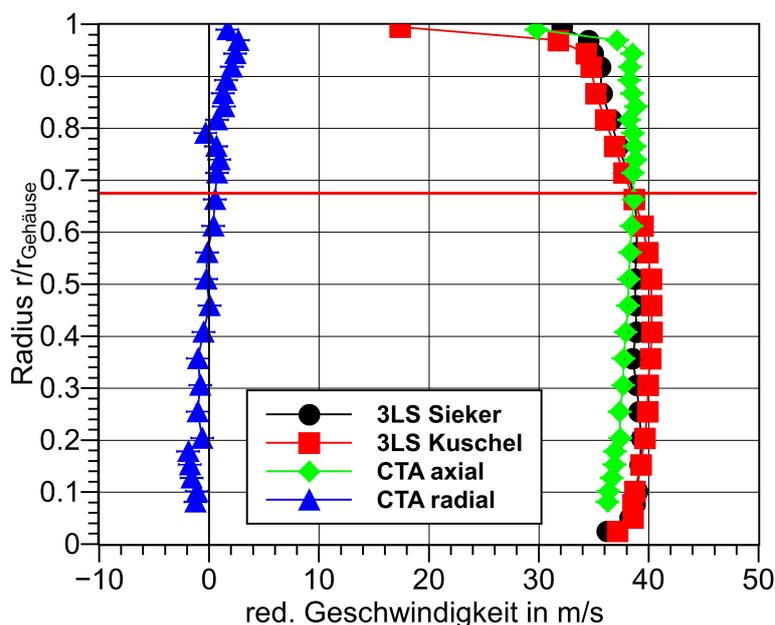


Abbildung 6.2: Vergleich der reduzierten mittleren axialen Geschwindigkeit mit Sieker (2010), reduzierte mittlere radiale Geschwindigkeit, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.05$

Die in dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte, die in Kap. 7 noch weiter ausgeführt werden, sind z.T. ebenfalls von Sieker (2010) mit pneumatischen 3-Loch-Sonden untersucht worden. Daher ist in Abb. 6.2 ein Vergleich zwischen Messungen des gleichen Betriebspunktes mit pneumatischen 3-Loch-Sonden im Eintritt des Ringdiffusors bei $l/l_{Diff} = 0.05$ dargestellt, um einen systematischen Fehler bei den Sonden auszuschließen. Die Geschwindigkeitsprofile, die Sieker (2010) mit der 3-Loch-Sonde gemessen hat, sind nahezu deckungsgleich mit den hier gemessenen Werten. Beide Verläufe zeigen den charakteristischen Knick und einen Schnittpunkt mit der axialen Geschwindigkeit, die mit dem CTA gemessen wird (CTA axial), bei einem normierten Radius von 0.7. Zusätzlich wird der Verlauf der radialen Geschwindigkeit des CTA (CTA radial) in dieser Messebene eingebracht. Bei dem Schnittpunkt der Messergebnisse von CTA und pneumatischer 3-Loch-Sonde zeigt sich ein

6 Vergleich der Messtechniken

Vorzeichenwechsel in der radialen Geschwindigkeit. Die 3-Loch-Sonde scheint also empfindlich auf eine radiale Komponente in der Strömung zu reagieren. Der Einfluss der radialen Komponente auf das Geschwindigkeitsprofil wird auch bei anderen Betriebspunkten bestätigt.

Dass der Schnittpunkt zwischen CTA und pneumatischer 3-Loch-Sonde bei einer radialen Komponente von nahezu Null vorliegt, ergibt sich aus dem Kalibrierverfahren für die 3-Loch-Sonden. Diese Sonden werden bei einer Strömung ohne radiale Komponente kalibriert. Da mit den pneumatischen Sonden naturgemäß keine Informationen über die radiale Komponente erfasst werden können, kann diese Abweichung nicht mit Hilfe eines aufwendigeren, um die radiale Komponente erweiterten, Kalibrierverfahrens eliminiert werden.

Die 3-Loch-Sonden werden in dieser Arbeit ausschließlich für die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten nach Gl. (2.12) eingesetzt. Für die Abweichung des dynamischen Drucks im Nenner kann eine Fehlerabschätzung durchgeführt werden, da die Geschwindigkeit aus den Hitzdrahtmessungen bekannt sind. Nach einem Vergleich des massenstromgemittelten dynamischen Druckes am Eintritt des Ringdiffusors aus den Ergebnissen der Hitzdraht- und 3-Loch-Sondenmessungen für unterschiedliche Betriebspunkte ergibt sich nach der Auswertung ein im Mittel um 5% geringerer Wert des dynamischen Druckes für die 3-Loch-Sonden im Vergleich zu den Hitzdrähten.

Sowohl der statische Druck als auch der Totaldruck berechnen sich aus einer Funktion, die von den Drücken aller drei Bohrungen der 3-Loch-Sonde abhängig ist (vgl. Gl. (A.13) und Gl. (A.14) im Anhang A.4). Die Abweichung im dynamischen Druck ergibt sich aus einer Fehlanströmung der Bohrungen, sodass sich die Fehlanströmung auf den statischen und den Totaldruck in ähnlicher Weise auswirkt. Das führt zu dem Schluss, dass auch der Zähler des Druckrückgewinnkoeffizienten nach Gl. (2.12) tendenziell zu niedrig bestimmt wird. Da für den statischen Druck jedoch keine Vergleichswerte vorliegen, wird für eine konservative Fehlerabschätzung der Zähler konstant gehalten und lediglich der dynamische Druck im Nenner des Druckrückgewinnkoeffizienten um 5% verringert. Dies ergibt bei den im Kap. 7 maximal auftretenden Druckrückgewinnkoeffizienten eine Abweichung von 0.03.

Bei Sieker (2010) wird für den Druckrückgewinnkoeffizienten ein Fehlerbereich von ± 0.025 angegeben. Aufgrund der oben beschriebenen Überlegungen wird dieser Fehlerbereich für den Druckrückgewinnkoeffizienten von ± 0.025 auf die maximal auftretende Abweichung von ± 0.03 erhöht und in den Ergebnissen entsprechend durch Fehlerbalken angegeben. Da die über einen Schaufeldurchlauf gemittelte radiale Komponente auch im Austritt des Ringdiffusors die in Abb. 6.2 dargestellten maximalen Werte nicht überschreitet und in einem Großteil des Kanalquerschnitts darunter liegt, ist der maximal auftretende Fehler für den Druckrückgewinnkoeffizienten durch die oben angegebenen Überlegungen quantifizierbar. Durch die damit verbundene Erweiterung des Fehlerbereichs kann vorausgesetzt werden, dass die Werte für den Druckrückgewinnkoeffizienten innerhalb des angegebenen Fehlerbereichs liegen.

Aufgrund des im Vergleich zur 3-Loch-Kobrasonde großen Sondenkopfes und der damit verbundenen schlechten Zugänglichkeit am Gehäuse und an der Nabe wird der Einsatz einer 5-Loch-Sonde, mit der die radiale Komponente erfasst wird, nicht in Erwägung gezogen. Besonders in diesem Bereich kommt es durch die Randeffekte zur Beeinflussung der

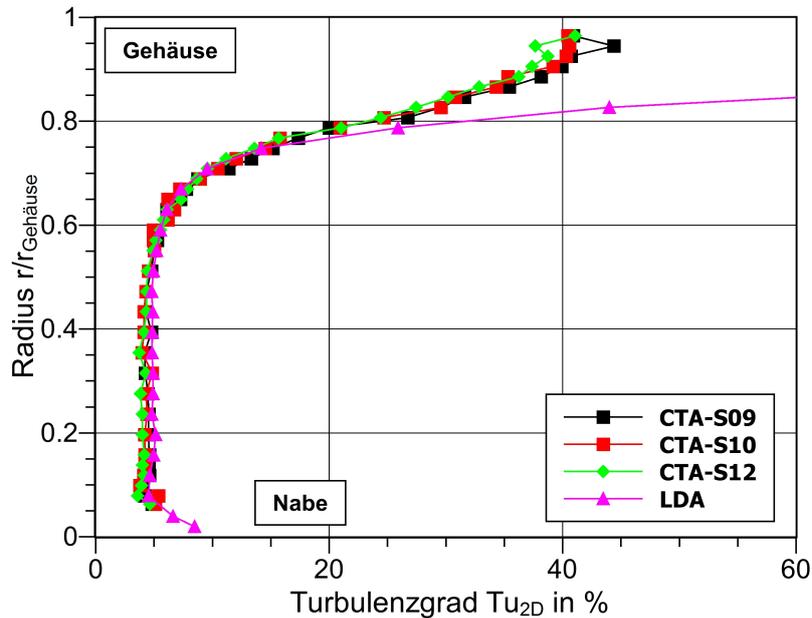


Abbildung 6.3: Vergleich des Turbulenzgrades aus axialer und tangentialer Schwankungsgröße von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), LDA, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, $\phi = 0.73$, $l/l_{Diff} = 0.5$

Strömung, die für die Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten berücksichtigt werden müssen. Der durch den Einsatz einer 5-Loch-Sonde entstehende Fehler würde daher keine Verbesserung der Messgenauigkeit für den c_p -Wert mit sich bringen.

In Abb. 6.1 liegen die Ergebnisse der LDA-Messung für die axiale Geschwindigkeit bis zu einer normierten radialen Höhe von 0.75 leicht oberhalb der nahezu identischen Ergebnisse des CTA und der pneumatischen Sonden und weiter in Richtung Gehäuse deutlich unterhalb. Ab der normierten radialen Höhe von 0.6 beginnt die Ausprägung der gehäuseseitigen Grenzschicht, was durch den Anstieg des Turbulenzgrades in Abb. 6.3 zu erkennen ist. Der Turbulenzgrad wird aus den mittleren Schwankungsgrößen in axialer und in Umfangsrichtung gebildet, da mit dem LDA die Komponente in radialer Richtung nicht erfasst wird. Im darunter liegenden Bereich der Kernströmung liegt ein Turbulenzgrad von weniger als 5% vor, der in der Grenzschicht mit geringer werdender Distanz zum Gehäuse stetig zunimmt. Bei einem normierten Radius von 0.85 erreicht der Turbulenzgrad einen Wert von 32%. Nach Tutu und Chevray (1975) und wie oben in diesem Abschnitt beschrieben wird bei Turbulenzgraden ab 30% die mittlere Geschwindigkeit der Hitzdrahtmessungen merklich zu hoch und die Schwankungsgrößen zu gering erfasst. Dies zeigt sich auch in dem Geschwindigkeitsverlauf in Abb. 6.1, wo die mittleren axialen Geschwindigkeiten der Hitzdrahtsonden ab einem normierten Radius von 0.85 höher sind als für die pneumatischen Sonden. Damit zeigt sich in dieser Arbeit eine erhöhte Abweichung der mit der 3D-Hitzdrahtsonden gemessenen Geschwindigkeit ab einem Turbulenzgrad $>32\%$. Die axiale

6 Vergleich der Messtechniken

Geschwindigkeit aus dem LDA weicht ab einem Turbulenzgrad von 20% von dem Verlauf der Kobra- und Hitzdrahtsonde nach unten ab. Die tangential Geschwindigkeit ist nach Abb. 6.1 kaum ausgeprägt, da es sich bei dem Betriebspunkt um den Auslegungspunkt des NACA-profilierten Speichenrades handelt. Erfahrungsgemäß schwanken die Messungen mit dem Hitzdraht stark, wenn die Höhe der entsprechenden Geschwindigkeitskomponenten gegen Null geht. Alle Messwerte liegen aber innerhalb der angegebenen Messgenauigkeit.

Der Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe der drei Messtechniken in axialer und Umfangsrichtung beim Einsatz des 10 mm-Speichenrades mit einer Drehzahl von 2000 min^{-1} und einem Massenstrom von 6 kg/s ($\phi = 1.06$) in Abb. 6.4 unterliegt einem höheren Turbulenzgrad in der gesamten Strömung. Die Geschwindigkeitsverläufe aller Messtechniken steigen von der Nabe bis zu einem normierten Radius von 0.25 an und bleiben in der Kernströmung bis zu einer normierten Höhe von 0.6 konstant. Mit Beginn der Grenzschicht sinkt die axiale Geschwindigkeit wieder ab. Die Verläufe der axialen Geschwindigkeit von CTA und Kobrasonde liegen über den gesamten Verlauf innerhalb der Fehlergrenzen, wobei das CTA besonders in der gehäuseseitigen Grenzschicht oberhalb der pneumatischen Sonden liegt. Die Ergebnisse des LDA liegen über den gesamten Verlauf besonders in der Kernströmung wesentlich unterhalb der beiden anderen Messtechniken. Über die gesamte Kanalhöhe liegen lt. Abb. 6.5 den CTA Messungen Turbulenzgrade von 19% bis 27% zugrunde.

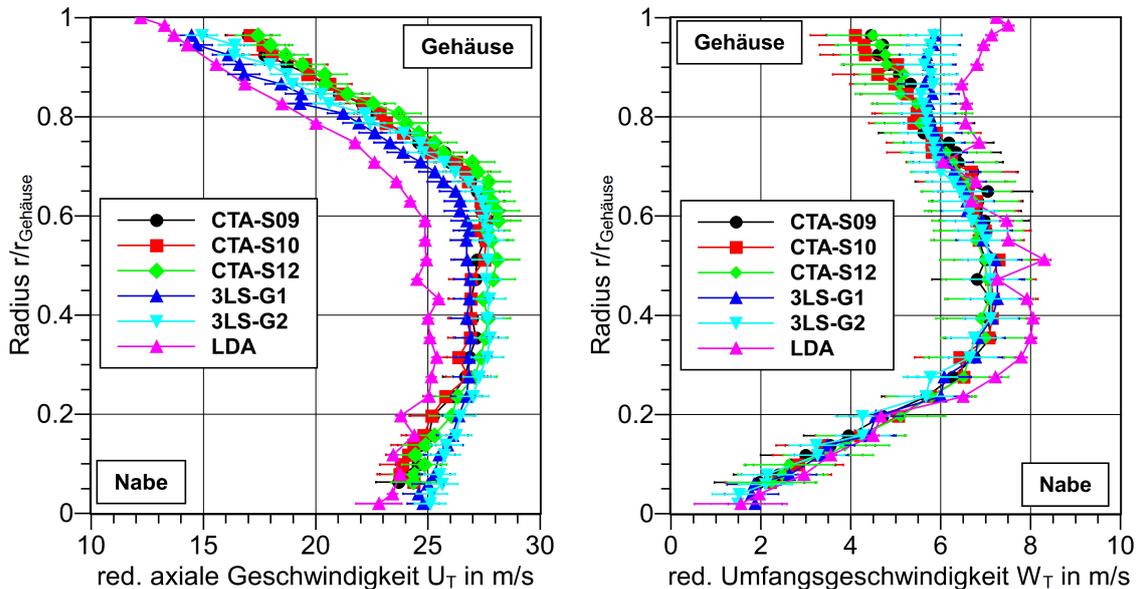


Abbildung 6.4: Vergleich der axialen und der tangentialen Geschwindigkeit von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), pneumatischen 3-Loch-Sonden (3LS), LDA, 15°-Ringdiffusor, 10 mm-Speichenrotor, 2000 min^{-1} , $\dot{m} = 6 \text{ kg/s}$ ($\phi = 1.06$), $l/l_{Diff} = 0.5$

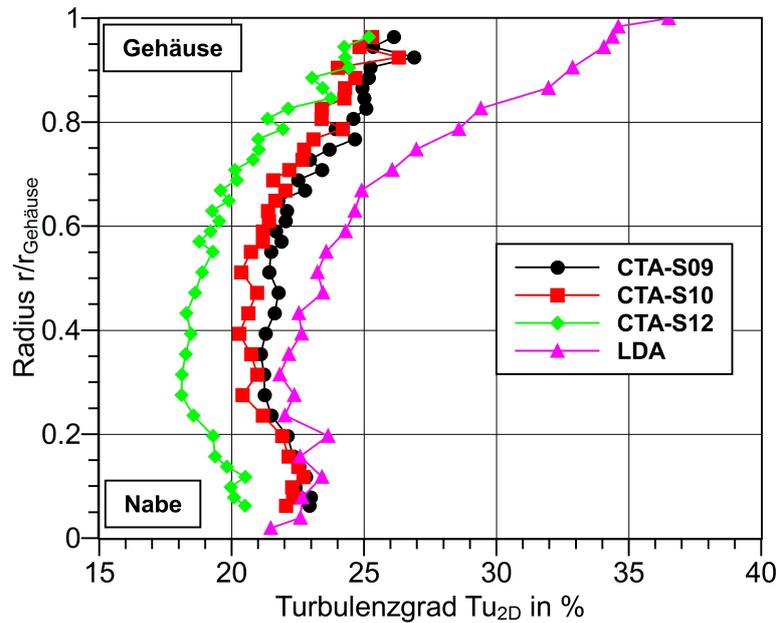


Abbildung 6.5: Vergleich des Turbulenzgrades aus axialer und tangentialer Schwankungsgröße von Hitzdrahtmesstechnik (CTA), LDA, Rotor mit 10 mm Speichen, 15°-Ringdiffusor, 2000 min⁻¹, $\dot{m} = 6$ kg/s ($\phi = 1.06$), $l/l_{Diff} = 0.5$

Daher bestätigt sich auch hier, dass die mittlere axiale Geschwindigkeit des LDA für Turbulenzgrade $>20\%$ zu niedrig gemessen wird. Ein Vergleich von Messungen mit Heißfilmsonden und LDA von Dierksen und Elrod (1985) ergibt ebenfalls tendenziell eine geringere mittlere Geschwindigkeit für das LDA bei einem Turbulenzgrad zwischen 10% und 20%. Für das CTA ergeben sich im verzögerten Grenzschichtbereich des Gehäuses mit einem Turbulenzgrad $>20\%$ leicht höhere Werte der axialen Geschwindigkeit, als für die pneumatischen Sonden. Die mittlere tangentiale Geschwindigkeit aus den drei Messtechniken liegt über einen weiten Kanalbereich innerhalb der angegebenen Fehlertoleranz. Lediglich in Gehäusenähe ab einer normierten radialen Höhe von 0.8 gleiten die Messwerte auseinander, sodass mit dem CTA die geringste und mit dem LDA die höchste Geschwindigkeit gemessen wird.

Da es in diesem Betriebspunkt und zwei weiteren Betriebspunkten (hier nicht dargestellt) nicht zu einer Ablösung am Gehäuse kommt, kann anhand der gemessenen axialen Geschwindigkeiten über eine Massenstrommittelung der sich ergebende Massenstrom ermittelt und mit dem eingestellten Massenstrom verglichen werden. Pozzorini (1976) führt dieses Verfahren ebenfalls bei der Überprüfung der Ergebnisse aus Hitzdrahtmessungen durch. Es ergibt sich im Mittel für das LDA eine Abweichung zum eingestellten Massenstrom von -11%, während die Abweichung für das CTA bei 2% und für die pneumatischen Sonden bei -3% liegt.

Speziell in hohen Turbulenzbereichen $>20\%$ liefert das LDA keine zufriedenstellenden Werte, während die Messergebnisse des CTA und der pneumatischen Sonden eine akzeptable

6 Vergleich der Messtechniken

table Abweichung erreichen. Daher wird von der Korrektur der CTA-Ergebnisse durch die Ergebnisse des LDA Abstand genommen. Über einen weiten Turbulenzbereich liefert das CTA Ergebnisse, die innerhalb der bereits ermittelten Messunsicherheit von ± 1 m/s liegen. Die Messwerte werden daher nicht korrigiert. Die Abweichungen der Hitzdrahtsonden führen erst ab einem Turbulenzgrad $>32\%$ zu erheblichen Abweichungen. Aufgrund fehlender Vergleichsgrößen ist eine Korrektur dieser Ergebnisse aber nicht möglich. Dieser Turbulenzgrad wird in einem Großteil der in dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte bzw. in den ausgewerteten Bereichen nicht erreicht, sodass die Ergebnisse in den hier genannten Fehlertoleranzen liegen. Wird ein höherer Turbulenzgrad erreicht, wird darauf direkt bei der Diskussion der Ergebnisse eingegangen. Für den Druckrückgewinnkoeffizienten wird, wie oben beschrieben, ein Fehlerbereich von ± 0.03 im Folgenden verwendet.

7 Ergebnisse

7.1 Ziele der Untersuchungen

In den hier vorgestellten Ergebnissen wird der Einfluss unterschiedlicher Zuströmbedingungen in den Ringdiffusor auf den Druckrückgewinn untersucht. Die unterschiedlichen Zuströmbedingungen werden zum einen durch unterschiedliche Geometrien des rotierenden Speichenrades generiert. Dabei kommt ein NACA-profilierter Rotor und zwei Speichenräder mit Speichendurchmessern von 10 mm und 5 mm zum Einsatz. Zum anderen werden die Betriebsparameter Massenstrom und Drehzahl des Speichenrades variiert. Besonders wird der Einfluss von Sekundärströmungen und der damit verbundenen Variation von Turbulenzzuständen auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor untersucht.

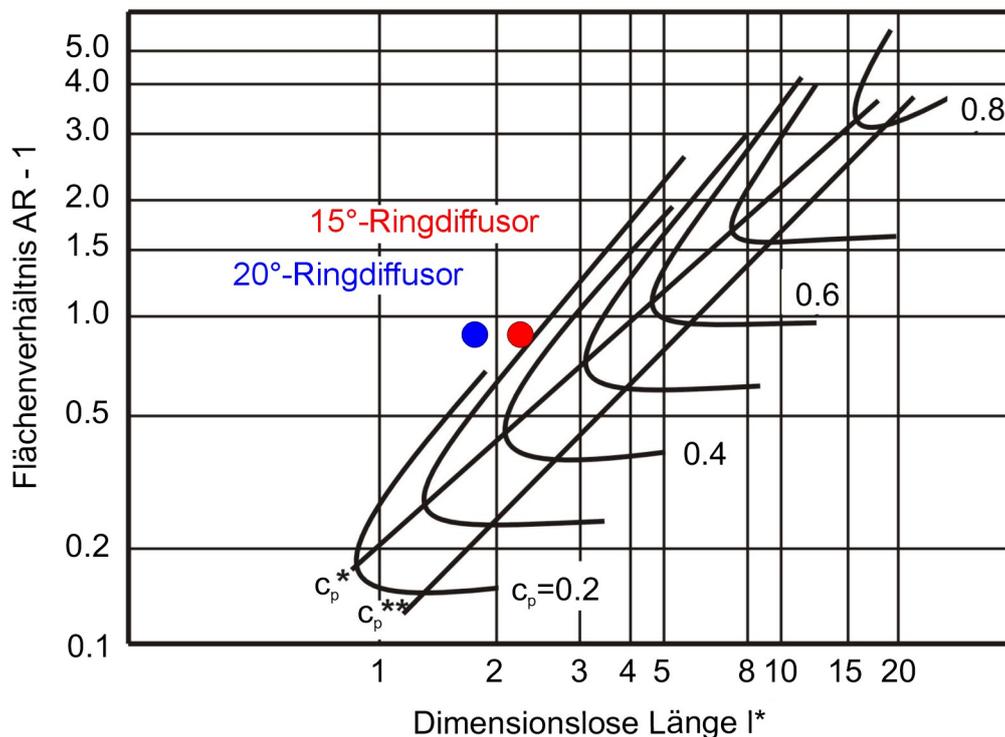


Abbildung 7.1: Einordnung der eingesetzten Ringdiffusoren in das Auslegungsdiagramm nach Sovran und Klomp (1967)

7 Ergebnisse

Das Ziel ist es, unabhängig vom eingesetzten Speichenrad und dessen charakteristischen Abströmbedingungen Einflussgrößen herauszuarbeiten, die eine stabilisierende Wirkung auf die Grenzschicht und damit auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor haben. Um die stabilisierende Wirkung herausarbeiten zu können, sind Ringdiffusoren notwendig, die bei störungsfreier Zuströmung ablösen. In Abb. 7.1 sind die beiden eingesetzten Ringdiffusoren mit halbem Öffnungswinkel θ von 15° und 20° anhand der geometrischen Abmessungen aus Tab. 3.2 im Auslegungsdiagramm von Sovran und Klomp (1967) eingebracht.

Beide Ringdiffusoren liegen in einem Bereich des Diagramms, in dem die Grenzschicht bei störungsfreier Zuströmung ablöst und damit kein oder nur ein geringer Druckrückgewinn zu erwarten ist. Durch die Variation der Abströmung aus dem rotierenden Speichenrad können somit Strömungsphänomene herausgearbeitet werden, die die Grenzschicht in den beiden Diffusoren positiv beeinflussen und stabilisieren. Diese Einflüsse werden ins Verhältnis zum erzielten Druckrückgewinn gesetzt, um deren Wirkung auf die Stabilisierung der Grenzschicht beurteilen zu können.

7.2 Darstellung der Ergebnisse

In den Ergebnissen werden u.a. Mittelwerte über den gesamten Querschnitt an einer axialen Position des Diffusors oder lokale Werte auf diesen Mittelwert normiert dargestellt. Diese Mittelwerte über den gesamten Querschnitt werden über zwei Mittelungsverfahren berechnet.

Als Beispielgröße wird die über das Ensemble-Mittelungsverfahren (vgl. Abschn. 5.1) berechnete mittlere axiale Geschwindigkeit \bar{U} herangezogen. Über eine Schaufelteilung T wird diese nach Gl. (2.17) arithmetisch über die Anzahl der Punkte eines Schaufeldurchlaufs gemittelt. Es ergibt sich die mittlere axiale Geschwindigkeit über einen Schaufeldurchlauf \bar{U}_T . Diese mittlere axiale Geschwindigkeit wird über die Kanalhöhe nach Gl. (4.9) massenstromgemittelt. Es ergibt sich die mittlere axiale Geschwindigkeit über die gesamte Kanalhöhe \bar{U}_{gem} .

Dieses Mittelungsverfahren wird in Analogie zur Bestimmung des Totaldrucks über die Kanalhöhe aus den Messungen mit den pneumatischen Sonden (vgl. Abschn. 4.3) durchgeführt. Die stationäre Messtechnik misst über einen festgelegten Zeitraum an einer radialen Position den Totaldruck. Die aufgenommenen Messwerte werden über die Anzahl der Messwerte arithmetisch gemittelt, woraus sich der Totaldruck an einer radialen Position ergibt. Diese Totaldrücke werden ebenfalls nach Gl. (4.9) über die Kanalhöhe massenstromgemittelt, um den Totaldruck über den gesamten Querschnitt an einer axialen Position zu erhalten. Somit ist eine Konsistenz der Ergebnisse bei der Auswertung beider Messtechniken gegeben.

7.3 Variation der Betriebspunkte

Alle Messungen werden an dem im Kapitel 3 vorgestellten Diffusorprüfstand durchgeführt. Die Betriebspunkte mit dem zylindrischen Speichenrad werden bei einem konstanten Massenstrom von 6 kg/s und unterschiedlichen Drehzahlen durchgeführt. Für die Versuche mit dem NACA-profilierten Rotor werden sowohl der Massenstrom als auch die Drehzahl variiert. Zur Charakterisierung der Betriebspunkte wird die Durchflusszahl nach Gl. (2.34) als dimensionsloser Parameter verwendet, die das Verhältnis der mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit am Rotoreintritt zur Umfangsgeschwindigkeit des Rotors am Eulerradius r_{Euler} beschreibt. Die Durchflusszahl charakterisiert bewusst die von außen aufgeprägten Betriebsbedingungen und sagt zunächst nichts über den Zustand der Strömung im Diffusoreintritt aus.

Besonders für den NACA-profilierten Rotor bietet die Durchflusszahl den Vorteil, dass diese durch die Variation der Drehzahl und des Massenstroms eine Aussage über die Anströmung bzw. die Fehlanströmung des NACA-Profiles gibt. Dadurch kann indirekt doch ein Zusammenhang auf den Zustand der Strömung im Eintritt des Diffusors gegeben werden. Diese Zusammenhänge werden in den folgenden Abschnitten weiter erläutert.

Insgesamt werden 32 Betriebspunkte untersucht. In Tab. 7.1 sind die jeweiligen Betriebsbedingungen aufgelistet. Der Abströmwinkel ergibt sich aus dem Winkel zwischen der, über den gesamten Eintrittsquerschnitt einer Schaufelteilung nach Abschn. 7.2 gemittelten, axialen und der Umfangsgeschwindigkeit. Die mit einem Stern gekennzeichneten Betriebspunkte in Tab. 7.1 stellen die Bedingungen ähnlich des Auslegungspunktes für das NACA-Profil dar und haben somit eine nahezu drallfreie Abströmung.

Tabelle 7.1: Betriebspunkte (* Auslegungspunkt NACA-profilierter Rotor)

Nr.	Rotor, halber Öffnungswinkel Ringdiffusor θ	red. Massenstrom in kg/s	red. Drehzahl in min^{-1}	Durchfluss- zahl ϕ	Abström- winkel α in $^\circ$
1	NACA, 15°*	5.3	2500	0.73	0.5
2	NACA, 15°	5.1	2500	0.7	3.6
3	NACA, 15°	6.3	2500	0.88	-8
4	NACA, 15°	5.3	1500	1.21	-23.1
5	NACA, 15°	5.5	3000	0.63	8
6	NACA, 15°	4.8	1500	1.1	-20.5
7	NACA, 15°	6.1	3000	0.7	1
8	10 mm, 15°	6.0	500	4.24	-1.2
9	10 mm, 15°	6.0	100	17.65	-2.2
10	10 mm, 15°	6.0	1500	1.41	0.1
11	5 mm, 15°	6.0	1500	1.41	1.7
12	5 mm, 15°	6.0	500	4.24	-1.2
13	5 mm, 15°	6.0	1000	2.12	0.2
14	5 mm, 15°	6.0	2000	1.06	3.2
15	5 mm, 15°	6.0	2250	0.94	3.1
16	NACA, 20°*	5.3	2500	0.74	0.5
17	NACA, 20°	5.3	2500	0.70	3.7
18	NACA, 20°	6.6	2500	0.87	-7.6
19	NACA, 20°	5.7	1500	1.26	-22.5
20	NACA, 20°	5.8	3000	0.65	8.0
21	NACA, 20°	5.2	1500	1.13	-19.9
22	NACA, 20°	6.7	3000	0.73	0.7
23	10 mm, 20°	6.0	100	17.65	-1.5
24	10 mm, 20°	6.0	500	4.24	-1.1
25	10 mm, 20°	6.0	1000	2.12	-0.8
26	10 mm, 20°	6.0	1500	1.41	0.5
27	10 mm, 20°	6.0	2000	1.06	0.9
28	5 mm, 20°	6.0	500	4.24	-3
29	5 mm, 20°	6.0	1000	2.12	-0.9
30	5 mm, 20°	6.0	1500	1.41	-0.2
31	5 mm, 20°	6.0	2000	1.06	2.1
32	5 mm, 20°	6.1	2250	0.94	3.1

7.4 Ergebnisse mit dem 15°-Ringdiffusor

7.4.1 Strömungsfeld im 15°-Ringdiffusor mit NACA-profiliertem Rotor

Mit dem NACA-profilierten Rotor und dem 15°-Ringdiffusor werden insgesamt sieben unterschiedliche Betriebspunkte untersucht (Nr. 1-7 in Tab. 7.1). Durch die Variation des Massenstroms und der Rotordrehzahl ergeben sich Durchflusszahlen von $\phi = 0.63$ bis $\phi = 1.21$. Damit verbunden variiert auch der Anströmwinkel des NACA-Profiles. Die Differenz zwischen der optimalen Anströmung, die dem Staffelungswinkel des Profils entspricht, und dem Anströmwinkel wird über die Inzidenz angezeigt. In Tab. 7.2 sind die Inzidenzwinkel zusammen mit der Durchflusszahl und dem Abströmwinkel der sieben Betriebspunkte dargestellt.

Tabelle 7.2: Strömungsbedingungen am NACA-profilierten Rotor am 15°-Ringdiffusor

Nr.	Inzidenz in °	Durchflusszahl ϕ	Abströmwinkel α in °
1	-0.2	0.73	0.5
2	-1.2	0.7	3.6
3	4.6	0.88	-8
4	14.3	1.21	-23.1
5	-4.1	0.63	8
6	11.5	1.1	-20.5
7	-1.3	0.7	1

Besonders für die Betriebspunkte mit einer hohen Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ und $\phi = 1.1$ kommt es zu einer starken Fehlanströmung des Profils von 14.3° und 11.5° . Dagegen ist die Fehlanströmung für den Punkt Nr. 1 mit -0.2° wie zu erwarten sehr gering, da es sich hier um den Betriebspunkt handelt, der nahezu identisch mit dem Auslegungspunkt des Profils mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.7$ ist. Um die Auswirkungen der Fehlanströmung auf den Strömungsverlauf im Ringdiffusor aufzuzeigen, sind in Abb. 7.2 die beiden Betriebspunkte mit den Extremwerten der Inzidenz von -0.2° und 14.3° dargestellt. Diese Punkte sind in Tab. 7.2 fett hinterlegt.

Dargestellt sind eine Schaufelteilung T über die gesamte Länge des Ringdiffusors l_{Diff} und die mit der Kanalhöhe am Diffusoreintritt h_{ein} normierte Kanalhöhe h . Die Durchströmung des Diffusors erfolgt von links nach rechts, was mit den drei Pfeilen angedeutet ist. Das direkt vorgeschaltete Speichenrad ist aus Gründen der Übersicht in dieser Ansicht nicht dargestellt. Die Ebene 1 zeigt die Wirbelstärke in z-Richtung

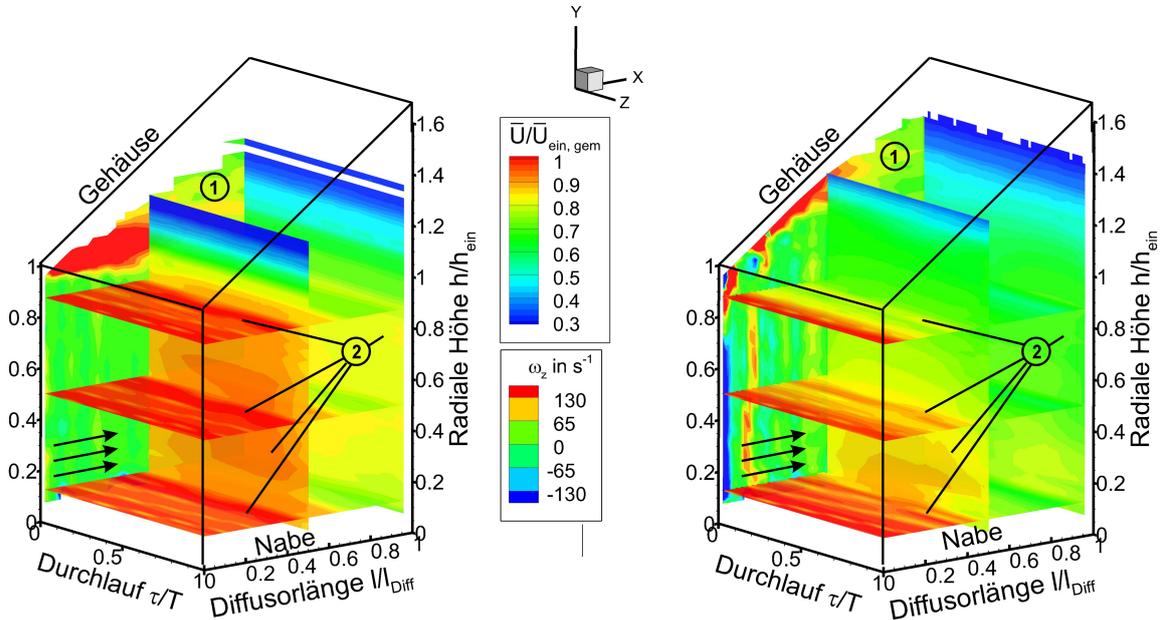


Abbildung 7.2: Wirbelstärke ω_z (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit $\bar{U}/\bar{U}_{ein,gem}$ (Ebenen 2), NACA-profilierter Rotor, gesamter 15° -Ringdiffusor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$

$$\omega_z = \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}. \quad (7.1)$$

In den Ebenen mit der Nummer 2 ist die mit der mittleren axialen Geschwindigkeit am Diffusoreintritt normierte axiale Geschwindigkeit $\bar{U}/\bar{U}_{ein,gem}$ dargestellt. Dadurch wird direkt erkannt, in welchen Bereichen eine Verzögerung oder eine Beschleunigung der Strömung gegenüber der mittleren Geschwindigkeit im Eintritt im gesamten Diffusor auftritt. Die Bereiche des Diffusorausschnittes, in denen keine Messwerte angezeigt werden, liegen unterhalb der normierten axialen Geschwindigkeit von 0.25, wie im Abschn. 4.1.3 erläutert.

Aufgrund der Verdrängung durch die ausgeprägte Grenzschicht am Gehäuse ist für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ die Strömung in axialer Richtung bis zur halben axialen Diffusorlänge $l/l_{Diff} = 0.5$ nur geringfügig verzögert. Die Grenzschicht bildet sich vom Eintritt des Diffusors nahezu horizontal aus, was durch die hohen Werte der Wirbelstärke in diesem Bereich und der sich mit diesem Bereich deckenden, verzögerten axialen Geschwindigkeit in Gehäusenähe zu erkennen ist. Dadurch kann die Hauptströmung nicht der Gehäusekontur folgen und der effektive Querschnitt, der der Strömung zur Verfügung steht, wird verringert. Da in Gehäusenähe die Grenze der normierten axialen

Geschwindigkeiten für die Einsetzbarkeit der Hitzdrahtsonde von 0.25 unterschritten ist, kann die Höhe der Verdrängungsdicke nicht berechnet werden.

Im Gegensatz dazu verzögert für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ die axiale Geschwindigkeit stärker. Bei der halben axialen Diffusorlänge $l/l_{Diff} = 0.5$ hat die normierte axiale Geschwindigkeit in der oberen Kanalhälfte bereits einen Wert von unter 0.8 erreicht, im Bereich der Nabe liegt gegenüber der oberen Kanalhälfte eine leicht höhere Geschwindigkeit vor. Die Grenzschicht am Gehäuse ist im Vergleich zum zuvor beschriebenen Betriebspunkt wesentlich dünner, wodurch der Hauptströmung effektiv ein größerer Strömungsquerschnitt zur Verfügung steht. Daraus resultiert eine stärkere Verzögerung der Strömung. Besonders im ersten Drittel der axialen Diffusorlänge sind in der Ebene 1, in der die Wirbelstärke dargestellt ist, an der Spitze der Nachlaufdellen gegenseitig rotierende Wirbel zu erkennen. Diese sind in dem Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ nicht vorhanden. Die Wirbel haben einen positiven Einfluss auf die Stabilisierung der Grenzschicht, da durch die gegenseitig rotierenden Wirbelpaare kinetische Energie aus der Hauptströmung in die Grenzschicht transportiert wird. Dieses wird in Abb. 7.3 mit der Darstellung der Helicity für die beiden Betriebspunkte mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ und $\phi = 1.21$ deutlich. Die Helicity

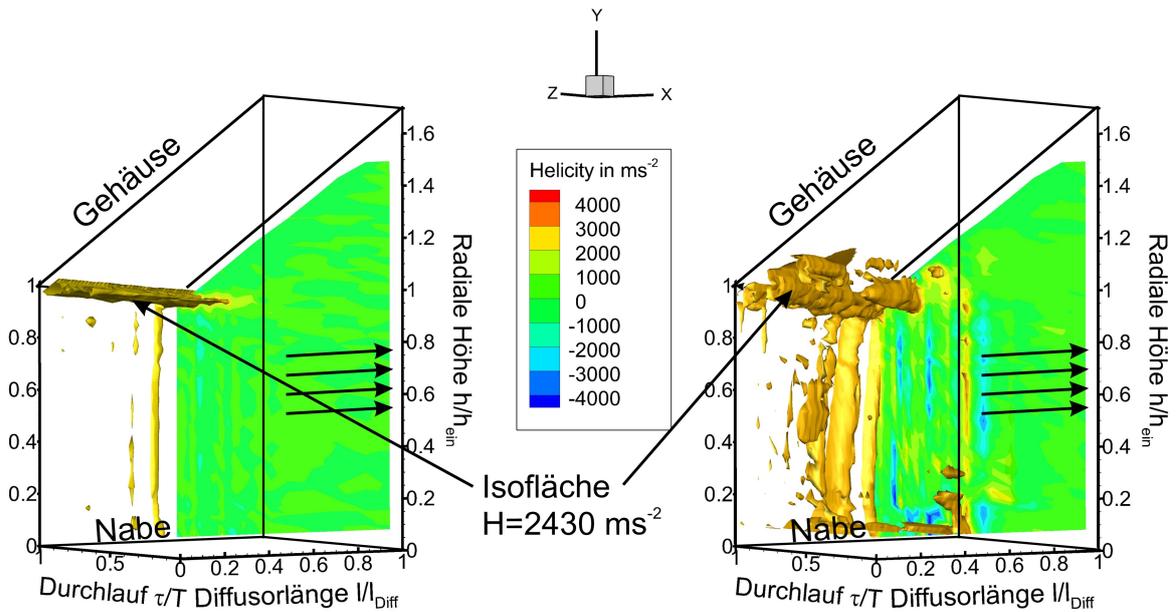


Abbildung 7.3: Helicity H , Isofläche bei einer Helicity $H = 2430 \text{ ms}^{-2}$, NACA-profilierter Rotor, gesamter 15°-Ringdiffusor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$

$$H = \overline{C} \cdot \vec{\omega} \quad (7.2)$$

7 Ergebnisse

ist über das Produkt aus Geschwindigkeit und Wirbelstärke definiert. Mit der Helicity kann der Transport der Wirbel in der Strömung dargestellt werden. In Abb. 7.3 ist die Wirbelstärke sowohl in der radial-axial ausgerichteten Ebene als auch als Isofläche mit einem konstanten Wert von $H = 2430 \text{ ms}^{-2}$ dargestellt. Für die geringe Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ ist kein Wirbeltransport in die Grenzschicht zu erkennen. Für die höhere Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ zeigt sich, dass die Wirbelstrukturen in der Grenzschicht transportiert werden und somit kinetische Energie aus der Hauptströmung in die Grenzschicht eingebracht wird. Dadurch kann die Strömung in der Grenzschicht dem aufgeprägten statischen Druckgradienten in Strömungsrichtung widerstehen und zeigt keine starke Aufdickung bzw. Ablöseneigung.

Eine ähnliche Wirbelstruktur wird durch Viets et al. (1981) künstlich mit einem kleinen Rotor in der Wand des Einlaufkanals einer Diffusorkontur erzeugt, dessen Rotation entgegen der Strömungsrichtung wirkt und dessen Achse parallel zur Diffusoreintrittskante liegt. Mithilfe dieser Wirbelstruktur mit der Achse parallel zur Diffusoreintrittskante wird auch dort ein Impulstransport aus der Hauptströmung in die gehäusenahen Grenzschicht ermöglicht, sodass die Strömung der Gehäusekontur folgen kann und nicht, wie im Betrieb ohne Rotor, ablöst.

Hourmouziadis (1989) stellt einen Zusammenhang zwischen der Grenzschichtdicke und der möglichen Verzögerung der Hauptströmung dar, der in Abschn. 2.3 in Form eines Diagramms (Abb. 2.8) vorgestellt wird. Demnach ist eine stärkere Verzögerung der Hauptströmung möglich, je geringer die Grenzschichtdicke ist. Durch die Wirbel wird für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ die Dicke der Grenzschicht soweit verringert, dass diese starke Verzögerung der Strömung möglich ist. Für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ ist diese Verzögerung aufgrund der höheren Grenzschichtdicke nicht möglich, sodass die Grenze zur Ablösung der Grenzschicht nach Abb. 2.8 überschritten wird.

Um die Strömung in der Eintrittsebene besonders in Bezug auf die gehäusenahen Wirbel genauer zu untersuchen, sind in Abb. 7.4 beide Betriebspunkte mit der normierten turbulenten kinetischen Energie ($\bar{k}/\bar{U}_{ein,ges}^2$) und der normierten axialen Geschwindigkeit ($\bar{U}/\bar{U}_{ein,ges}$) über eine Schaufelteilung T dargestellt. Zusätzlich sind die Vektorpfeile der Strömung senkrecht zur axialen Richtung im Diffusoreintritt in die Abbildung eingebracht. Der Versatz der Nachlaufdellen über den Schaufeldurchlauf ist dem unterschiedlichen Drall der Betriebspunkte geschuldet.

Die Nachlaufdelle, deren Bewegungsrichtung vom rechten zum linken Rand einer Darstellung verläuft, ist in allen Abbildungen deutlich zu erkennen. An der gehäuseseitigen Spitze der Nachlaufdelle für den Betriebspunkt mit $\phi = 1.21$ ist die angesprochene Wirbelstruktur mit einem Bereich erhöhter Turbulenz, verzögerter axialer Geschwindigkeit in Rotationsrichtung, d.h. vor der Nachlaufdelle, und anhand der Vektorpfeile deutlich zu erkennen. Abgesehen vom Bereich des Wirbels besteht in Gehäusenähe über die gesamte Schaufelteilung T eine inhomogene Verteilung der axialen Geschwindigkeit, die auf der rechten Seite der Nachlaufdelle stärker ausgeprägt ist als auf der linken. Dieses unterstreicht den instationären Charakter der Strömung, der die Grenzschicht am Gehäuse ausgesetzt ist. Bereits

7.4 Ergebnisse mit dem 15°-Ringdiffusor

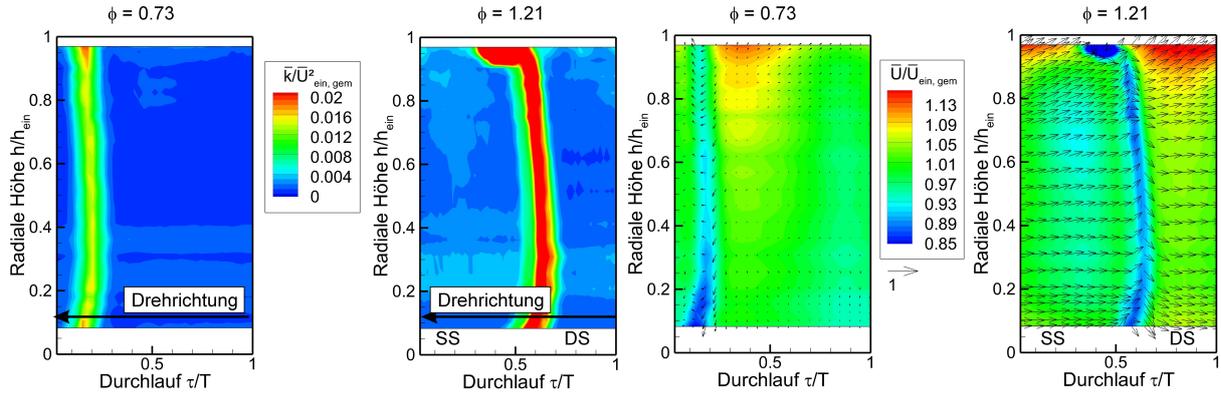


Abbildung 7.4: Normierte turbulente kinetische Energie und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit, Eintrittsebene $l/l_{Diff} = 0$, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, jeweils links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$

Goeing (1985) beschreibt eine durch den Einfluss der Schaufelabströmung hinter einem Axialverdichter über den Umfang asymmetrische Grenzschicht im Diffusor. Diese wird hier bestätigt. Deren Einfluss auf die Strömung im Diffusor und damit dessen Funktionsweise darf z. B. bei der Berechnung von Diffusoren nicht vernachlässigt werden. Der starke Gegendrall ist über die gesamte Schaufelteilung ausgeprägt, wie aus den Vektorpfeilen zu entnehmen ist. Ab einer normierten radialen Höhe von 0.5 nimmt die radiale Komponente zum Gehäuse hin zu, wie ebenfalls den Vektorpfeilen zu entnehmen ist. Die Strömung hat hier durch die anliegende Grenzschicht am Gehäuse und die Aufweitung des Strömungskanals am Gehäuse Raum zum Ausweichen. In der unteren Kanalhälfte tritt dieser radiale Transport nicht auf, was in Abb. 7.2 die vergleichsweise hohe axiale Geschwindigkeit bei halber Diffusorlänge in diesem Bereich erklärt. Im Bereich der Nachlaufdüse bewegt sich das Fluid auf der Saugseite, die sich in dem hier vorliegenden Fall des generatorisch betriebenen NACA-profilierten Rotors auf der in Abb. 7.4 linken Seite der Nachlaufdüse befindet, in Richtung Gehäuse. Auf der Druckseite der Nachlaufdüse ist die Strömung in Richtung Nabe gerichtet. Diese Bewegung ist ähnlich der des oberen Kanalwirbels, der in Abschn. 2.4 beschrieben ist. Allerdings besteht hier die Bewegung über die gesamte Kanalhöhe, sodass die Entstehung wohl eher dem kurzzeitigen Zentrifugalkrafteinfluss des vorbeilaufenden Rotors zuzuordnen ist.

Aufgrund der geringen Fehlanströmung des NACA-Profiles im Betriebspunkt mit $\phi = 0.73$ ist eine insgesamt geringere turbulente kinetische Energie in der Nachlaufdüse und keine Wirbelstruktur an deren Spitze vorhanden. Auch hier zeigt sich eine hohe axiale Geschwindigkeit in Gehäusenähe, jedoch nicht so ausgeprägt und nicht über die gesamte Schaufelteilung. Aufgrund der drallfreien Abströmung ist im Kanal zwischen den Nachläufen kein Drall vorhanden.

Die Entstehung der Wirbel resultiert aus dem hohen Inzidenzwinkel in der Anströmung des NACA-Profiles für den Betriebspunkt mit der hohen Durchflusszahl von $\phi = 1.21$. Im

7 Ergebnisse

Anhang A.5 sind jeweils für die beiden Betriebspunkte mit $\phi = 0.73$ (Abb. A.9) und $\phi = 1.21$ (Abb. A.10) Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel bei den jeweiligen Reynolds- und Mach-Zahlen für die beiden Betriebspunkte tabelliert. Die Berechnungen dafür werden mit dem Programm XFOIL durchgeführt.

$$CL = \frac{F_l}{qA} \quad (7.3)$$

stellt dabei den Auftriebskoeffizienten dar mit der Auftriebskraft F_l , dem Staudruck q und die Profilfläche A . Der Auftriebskoeffizient CL für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ ist für einen Anströmwinkel von 0.2° mit einem Wert von 0.025 kaum vorhanden. Dies ergibt sich aus dem symmetrischen Profil mit einer nahezu inzidenzfreien Anströmung. Dies bedingt, dass auf beiden Profelseiten nahezu der gleiche Druck und die gleiche Geschwindigkeit vorherrscht. Weder am Profil, noch an der Austrittskante kommt es durch Ablösungen oder Mischungseffekten zur erhöhten Turbulenz- oder Wirbelproduktion. Nach Abb. A.10 im Anhang A.5 kommt es für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl $\phi = 1.21$ ab einem Anströmwinkel von 11.7° am NACA-Profil zu Strömungsablösungen am Profil. Dieses ist mit dem Absinken des Auftriebskoeffizienten ab diesem Anströmwinkel verbunden. Für eine Inzidenz von 14.3° im Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ liegt daher am NACA-Rotor eine Ablösung vor. Des weiteren kommt es aufgrund des vorhandenen Auftriebskoeffizienten zu einer Druckdifferenz zwischen den beiden Profelseiten. Dadurch prägt sich ein Spaltwirbel nach Abschn. 2.4 zwischen NACA-Profil und Gehäuse aus. Die Wirbel entstehen demnach aus einer Kombination aus einer Ablösung am NACA-Profil und einem Spaltwirbel.

7.4.2 Rotierende Wirbel am Gehäuse des 15° -Ringdiffusors mit NACA-profiliertem Rotor

Im vorherigen Abschnitt werden Wirbel an der Spitze der Nachlaufdüsen für die drei Betriebspunkte mit den höchsten Durchflusszahlen nachgewiesen. Anhand der Ergebnisse aus dem Ensemble-Mittelungsverfahren lassen sich noch keine Aussagen darüber treffen, in welcher Anzahl die Wirbel über dem Umfang auftreten und ob ständig oder nur intermittierend. Um aus Messdaten, die über einen Zeitraum kontinuierlich aufgenommen werden, periodische Phänomene auflösen zu können, werden diese Messdaten in den Frequenzbereich übertragen. Dies wird durch den Einsatz einer Fourier-Transformation

$$Y(t) = \sum_{N=1}^{\infty} (a_k \cos(k\omega t) + b_k \sin k\omega t) \quad (7.4)$$

gewährleistet. Durch die Transformation wird das über die Zeit aufgenommene Signal in eine Reihe von harmonischen Sinus- und Kosinusschwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen $k\omega$ übertragen. Die Fourierkoeffizienten werden durch

$$a_k = \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \cos(k\omega t) dt \quad (7.5)$$

und

$$b_k = \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \sin(k\omega t) dt \quad (7.6)$$

bestimmt.

Die Frequenzanalyse wird auf die mit der Hitzdrahtsonde kontinuierlich aufgenommene axiale Geschwindigkeit im Eintritt des Ringdiffusors angewandt. In Abb. 7.5 ist das Ergebnis der Frequenzanalyse aus der instationären axialen Geschwindigkeitskomponente U im Eintritt des Ringdiffusors für die beiden betrachteten Betriebspunkte dargestellt.

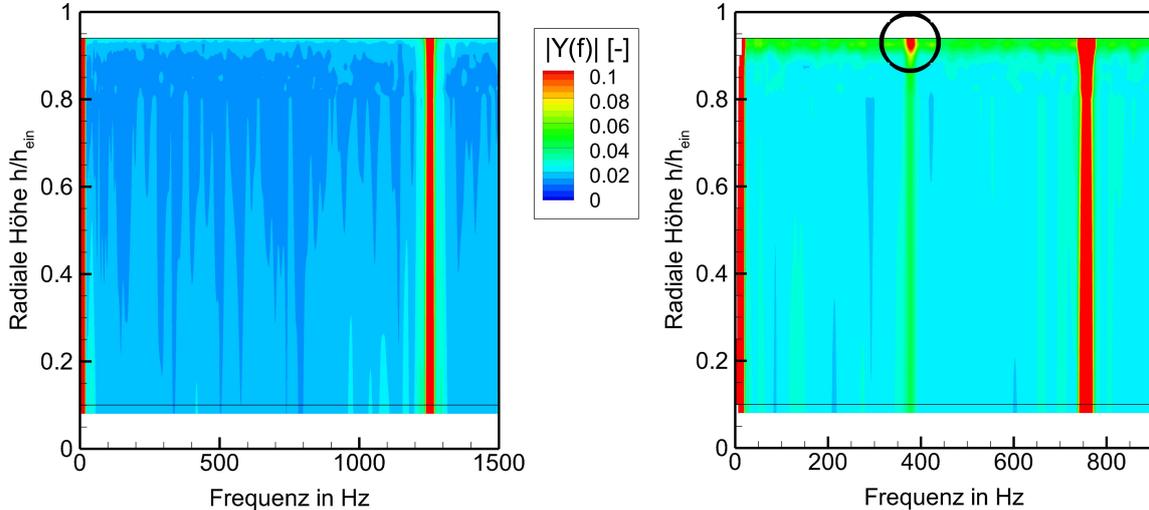


Abbildung 7.5: Frequenzanalyse der Geschwindigkeit in axialer Richtung für Eintrittsebene $l/l_{Diff} = 0$, 15°-Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$

Die Blattwechselfrequenz

7 Ergebnisse

$$BWF = \frac{n \cdot A}{60}, \quad (7.7)$$

die sich aus der Anzahl der Schaufeln A und der Rotordrehzahl n zusammensetzt, heben sich deutlich hervor. Die Blattwechselfrequenz beschreibt, wie oft in einer Sekunde der Schaufelnachlauf die Strömung an einer festen Position stromabwärts des Rotors beeinflusst. Für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$ und einer reduzierten Drehzahl von 2500 min^{-1} links in Abb. 7.5 liegt die Blattwechselfrequenz bei 1250 Hz . Weitere markante Frequenzen sind nicht ausgeprägt.

Für den zweiten Betriebspunkt rechts im Bild mit $\phi = 1.21$ und einer reduzierten Drehzahl von 1500 min^{-1} ergibt sich die Blattwechselfrequenz bei 750 Hz . Zusätzlich hebt sich noch eine weitere markante Frequenz bei ca. 380 Hz hervor, die sich über die gesamte Kanalhöhe des Ringdiffusoreintritts erstreckt, in Gehäusenähe allerdings besonders ausgeprägt ist. Diese markante Frequenz entsteht durch das Auftreten der Wirbel an der Spitze der Nachlaufdelle. Dieses deutet darauf hin, dass die Anzahl der Wirbel, die sich an der Spitze der Nachlaufdellen ausprägen, über den Umfang geringer ist als die Anzahl der 30 Schaufeln und deren Nachläufe.

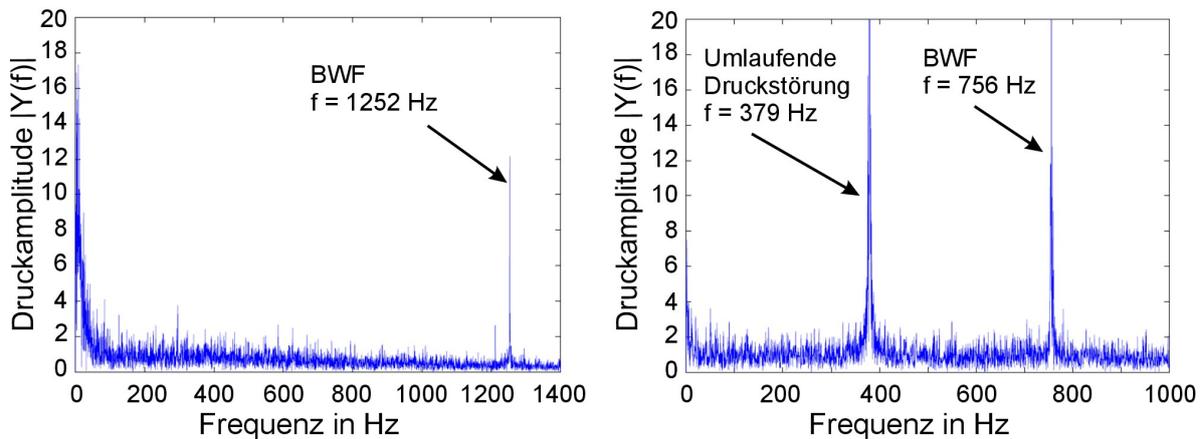


Abbildung 7.6: Frequenzanalyse der Signale eines instationären Druckaufnehmers im Diffusoreintritt, $l/l_{Diff} = 0.05$, 15° -Ringdiffusor, NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.73$, rechts $\phi = 1.21$

Über die im Gehäuse eingebrachten instationären Druckaufnehmer wird der statische Druck im Gehäuse mit einer Frequenz von 50 kHz aufgezeichnet. Die Signale der instationären Druckaufnehmer werden in einer Ebene bei einer axialen Länge des Ringdiffusors von $l/l_{Diff} = 0.05$ aufgezeichnet. Diese Messwerte werden ebenfalls einer Frequenzanalyse unterzogen. In Abb. 7.6 ist das Ergebnis der Frequenzanalyse eines der drei Druckaufnehmer für die Betriebspunkte mit $\phi = 0.73$ und $\phi = 1.21$ dargestellt.

Im Spektrum für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl $\phi = 0.73$ links in Abb. 7.6 ist deutlich die Blattwechselfrequenz mit einem hohen Ausschlag bei 1252 Hz zu erkennen. Weitere markante Frequenzen sind nicht vorhanden. Die Frequenzanalyse des Betriebspunktes mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ zeigt ebenfalls einen deutlichen Ausschlag bei der Blattwechselfrequenz von 756 Hz. Zusätzlich ist noch bei 379 Hz eine weitere markante Frequenz im Spektrum vorhanden, die nicht durch eine Drehzahlharmonische zu erklären ist. Badreddine (2011) gibt bei der Beschreibung und der Zusammenfassung von Arbeiten zur rotierenden Ablösung und zur rotierenden Instabilität an, dass insbesondere letztere auch bei Überlastpunkten in Verdichtern auftreten können. Die rotierende Instabilität entsteht durch eine Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite eines Profils und dem sich dadurch ausbildenden Spaltwirbel. Es kommt zu einer kurzzeitigen Versperrung des Schaufelkanals und die Strömung muss auf einen benachbarten Kanal ausweichen (vgl. Abb. 7.7). Die Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit der rotierenden Instabilität ist der rotierenden Ablösung ähnlich, und liegt in Umfangsrichtung des Rotors bei 30% bis 50% dessen Umfangsgeschwindigkeit.

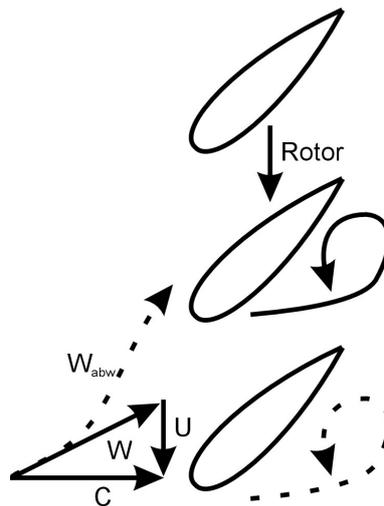


Abbildung 7.7: Darstellung der Ablösungen und Fortpflanzung der Ablösezelle am NACA-Profil bei Überlast, angepasst aus Badreddine (2011)

Da sich für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$ ein Wirbel an der Spitze der Nachlaufkante ausbildet und die zusätzliche markante Frequenz unterhalb der Blattwechselfrequenz liegt, (siehe Abb. 7.6) wird diese Frequenz einer rotierenden Instabilität zugeordnet.

Zur Bestimmung der Anzahl der am Umfang des Gehäuses umlaufenden Wirbel werden die Signale aus den drei über den Umfang verteilten Druckaufnehmern einer Auto- und Kreuzkorrelation (vgl. Gl. (4.6) und Gl. (4.7)) unterzogen. Aus diesen Korrelationen kann die Bewegung der Wirbel über den Umfang des Ringdiffusors nachvollzogen werden und deren Anzahl über den Umfang bestimmt werden. Dieses Verfahren wurde bereits erfolgreich

7 Ergebnisse

von Schmidt (1998) und Binner (2011) angewandt und wird von Rohloff (2009) auf den hier vorliegenden Fall angepasst. Das Ergebnis der Auswertung ist in Abb. 7.8 dargestellt.

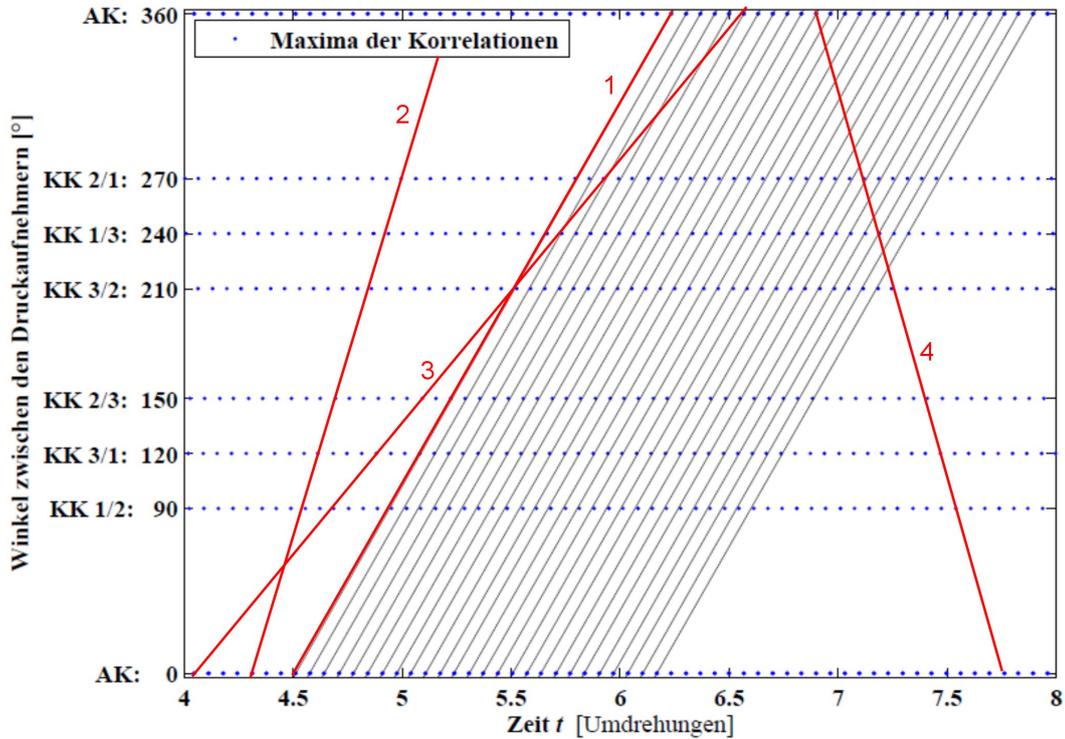


Abbildung 7.8: Auswertung der Anzahl von rotierenden Ablösungen am Diffusoreintritt

Auf der Abszisse ist die Zeit aufgetragen, die der Rotor für die erfassten Rotorumdrehungen (in diesem Fall die vierte bis achte Umdrehung des Rotors ab Beginn der Messwertaufnahme) benötigt. Auf der Ordinate sind die Lauffängen in Grad zwischen den einzelnen instationären Druckaufnehmern und die entsprechenden Korrelationen aufgetragen (vgl. Abb. 4.11), wobei KK die Kreuzkorrelationen und AK die Autokorrelationen beschreiben. KK 1/2 steht für die Kreuzkorrelation zwischen den Signalen des Druckaufnehmers 1 und 2, die in einem Winkel von 90° zueinander stehen. Die Punkte parallel zur Abszisse stellen die Zeit zwischen den Maxima der entsprechenden Korrelation dar. Die Distanz zwischen den einzelnen Maxima beschreibt den zeitlichen Abstand zwischen zwei benachbarten umlaufenden Wirbeln, die einen Druckaufnehmer passieren. Durch das Verbinden der Punkte kann der Weg eines Wirbels über den Umfang von 0 bis 360° nachvollzogen werden, sodass der Endpunkt der ersten Linie bei 360° den Zeitpunkt bestimmt, an dem der Wirbel den Ausgangspunkt bei 0° wieder erreicht. Die Anzahl von parallelen Linien, die bis zu diesem Zeitpunkt durch die benachbarten Punkte eingezeichnet werden, gibt die Anzahl von Wirbeln wieder, die gleichzeitig über dem gesamten Gehäuseumfang rotieren.

Die Punkte in Abb. 7.8 können auf unterschiedliche Weise verbunden werden. Möglich-

keit 4 bedeutet, dass sich die Wirbel gegen die Drehrichtung des Rotors bewegen. Dies setzt voraus, dass sich die Wirbel entgegen die Rotordrehrichtung am Gehäuse fortbewegen. Dazu müssen sich die Wirbel an den Schaufeln schneller als die Rotationsgeschwindigkeit des Rotors entgegen der Rotationsrichtung bewegen. Diese Möglichkeit scheidet daher als Variante aus. Bei der Möglichkeit 3 bewegen sich die Wirbel in Rotationsrichtung des Rotors und benötigen mehr als eine Rotorumdrehung für einen Umlauf. Durch das Verbinden der parallelen Linien ergibt sich aber eine Anzahl an Wirbeln, die die Anzahl von 30 Rotor-schaufeln übersteigt und ist daher unplausibel. Nach Badreddine (2011) bewegen sich die Versperrungen der Schaufelkanäle und damit die Wirbel entgegen der Bewegungsrichtung des Rotors. In der Variante 2 benötigt ein Wirbel weniger als eine Rotorumdrehung, um sich einmal über den Umfang zu bewegen. Dies setzt eine Bewegung innerhalb des Rotors in dessen Bewegungsrichtung voraus, weshalb diese Variante ausscheidet. Durch das Verbinden der Punkte gemäß Möglichkeit 1 benötigt ein Wirbel 1.7 Rotorumdrehungen, um sich einmal über den Umfang des Gehäuses zu bewegen. Es verlaufen insgesamt 26 Wirbel über den Umfang, was sich aus den 26 parallelen Linien ergibt. Dies ist nach dem Vergleich der möglichen Varianten die einzige plausible Möglichkeit.

Eine Überprüfung der Wirbelanzahl kann über einen Vergleich der Frequenz, die an einem Druckaufnehmer durch die umlaufenden Druckimpulse im Frequenzspektrum erzeugt wird, und der Frequenz f_W , die sich aus der Anzahl der Wirbel N und deren Zeit für einen Gehäuseumlauf in Rotorumdrehungen ergibt, durchgeführt werden

$$f_W = N \cdot f_{RU} \cdot f_{DF}. \quad (7.8)$$

Die Frequenz der Wirbel für eine Rotorumdrehung f_{RU} bzw. der Kehrwert der Zeit, in der ein Wirbel einen Gehäuseumlauf vollendet hat, beträgt in diesem Fall $1/1.72$ Rotorumdrehungen⁻¹. Mit einer Anzahl N von 26 Wirbeln und einer Drehfrequenz des Rotors f_{DF} von 25 Hz ergibt sich eine Wirbelfrequenz f_W von 378 Hz. Die Frequenz der Wirbel, die sich im Frequenzband der instationären Druckaufnehmer am Gehäuse als umlaufende Druckstörung in Abb. 7.6 zeigt, beträgt 379 Hz. Es ergibt sich damit eine gute Übereinstimmung mit dem berechneten Wert für f_W im Rahmen der Auswertegenauigkeit.

Bei zwei weiteren Betriebspunkten mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.1$ und $\phi = 0.88$ und einer hohen Inzidenz von 11.5 und 4.6 (vgl. Tab. 7.2), die mit dem NACA-profilierten Rotor am 15°-Ringdiffusor durchgeführt werden, bilden sich ebenfalls Wirbel an der Spitze der Nachlaufdelle aus. In den Frequenzspektren aus den Messungen der instationären Druckaufnehmer ergeben sich neben den Blattwechselfrequenzen wie im gerade untersuchten Betriebspunkt auch bei diesen beiden Betriebspunkten zusätzliche markante Frequenzen, die einer umlaufenden Druckstörung zugeordnet werden können. Für $\phi = 1.1$ beträgt diese Frequenz 335 Hz und für $\phi = 0.88$ 379 Hz. Eine Auswertung nach den oben gezeigten Verfahren über Auto- und Kreuzkorrelationen der Drucksignale ergibt sich auch für diese beiden Betriebspunkte eine Wirbelanzahl über den Gehäuseumfang von 26.

7.4.3 Druckrückgewinn im 15°-Ringdiffusor mit NACA-profilierem Rotor

Die unterschiedlichen Abströmbedingungen aus dem NACA-profilierten Rotor haben einen Einfluss auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor. Von den sieben Betriebspunkten, die im Ringdiffusor mit dem NACA-profilierten Rotor untersucht werden (vgl. Tab. 7.2), weisen die drei Betriebspunkte mit der höchsten Durchflusszahl ϕ (0.88, 1.1 und 1.21) die Wirbelstrukturen an der Spitze der Nachlaufdüse auf. Der Druckrückgewinn im Ringdiffusor ist für diese drei Betriebspunkte mit Werten zwischen $c_p = 0.4$ und $c_p = 0.5$ deutlich höher als für die anderen vier Betriebspunkte. Diese haben keinen ausgebildeten Wirbel an der Spitze der Nachlaufdüse und erreichen Druckrückgewinnkoeffizienten kleiner als 0.3. In Abschn. 2.5.5 werden viele Untersuchungen vorgestellt, in denen der Turbulenzgrad bzw. die turbulente kinetische Energie im gesamten Querschnitt der Diffusoranströmung variiert wird, um Rückschlüsse auf den Druckrückgewinn im Diffusor ziehen zu können. Um zu untersuchen, ob die Unterschiede im Druckrückgewinn zwischen den oben genannten sieben Betriebspunkten auf die turbulente kinetische Energie im gesamten Eintritt zurückzuführen sind, ist in Abb. 7.9 der Druckrückgewinnkoeffizient c_p gegen die normierte turbulente kinetische Energie über die gesamte Eintrittsfläche des Ringdiffusors dargestellt. Die Betriebspunkte, die einen Wirbel an der Spitze der Nachlaufdüse aufweisen, sind mit einem Stern gekennzeichnet. Zum Vergleich ist der ideale Druckrückgewinnkoeffizient für den 15°-Ringdiffusor bei $c_{p,ideal} = 0.69$ in das Diagramm eingebracht.

Die Fehlerbalken für die normierte turbulente kinetische Energie ergeben sich aus Wiederholungsmessungen, für den Druckrückgewinnkoeffizienten aus der Fehlerabschätzung im Kap. 6. Es ist eine Tendenz zu erkennen, dass sich eine hohe turbulente kinetische Energie am Eintritt des Ringdiffusors positiv auf den Druckrückgewinn im Diffusor auswirkt. Eine hohe turbulente kinetische Energie im gesamten Eintritt des Ringdiffusors ist aber keine notwendige Bedingung für einen hohen Druckrückgewinn. Trotz vergleichsweise geringer Turbulenz im gesamten Diffusoreintritt von $\bar{k}_{ein,gem}/\bar{U}_{ein,gem}^2 = 0.0023$ wird in dem Betriebspunkt mit $\phi = 0.88$ mit einem Wirbel in Gehäusenähe ein hoher Druckrückgewinnkoeffizient von 0.41 erzielt. Diese Wirbelstruktur ermöglicht einen Impulstransport aus der Haupt- in die Grenzschichtströmung und stabilisiert diese gegen den aufgeprägten Druckgradienten. Da die Strömungszustände in Gehäusenähe, in der die Wirbelstrukturen auftreten, zu einem hohen Druckrückgewinn beitragen, wird der Einfluss der Strömung in diesem Bereich später in dieser Arbeit in den Kap. 7.6 bis 7.9 weiter detailliert untersucht.

Mit hohen Durchflusszahlen geht auch ein erhöhter Gegendrall in der Strömung einher. Becker und Stoffel (2005) und Kruse et al. (1983) (vgl. Kap. 2.5.4) beschreiben ähnliche Betriebspunkte und erklären den positiven Effekt auf den Druckrückgewinn mit dem erhöhten Drall. Für die Betriebspunkte mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.88$ liegt nach Tab. 7.2 ein Drall in der Zuströmung zum Ringdiffusor von $\alpha = -8^\circ$ vor. Für $\phi = 0.63$ beträgt der Winkel $\alpha = +8^\circ$. Nach Abb. 7.9 wird bei einem Drall von $\alpha = -8^\circ$ ein wesentlich höherer c_p -Wert von 0.41 gegenüber 0.28 für einen Drall von $\alpha = +8^\circ$ erzielt. Ausschlaggebend für den Druckrückgewinn ist hier demnach nicht der in die Zuströmung eingebrachte Drall, sondern die Wirbelstruktur am Gehäuse des Diffusoreintritts.

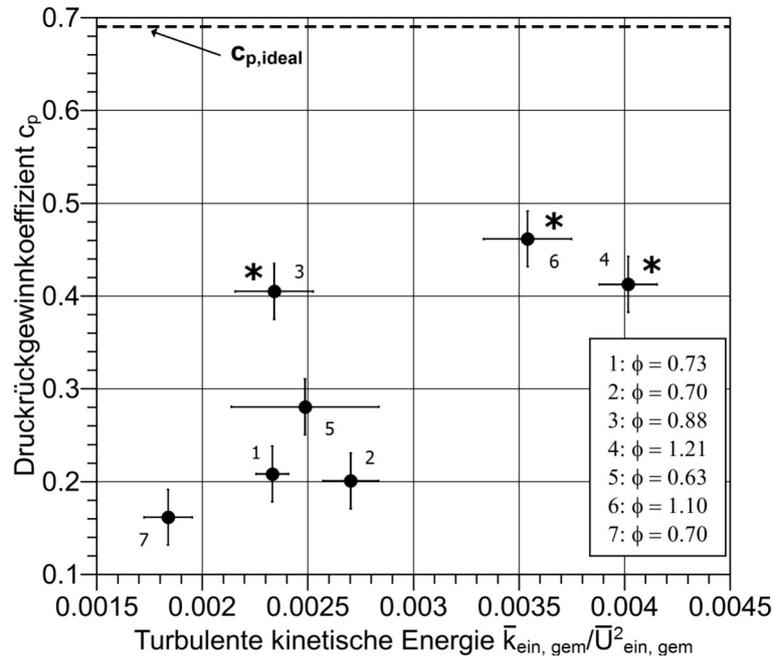


Abbildung 7.9: Druckrückgewinnkoeffizient c_p über normierter turbulenter kinetischer Energie im Eintritt des 15°-Ringdiffusors, NACA-profilierter Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (* zeigen Betriebspunkte mit Wirbel am Gehäuse)

7.4.4 Zylindrisches Speichenrad am 15°-Ringdiffusor

Die Abströmung des Speichenrades mit zylindrischen Speichen ist geeignet, eine höhere Turbulenz im Eintritt des Ringdiffusors zu erzeugen als der NACA-profilierter Rotor. Mit den rotierenden Speichenrädern wird der Einfluss von hohen Turbulenzwerten auf die Grenzschicht und auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor untersucht. Am 15°-Ringdiffusor werden drei Betriebspunkte mit dem 10 mm-Speichenrad und fünf mit dem 5 mm Speichenrad untersucht. In Tab. 7.3 sind die wichtigsten Eigenschaften dieser acht Betriebspunkte zusammengefasst.

Für die Bestimmung der Reynolds-Zahl wird der Durchmesser der Speiche als charakteristische Länge und die relative Zuströmgeschwindigkeit zur Speiche berücksichtigt. Da in den Betriebspunkten mit dem 10 mm-Speichenrad örtliche Turbulenzgrade von mehr als 35% erreicht werden, können die Werte für die normierte turbulente kinetische Energie nach Kap. 6 nicht bestimmt werden und sind daher in Tab. 7.3 nicht angegeben. Für die Betriebspunkte mit dem 5 mm-Speichenrad treten über den gesamten Eintrittsquerschnitt des Ringdiffusors geringere Turbulenzgrade auf, sodass die ermittelten Werte innerhalb der angegebenen Messgenauigkeit nach Kap. 6 liegen. Das 5 mm-Speichenrad enthält 60 Speichen, während das 10 mm-Speichenrad über 30 Speichen verfügt.

Alle acht Betriebspunkte erreichen einen nahezu identischen Druckrückgewinnkoeffizi-

Tabelle 7.3: Strömungsbedingungen am zylindrischen Speichenrad, 15°-Ringdiffusor

Nr.	Speichen- durchmesser in mm	Reynoldszahl Re	Durchfluss- zahl ϕ	Druckrück- gewinn- koeffizient c_p	norm. turb. kin. Energie $\bar{k}_{ein,ges}/\bar{U}_{ein,ges}^2$
8	10	28600	17.6	0.65	-
9	10	29300	4.24	0.65	-
10	10	35000	1.41	0.65	-
11	5	17500	1.41	0.64	0.09
12	5	14700	4.24	0.62	0.06
13	5	15800	2.12	0.63	0.07
14	5	19600	1.06	0.64	0.11
15	5	20800	0.94	0.64	0.11

enten von mehr als 0.6 (siehe Tab. 7.3). Somit ist die im Speichenrad erzeugte turbulente kinetische Energie für alle Drehzahlen ausreichend, um die Grenzschicht im Diffusor zu stabilisieren. Auf eine detaillierte Darstellung des Strömungsverlaufes innerhalb des Diffusors wird daher an dieser Stelle verzichtet, da sich keine Unterschiede zwischen den einzelnen Betriebspunkten ergeben. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der erzeugten Nachlaufdellen auf die Strömung im Eintritt des Ringdiffusors verdeutlicht. Dazu ist in Abb. 7.10 die normierte axiale Geschwindigkeit im Eintritt des 15°-Ringdiffusors für je einen Betriebspunkt mit dem 10 mm-Speichenrad und dem 5 mm-Speichenrad mit der jeweils höchsten Durchflusszahl dargestellt. Diese beiden Betriebspunkte sind in Tab. 7.3 fett dargestellt. Aufgrund des hohen Turbulenzgrades in der Strömung ist die axiale Geschwindigkeit hinter dem 10 mm-Speichenrad nicht korrekt. Die Darstellung dient ausschließlich dem Vergleich der Nachlaufbreite zwischen dem 5 mm- und dem 10 mm-Speichenrad.

Die Strömung im Eintritt des Ringdiffusors ist sowohl für das 10 mm-Speichenrad als auch für das 5 mm-Speichenrad stark von der erzeugten Nachlaufdelle geprägt. Im Vergleich zu den Betriebspunkten mit dem NACA-profilierten Rotor in Abb. 7.4 sind die Nachlaufdellen wesentlich breiter und nehmen einen Großteil der Schaufelteilung T ein. Für die Auswertung der Betriebspunkte mit dem 5 mm-Speichenrad wird die Breite der Teilung T im Vergleich zu den anderen Speichenrädern in der gesamten Arbeit konstant gehalten, sodass aufgrund der doppelten Anzahl an Speichen zwei Nachläufe zu erkennen sind. Das Geschwindigkeitsdefizit hinter der 10 mm-Speiche ist breiter und ausgeprägter als für die 5 mm Speiche.

Die Reynoldszahlen für die Anströmung der Speichen erstrecken sich über alle acht Betriebspunkte nach Tab. 7.3 von 14700 bis 35000. Nach Merker und Baumgarten (2000) kommt es bei diesen Reynolds-Zahlen für querangeströmte Zylinder zu einer laminaren

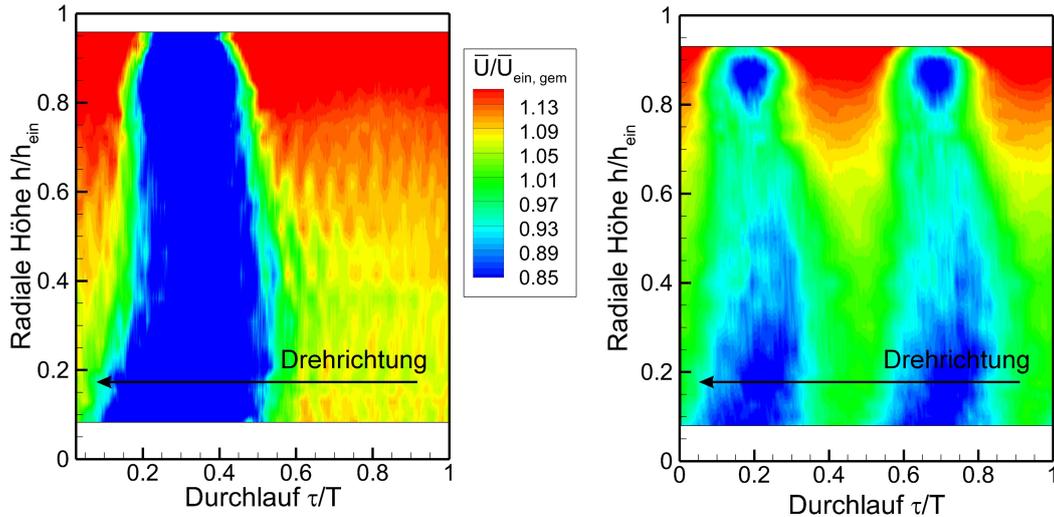


Abbildung 7.10: Normierte mittlere axiale Geschwindigkeit, Eintrittsebene 15°-Ringdiffusor ($l/l_{Diff} = 0$), 10 mm-Speichenrad links, $\phi = 17.6$, 5 mm-Speichenrad rechts, $\phi = 4.24$

Ablösung an der Zylinderoberfläche. Dabei bilden sich in der Abströmung Wirbelstrukturen. Über die Strouhal-Zahl

$$Str = \frac{f_{Str} \cdot d}{v} \quad (7.9)$$

kann die Frequenz, mit der die Wirbel von der Speiche ablösen, bestimmt werden. Die Strouhal-Zahl gibt das Verhältnis aus dem Produkt der Ablösefrequenz f_{Str} und des Speichendurchmessers d zur Anströmgeschwindigkeit an. Für querangeströmte Zylinder bis zu einer Reynoldszahl von ca. $3 \cdot 10^5$ beträgt die Strouhal-Zahl nach Bohl (1991) 0.2.

Unter Berücksichtigung der Strouhalzahl, der relativen Zuströmgeschwindigkeit der Speiche und dem jeweiligen Speichendurchmesser wird die Ablösefrequenz von den Speichen berechnet. Für das 10 mm-Speichenrad ergibt sich drehzahlabhängig eine Ablösefrequenz von 850 Hz bis 1200 Hz. Aufgrund der dünneren Speichen liegt die Ablösefrequenz für das 5 mm-Speichenrad höher als für das 10 mm-Speichenrad zwischen 1750 Hz und 2500 Hz.

Da die Reynolds-Zahlen der Betriebspunkte mit zylindrischen Speichen nach Tab. 7.3 alle eine ähnliche Größenordnung haben, gilt für alle acht Betriebspunkte, dass durch die zylindrischen Speichen Wirbel in die Strömung eingebracht werden. Diese Wirbelstrukturen sind durch die Art ihrer Entstehung hauptsächlich in der Axial-Umfangsebene ausgeprägt und unterstützen daher nur geringfügig den Impulstransport in die Grenzschicht. Dennoch ist die hohe Turbulenz, die in die Strömung eingebracht wird, ausreichend, um die Grenzschicht für alle Betriebspunkte zu stabilisieren. Dieses führt zu den hohen Druck-

rückgewinnkoeffizienten von über 0.6 für alle Betriebspunkte.

7.5 Ergebnisse mit dem 20°-Ringdiffusor

7.5.1 Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor und NACA-profiliertem Rotor

Mit dem 20°-Ringdiffusor und dem NACA-profilierten Rotor werden sieben Betriebspunkte mit einer Variation in Massenstrom und Drehzahl untersucht. Um eine Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen mit dem 15°-Ringdiffusor zu erreichen, sind die Betriebspunkte hinsichtlich Massenstrom und Rotordrehzahl nahezu identisch mit denen am 15°-Ringdiffusor. In Tab. 7.4 sind die sieben Betriebspunkte mit 20°-Ringdiffusor und NACA-profiliertem Rotor hinsichtlich der Zu- und Abströmbedingungen zusammengefasst.

Tabelle 7.4: Strömungsbedingungen am NACA-profilierten Rotor, 20°-Ringdiffusor

Nr.	Inzidenz in °	Durchflusszahl ϕ	Abströmwinkel α in °
16	-0.2	0.74	0.5
17	-0.1	0.7	3.7
18	6.0	0.87	-7.6
19	16.3	1.26	-22.5
20	-2.7	0.65	8.0
21	13.7	1.13	-19.9
22	1.2	0.73	0.7

Abhängig von den Zuströmbedingungen zeigen die beiden Betriebspunkte mit der höchsten Durchflusszahl $\phi = 1.26$ und $\phi = 1.13$ eine starke Fehlanströmung des NACA-Profiles mit einer Inzidenz von 16.3° bzw. 13.7°. Damit verbunden ist ein hoher Gegendrall in der Abströmung von $\alpha = -22.5^\circ$ und $\alpha = -19.9^\circ$. Für den Betriebspunkt nahe des Auslegungspunktes des NACA-Rotors mit einer Durchflusszahl $\phi = 0.74$ ergibt sich ein geringer Inzidenzwinkel von -0.2° und eine nahezu drallfreie Abströmung von $\alpha = 0.5^\circ$. Die Strömungszustände am NACA-Profil sind analog zu denen, die am 15°-Ringdiffusor beschrieben sind (vgl. Abschn. 7.4.1). Um die Auswirkungen dieser Abströmbedingungen auf das Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor zu untersuchen, werden der Betriebspunkt mit der höchsten Durchflusszahl von $\phi = 1.26$ und der Auslegungspunkt für den NACA-Rotor mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.74$ detailliert untersucht. Diese beiden Punkte sind in Tab. 7.4 fett hinterlegt.

In Abb. 7.11 ist die Wirbelstärke um die z-Achse (Ebene 1) und die normierte axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2) im gesamten 20°-Ringdiffusor für diese beiden Betriebspunkte dargestellt. Der Einfluss der unterschiedlichen Zuströmbedingungen für den aggressiver

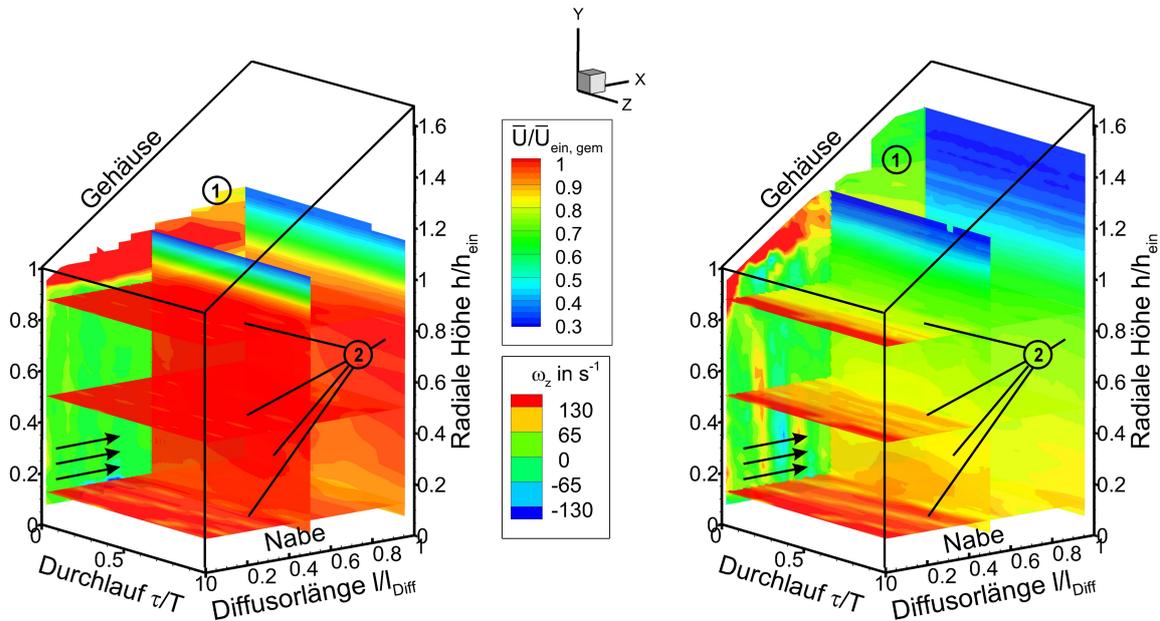


Abbildung 7.11: Wirbelstärke (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2), NACA-profilierter Rotor, gesamter 20°-Ringdiffusor, links $\phi = 0.74$, rechts $\phi = 1.26$

öffnenden 20°-Ringdiffusor auf die Verringerung der normierten axialen Geschwindigkeit ist deutlich zu erkennen. Für die geringere Durchflusszahl $\phi = 0.74$ im Auslegungspunkt des NACA-Rotors findet nahezu keine Verzögerung der Strömung in axialer Richtung im gesamten Ringdiffusor statt. Vom Eintritt des Ringdiffusors an bildet sich eine dominante Grenzschicht mit einer Ablösung aus, die die Hauptströmung stark in Richtung Mittenachse ablenkt und somit nahezu einen Freistrah im Ringdiffusor ausbildet. Im Austritt des Ringdiffusors erfährt die axiale Strömung nahezu keine Verzögerung. An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, dass die normierten axialen Geschwindigkeiten < 0.25 ausgeblendet werden, da in diesem Bereich aufgrund der 3D-Hitzdrahtmesstechnik nicht zwischen einer stark verzögerten und einer Rückströmung unterschieden werden kann. Die Wirbelstärke in der Ebene 1 zeigt vom Eintritt des Ringdiffusors an keine Anzeichen von Strukturen, die zu einem Transport von kinetischer Energie zur Stabilisierung der Grenzschicht aus der Hauptströmung führen.

Im Gegensatz dazu verzögert die Strömung in axialer Richtung bei einer Durchflusszahl von $\phi = 1.26$ zum Austritt des Ringdiffusors hin deutlich, wobei die Verzögerung in der Kernströmung größer ist als an der Nabe. Die Grenzschicht ist stärker ausgeprägt als für

die gleichen Betriebsbedingungen in dem 15°-Ringdiffusor (vgl. Abb. 7.2). Diese beginnt im Diffusoraustritt ab einer normierten radialen Höhe von $h/h_{ein} = 1.05$, während sie beim 15°-Ringdiffusor erst ab einer Höhe $h/h_{ein} = 1.2$ einsetzt (siehe Abb. 7.2 in Abschn. 7.4.1). Durch deren Verdrängungswirkung wird die Strömung weniger verzögert, was im Vergleich zum gleichen Betriebspunkt am 15°-Ringdiffusor zu deutlich höheren Geschwindigkeiten im Diffusoraustritt führt. Der Maximalwert in der Austrittsebene für die normierte, axiale Geschwindigkeit beträgt für den 20°-Ringdiffusor 0.875 und für den 15°-Ringdiffusor 0.8. Aufgrund dieser geringeren Verzögerung werden nur geringere Druckrückgewinnkoeffizienten erreicht, worauf im Abschn. 7.5.3 eingegangen wird. In Gehäusenähe prägen sich wie beim 15°-Ringdiffusor gegenläufig rotierende Wirbel aus, die in der Ebene 1 der Abb. 7.11 mit der Wirbelstärke um die z-Achse zu erkennen sind. Durch diese Wirbel wird kinetische Energie in die Grenzschicht transportiert und stabilisiert diese. Aufgrund der hohen Inzidenz in diesem Betriebspunkt entstehen diese Wirbel wie in Abschn. 7.4.2 beschrieben durch Ablösungen am NACA-Profil und einem ausgeprägten Spaltwirbel. Es kommt an der gesamten Gehäusekontur nicht zu einer Strömungsablösung.

7.5.2 Rotierende Wirbel am Gehäuse des 20°-Ringdiffusors mit NACA-profiliertem Rotor

Im Abschn. 7.4.2 wird für den 15°-Ringdiffusor gezeigt, dass sich in den Betriebspunkten mit Wirbelausbildung an der Spitze der Nachlaufdelle aus dem NACA-Rotor 26 Wirbel über den Umfang des Gehäuses ausbilden. Um zu untersuchen, ob sich beim gleichen Betriebspunkt am 20°-Ringdiffusor ebenfalls eine von der Schaufelanzahl abweichende Anzahl von Wirbeln über dem Umfang ausbildet, werden die Werte für die axiale Geschwindigkeit in der gesamten Eintrittsebene $l/l_{Diff} = 0$ einer Frequenzanalyse unterzogen. Abbildung 7.12 zeigt einen Vergleich der Frequenzanalysen für die oben beschriebenen Betriebsbedingungen mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.74$ und $\phi = 1.26$.

Für beide Betriebspunkte ist die Blattwechselfrequenz bei 1250 Hz bzw. bei 750 Hz deutlich zu erkennen. Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Frequenzanalyse mit dem 15°-Ringdiffusor (vgl. Abb. 7.5) ist hier für beide Betriebspunkte keine zusätzliche, markante Frequenz in Gehäusenähe zu erkennen, obwohl auch hier bei den drei Betriebspunkten mit der höchsten Durchflusszahl ($\phi = 0.87$, $\phi = 1.26$, $\phi = 1.13$, vgl. Tab. 7.4) gegenläufig rotierende Wirbel an der Spitze der Nachlaufdellen entstehen. Die Auswertung der instationären Druckaufnehmer am Gehäuse ergibt dagegen für diese drei Betriebspunkte abweichend von der Blattwechselfrequenz jeweils eine weitere markante Frequenz. Diese liegt für den Betriebspunkt mit $\phi = 0.87$ bei 415 Hz, für $\phi = 1.26$ bei 350 Hz und für $\phi = 1.13$ bei 397 Hz und damit in ähnlichen Bereich wie für die Auswertung am 15°-Ringdiffusor (vgl. Kap. 7.4.2). Daher kann auch für diese drei Betriebspunkte von der Ausbildung einer rotierenden Instabilität ausgegangen werden. Die Auswertung der Anzahl der rotierenden Wirbel über Auto- und Kreuzkorrelationen bringt jedoch kein Ergebnis, da die Maxima der Korrelationen nicht wie in Abb. 7.8 in regelmäßigen Abständen über die Zeit auftreten, sondern Lücken dazwischen entstehen. Die Ursache dafür ist vermutlich, dass die Wirbel

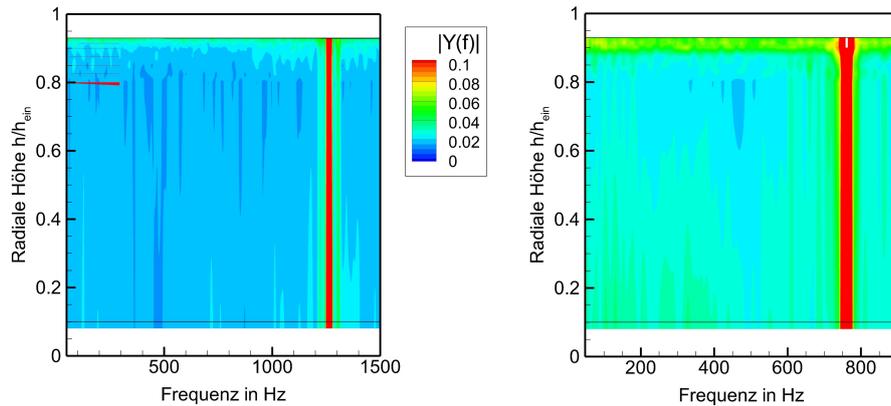


Abbildung 7.12: Frequenzanalyse der Geschwindigkeit in axialer Richtung für Eintrittsebene 20°-Ringdiffusor ($l/l_{Diff} = 0$), NACA-profilierter Rotor, links $\phi = 0.74$, rechts $\phi = 1.26$

die Grenzschicht, die am 20°-Ringdiffusor für die Betriebspunkte durch den aggressiver öffnenden Diffusoröffnungswinkel dicker ausgeprägt ist, nicht dauerhaft über den gesamten Umfang bis zum Gehäuse durchdringen können. Dadurch kann für diesen Zeitpunkt, an dem der Wirbel das Gehäuse nicht erreicht, kein Korrelationsmaximum berechnet werden. Da die Betriebspunkte mit dem NACA-Rotor für beide Diffusoröffnungswinkel nahezu identisch sind, und die Frequenzen, die sich aus der Frequenzanalyse der Signale an den instationären Druckaufnehmern für die umlaufenden Druckstörung ergeben, in einem ähnlichen Bereich liegen, kann von einer ähnlich hohen Anzahl von 26 Wirbeln über den Umfang ausgegangen werden.

7.5.3 Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor mit NACA-profilierem Rotor

In den beiden vorherigen Abschnitten wird anhand von zwei charakteristischen Betriebspunkten das Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor mit NACA-profilierem Rotor dargestellt. Besonders die unterschiedliche Ausprägung der Grenzschicht hat einen Einfluss auf den erzielten Druckrückgewinn im Ringdiffusor. In Abb. 7.13 sind die Druckrückgewinnkoeffizienten über die mittlere normierte turbulente kinetische Energie am Eintritt des Ringdiffusors für alle sieben Betriebspunkte und deren Nummern nach Tab. 7.4 aufgetragen.

Zwei Betriebspunkte mit der höchsten normierten turbulenten kinetischen Energie in der Diffusoreintrittsebene zeigen den höchsten Druckrückgewinn mit einem c_p -Wert um 0.3. Diese beiden Betriebspunkte weisen sowohl die höchsten Durchflusszahlen als auch eine Wirbelstruktur an der Spitze der Nachlaufdele auf, was durch Sterne in Abb. 7.13 an den jeweiligen Punkten gekennzeichnet ist. Im Gegensatz zu den Ergebnissen mit dem

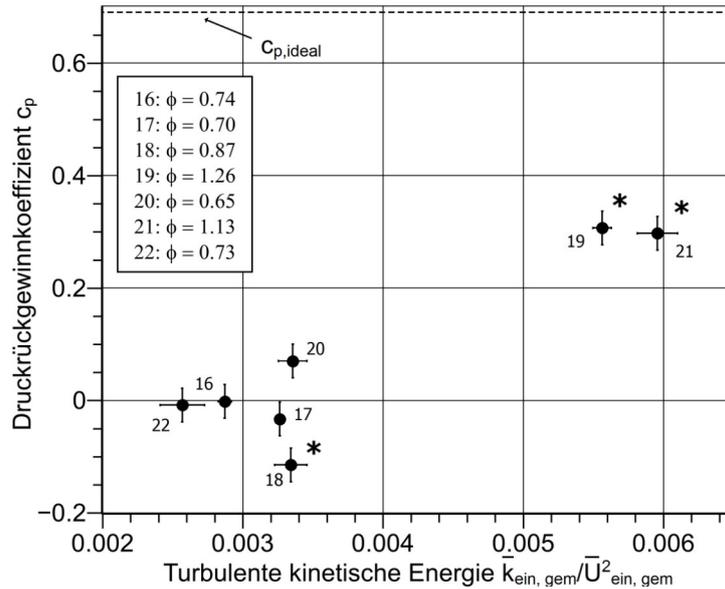


Abbildung 7.13: Druckrückgewinnkoeffizient über mittlerer normierter turbulenter kinetischer Energie, NACA-profilierter Rotor, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (* zeigen Betriebspunkte mit Wirbel am Gehäuse)

15°-Ringdiffusor liegen die Druckrückgewinnkoeffizienten für diese beiden Betriebspunkte in der Größenordnung 0.2 niedriger. Es bilden sich ebenfalls an drei Betriebspunkten Wirbelstrukturen an den Spitzen der Nachlaufdüellen aus, jedoch führt dies nur bei den beiden genannten Betriebspunkten zur Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht und zu einem erhöhten Druckrückgewinn. Für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.87$ wird kein Druck im Diffusor aufgebaut, obwohl eine Wirbelstruktur an der Spitze der Nachlaufdüelle ausgeprägt ist. Damit ist auch die Ausbildung dieser Wirbel an der Spitze der Nachlaufdüelle kein Kriterium für die Stabilisierung der Grenzschicht. Um den Grund dafür herauszuarbeiten, wird in den Abschn. 7.6 bis 7.9 insbesondere auf die Struktur der gehäusenahen Strömung im Eintritt des Ringdiffusors detailliert eingegangen.

7.5.4 Strömungsfeld im 20°-Ringdiffusor mit zylindrischem Speichenrad

Entsprechend den Versuchen am 15°-Ringdiffusor wird auch am 20°-Ringdiffusor der Einfluss von hohen Turbulenzwerten durch die Abströmung aus einem rotierenden Speichenrad mit 10 mm und 5 mm Speichen bei unterschiedlichen Drehzahlen auf die Strömung und den Druckrückgewinn im Ringdiffusor untersucht. Dafür werden jeweils Versuche mit fünf unterschiedlichen Betriebspunkten mit dem 5 mm und dem 10 mm Speichenrad durchgeführt. In Tab. 7.5 sind die wichtigsten Eigenschaften dieser zehn Betriebspunkte aufgelistet.

Tabelle 7.5: Strömungsbedingungen am zylindrischen Speichenrad, 20°-Ringdiffusor

Nr.	Speichen- durchmesser in mm	Reynoldszahl Re	Durchfluss- zahl ϕ	Druckrück- gewinn- koeffizient c_p	norm. turb. kin. Energie $\bar{k}_{ein,ges}/\bar{U}_{ein,ges}^2$
23	10	28600	17.6	0.21	-
24	10	29300	4.24	0.41	-
25	10	31600	2.12	0.60	-
26	10	35000	1.41	0.61	-
27	10	39200	1.06	0.61	-
28	5	14700	4.24	0.14	0.053
29	5	15800	2.11	0.22	0.063
30	5	17500	1.41	0.35	0.081
31	5	19600	1.06	0.48	0.102
32	5	20800	0.94	0.48	0.111

Da die Geschwindigkeit hinter dem rotierenden 10 mm-Speichenrad aufgrund lokaler Turbulenzwerte über 35% und der damit verbundenen großen Messabweichung der Hitzdrahtsonde (siehe Kap. 6) nicht korrekt erfasst wird, werden hier nur die Strömungsverläufe für das 5 mm Speichenrad dargestellt.

Das Strömungsfeld im Ringdiffusor wird anhand von zwei Betriebspunkten mit dem 5 mm-Speichenrad beschrieben und der Einfluss auf die Strömung im Ringdiffusor erläutert. Dafür wird der Betriebspunkt mit der maximalen und minimalen Durchflusszahl ausgewählt. Da der Massenstrom für alle Betriebspunkte 6 kg/s beträgt, resultieren die unterschiedlichen Durchflusszahlen aus der Variation der Drehzahlen, wie in Tab. 7.1 aufgelistet.

In Abb. 7.14 sind die normierte axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2) und die Wirbelstärke ω_z (Ebene 1) für die Betriebspunkte mit der maximalen und minimalen Durchflusszahl bzw. Rotordrehzahl des 5 mm-Speichenrades im gesamten 20°-Ringdiffusor dargestellt. Die Grenzschicht am Gehäuse wächst in axialer Richtung bei dem Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 4.24$, die einer Speichenraddrehzahl von 500 min^{-1} entspricht, an. Am Eintritt des Ringdiffusors zeigt sich in der Darstellung der Wirbelstärke der Ebene 1 ein Wirbelpaar, das aber nicht bis in die Grenzschicht eindringt. Trotz des Anwachsens der Grenzschicht in axialer Richtung nimmt die axiale Geschwindigkeit in Richtung Diffusorausstritt ab. Da die Breite der Schaufelteilung T gegenüber dem 10 mm-Speichenrad und dem NACA-Rotor konstant gehalten wird, sind in der Strömung zwei Nachlaufdüsen vorhanden. Die Nachlaufdüsen sind bei der halben Diffusorlänge $l/l_{Diff} = 0.5$ noch deutlich zu erkennen.

Für eine Drehzahl von 2250 min^{-1} und einer damit verbundenen Durchflusszahl von

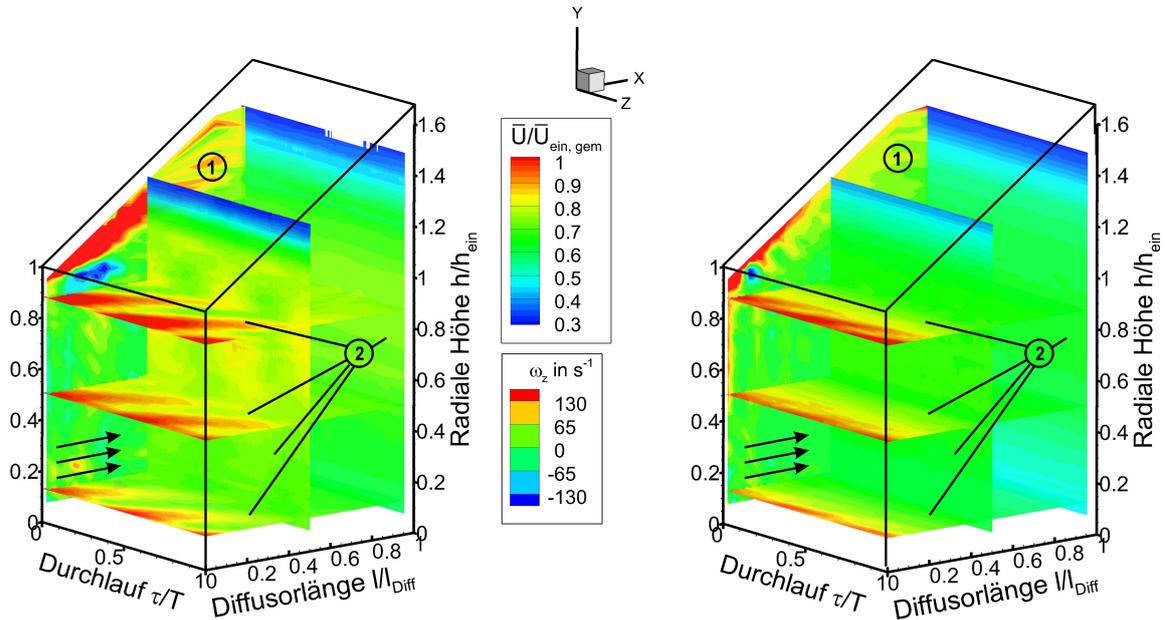


Abbildung 7.14: Wirbelstärke (Ebene 1) und normierte mittlere axiale Geschwindigkeit (Ebenen 2), 5 mm Speichenrad, gesamter 20°-Ringdiffusor, links $\phi = 4.24$, rechts $\phi = 0.94$

$\phi = 0.94$ ist die Grenzschicht am Gehäuse dünner als bei dem zuvor beschriebenen Betriebspunkt. Die Nachlaufdüsen dringen bis in die Grenzschicht vor und versorgen diese mit kinetischer Energie. Dieses ist am Verlauf der Wirbelstärke in Ebene 1 deutlich zu erkennen. Daraus resultiert eine sehr geringe Dicke der Grenzschicht und die Strömung in axialer Richtung kann stärker verzögern als bei dem Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 4.24$

Im Gegensatz zum 15°-Ringdiffusor ist zur Stabilisierung der Grenzschicht im 20°-Ringdiffusor eine geringe Drehzahl des 5 mm-Speichenrades nicht ausreichend. Erst bei niedrigen Durchflusszahlen wird genügend Turbulenz erzeugt, damit die Grenzschicht gegen den aufgeprägten Druckgradienten in axialer Richtung mit ausreichend kinetischer Energie versorgt wird.

7.5.5 Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor mit zylindrischem Speichenrad

Die Entwicklung der Grenzschicht im 20°-Ringdiffusor ist abhängig von der Durchflusszahl und damit von der Drehzahl des zylindrischen Speichenrades. Die damit verbundene unterschiedlich starke Verzögerung der axialen Strömung hat Auswirkungen auf den Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor. In Abb. 7.15 ist dieser Zusammenhang durch die Darstellung

des Druckrückgewinnkoeffizienten über der normierten turbulenten kinetischen Energie im Eintritt des Ringdiffusors für das 5 mm- und das 10 mm-Speichenrad dargestellt. Aufgrund des lokal auftretenden hohen Turbulenzgrades von über 35% in der Abströmung des 10 mm-Speichenrades und der damit verbundenen hohen Messabweichung sind diese Werte in Klammern gesetzt.

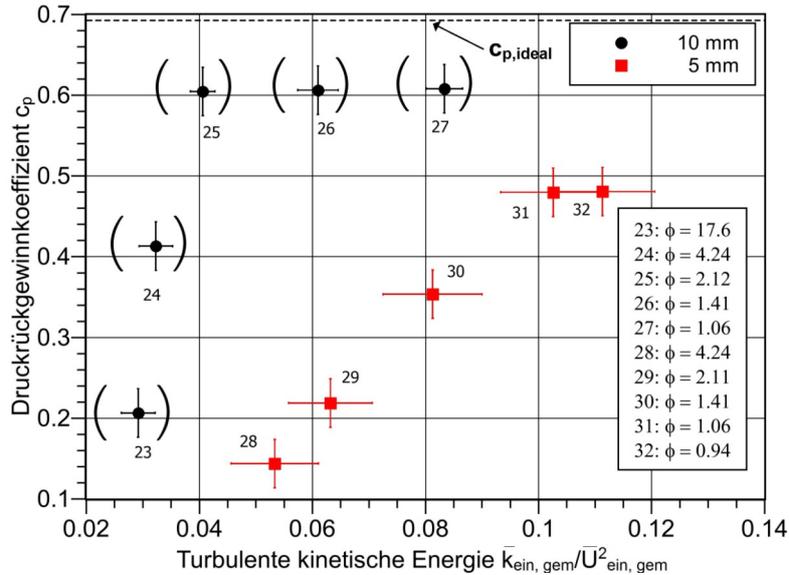


Abbildung 7.15: Druckrückgewinnkoeffizient über normierter turbulenter kinetischer Energie am Eintritt des Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, 5 mm- und 10 mm Speichenrad, 20°-Ringdiffusor, Nr. entsprechend Tab. 7.1 (Werte der turbulenten kinetischen Energie für das 10 mm-Speichenrad sind tendenziell zu niedrig)

Für beide Speichenräder wird mit sinkender Durchflusszahl bzw. mit höherer Drehzahl und der damit verbundenen höheren normierten turbulenten kinetischen Energie am Eintritt des 20°-Ringdiffusors grundsätzlich ein höherer Druckrückgewinn erreicht. Die turbulente kinetische Energie am Eintritt des 20°-Ringdiffusors, die durch das 10 mm-Speichenrad in die Strömung eingebracht wird, stabilisiert die Grenzschicht derart, dass eine Durchflusszahl von $\phi = 2.12$ ausreichend ist, um einen c_p -Wert von 0.6 zu erreichen. Bei gleicher Durchflusszahl wird durch die Abströmung aus dem 5 mm-Speichenrad ein geringerer c_p -Wert von 0.22 erreicht. Ein Vergleich mit dem erzielten Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor mit dem NACA-profilierten Rotor in Abb. 7.13 zeigt, dass für die beiden Betriebspunkte mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.26$ und $\phi = 1.13$ ein Druckrückgewinnkoeffizient von 0.3 erreicht wird. Die normierte turbulente kinetische Energie im Eintritt des Ringdiffusor für diese beiden Betriebspunkte beträgt weniger als $\bar{k}_{ein, gem} / \bar{U}_{ein, gem}^2 = 0.006$ und damit weniger als 10% des Wertes, der im Eintritt des Ringdiffusors für das 5 mm-Speichenrad bei $\phi = 2.12$ zur Verfügung steht. Für den gleichen c_p -Wert von 0.3 ist beim

7 Ergebnisse

Betrieb des 5 mm-Speichenrades eine Durchflusszahl von 1.41 und damit verbunden eine normierte turbulente kinetische Energie im Eintritt des Ringdiffusors von mehr als $\bar{k}_{ein,gem}/\bar{U}_{ein,gem}^2 = 0.08$ notwendig.

Zusammenfassend für die bisher erarbeiteten Ergebnisse zeigt sich, dass die turbulente kinetische Energie, die im Eintritt des Ringdiffusors zur Verfügung steht, nicht die allein ausschlaggebende Größe ist, anhand derer der Druckrückgewinn im Diffusor korreliert werden kann. Entscheidend ist der Zustand der Strömung in Gehäusenähe des Diffusoreintritts, wo die Grundlage für die Stabilisierung der Grenzschicht im Diffusor gelegt wird. Die Wirbelstruktur an der Spitze der Nachlaufdüse beim Betrieb des NACA-profilierten Rotors wirkt sich positiv auf die Versorgung der Grenzschicht mit kinetischer Energie und damit auf einen hohen Druckrückgewinn im Diffusor aus. Entscheidend ist der Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht. Dieser wird für die zylindrischen Speichen durch die Wirbelablösung an der Speiche und die damit verbundenen hohen Werte für die turbulente kinetische Energie erreicht.

Um die Mechanismen für den Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht bei den verschiedenen Betriebspunkten weiter zu untersuchen, wird in den folgenden Abschnitten ein besonderes Augenmerk auf die Zustände der Strömung in Gehäusenähe im Eintritt des Ringdiffusors gelegt. Damit soll das vorgegebene Ziel erreicht werden, eine oder mehrere von der Art des Speichenrades unabhängige Größen zu finden, die mit dem erzielten Druckrückgewinn im Ringdiffusor korreliert werden können.

7.6 Impulssatz

Für die Stabilisierung der Grenzschicht in einem Diffusor ist ein Impulstransport in radialer Richtung in die Grenzschicht notwendig, damit die Strömung dem aufgeprägten Druckgradienten widerstehen kann und nicht ablöst. In den zuvor beschriebenen Ergebnissen wird gezeigt, dass besonders am Gehäuse im Eintritt des Ringdiffusors ein radialer Transport in die Grenzschicht notwendig ist, um diese gegen den aufgeprägten Druckgradienten in Strömungsrichtung zu stabilisieren. Daher werden die aus den Hitzdrahtmessungen erhaltenen Strömungsgrößen am Gehäuse des Diffusoreintritts in die Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) Gleichung (vgl. Gl. (2.24)) eingesetzt und der Impulstransport durch die stationären und instationären Strömungsgrößen in die Grenzschicht für verschiedene Betriebspunkte bewertet.

Die Reynolds Averaged Navier-Stokes Gleichung für die Radialkomponente in Zylinderkoordinaten lautet nach Bird et al. (1960) und Pope (2011)

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + \frac{\bar{W}}{r} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \theta} - \frac{\bar{W}^2}{r} + \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\Delta \bar{V} - \frac{\bar{V}}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial \bar{W}}{\partial \theta} \right) - \rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{v}'^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{v}' w'}{\partial \theta} - \frac{\bar{w}'^2}{r} + \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial x} \right). \quad (7.10)$$

Für die Bewertung des stationären Impulstransportes werden in den linken Teil der Gl. (7.10) ohne Berücksichtigung des zeitabhängigen Terms die mittleren Geschwindigkeiten aus den Hitzdrahtmessungen eingesetzt

$$y_{st} = \rho \left(\bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial r} + \frac{\bar{W}}{r} \frac{\partial \bar{V}}{\partial \theta} - \frac{\bar{W}^2}{r} + \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right). \quad (7.11)$$

Der Druckgradient in radialer Richtung im ersten Term auf der rechten Seite von Gl. (7.10) ist in Diffusoranwendungen im Vergleich zum Druckgradienten in axialer Richtung vernachlässigbar klein. Daher wird der Druckgradient in radialer Richtung im Folgenden nicht berücksichtigt. Die viskosen Spannungen im zweiten Term auf der rechten Seite von Gl. (7.10) können im Gegensatz zu den Spannungen der turbulenten Scheinreibung im letzten Term von Gl. (7.10) nach Schlichting und Gersten (1997) vernachlässigt werden. Daher wird der instationäre Impulstransport in die Grenzschicht über den letzten Term auf der rechten Seite der Gl. (7.10) durch die Verwendung der instationären Geschwindigkeitsgrößen aus den Hitzdrahtmessungen bestimmt

$$y_{inst} = -\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{v'^2}) + \frac{1}{r} \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial \theta} - \frac{\overline{w'^2}}{r} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} \right). \quad (7.12)$$

Die Werte werden für eine normierte radiale Höhe $h/h_{ein} = 0.97$ im Eintritt des Ringdiffusors bei einer Länge von $l/l_{Diff} = 0$ extrahiert und in die entsprechenden Gleichungen Gl. (7.11) und Gl. (7.12) eingesetzt. Die verwendeten Messwerte ergeben sich durch die Mittelung über das Ensemble-Mittelungsverfahren. Das Messnetz ist im Vergleich zu einer numerischen Berechnung relativ grob, was zu einer Unschärfe der sich aus der Berechnung ergebenden Werte nach sich zieht. Daher werden die Ergebnisse mit dem jeweils aus den untersuchten Betriebspunkten maximal über einen Schaufeldurchlauf auftretenden Ergebnis normiert. Das Ziel dieser Untersuchung ist nicht die Gegenüberstellung von absoluten Werten, sondern durch einen Vergleich zwischen den Betriebspunkten einen Hinweis für die ausschlaggebenden Mechanismen für die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht zu erhalten.

In Abb. 7.16 sind die normierten Verläufe des stationären und instationären Impulstransportes für einen Schaufeldurchlauf des NACA-profilierten Rotors am 15° -Ringdiffusor dargestellt. Für die drei Betriebspunkte mit den höchsten Durchflusszahlen treten sowohl für den stationären als auch für die instationären Impulstransport markante Ausschläge in positiver und in negativer radialer Richtung auf. Diese Ausschläge sind auf die am Gehäuse auftretenden Wirbel zurückzuführen. Im Vergleich dazu ist der Einfluss der Nachlaufdehle für die restlichen vier Betriebspunkte, bei denen sich keine Wirbelstruktur am Gehäuse ausbildet, gering. Es liegt ein vergleichsweise geringer Impulstransport von $y_{st}/y_{st,max} < 0.3$ für drei der vier Betriebspunkte in radialer Richtung vor. Der stationäre Impulstransport in positiver radialer Richtung ist für den Betriebspunkt mit der niedrigsten Durchflusszahl

7 Ergebnisse

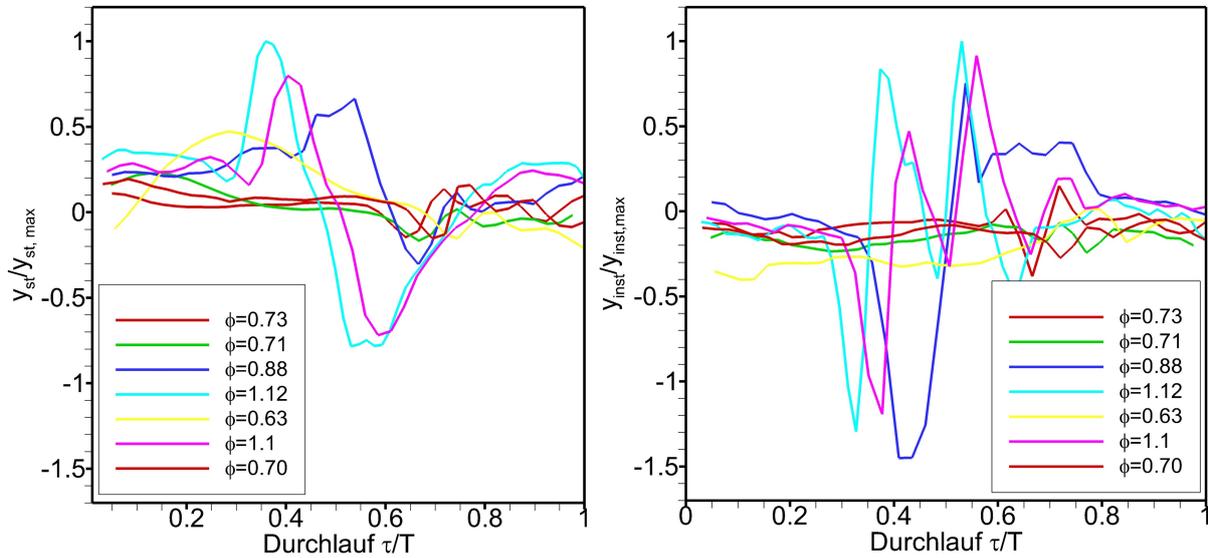


Abbildung 7.16: Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, NACA-profilierter Rotor, 15° -Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$

von $\phi = 0.63$ mit einem maximalen Wert von $y_{st}/y_{st,max} = 0.5$ vergleichsweise hoch im Gegensatz zu den anderen Betriebspunkten mit niedriger Durchflusszahl, bei denen ebenfalls kein Wirbel am Gehäuse auftritt. Die Anströmung des NACA-Profiles ist in diesem Betriebspunkt mit einer Inzidenz von -4.1° (vgl. Tab. 7.2) nicht optimal. Nach Abb. 7.9 wird ein im Vergleich zu den übrigen Betriebspunkten ohne Wirbel am Gehäuse hoher Druckrückgewinnkoeffizient von 0.26 erreicht. Durch die ungünstige Anströmung des NACA-Profiles liegt ein höherer stationärer Impulstransport in positiver radialer Richtung im Nachlauf des NACA-profilierten Rotors vor, der sich positiv auf die Stabilisierung der Grenzschicht auswirkt. Der instationäre Impulstransport für diesen Betriebspunkt mit der Durchflusszahl von $\phi = 0.63$ liegt über einen weiten Bereich des Schaufeldurchlaufes in negativer radialer Richtung vor mit einem Minimum von $y_{inst}/y_{inst,max} = -0.4$. Der stationäre Impulstransport in positiver Richtung überwiegt den instationären Impulstransport in negativer Richtung, sodass die Grenzschicht unterstützt werden kann.

Das gleiche Verfahren wird für die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor am 20° -Ringdiffusor durchgeführt. Der Verlauf des stationären und des instationären Impulstransports über eine Schaufelteilung T ist in Abb. 7.17 dargestellt. Der stationäre und der instationäre Impulstransport für die beiden Betriebspunkte mit der höchsten Durchflusszahl ist ähnlich zu dem am 15° -Ringdiffusor. Durch die Wirbel wird für beide Transportmechanismen ein hoher Impulstransport in die positive radiale Richtung zur Unter-

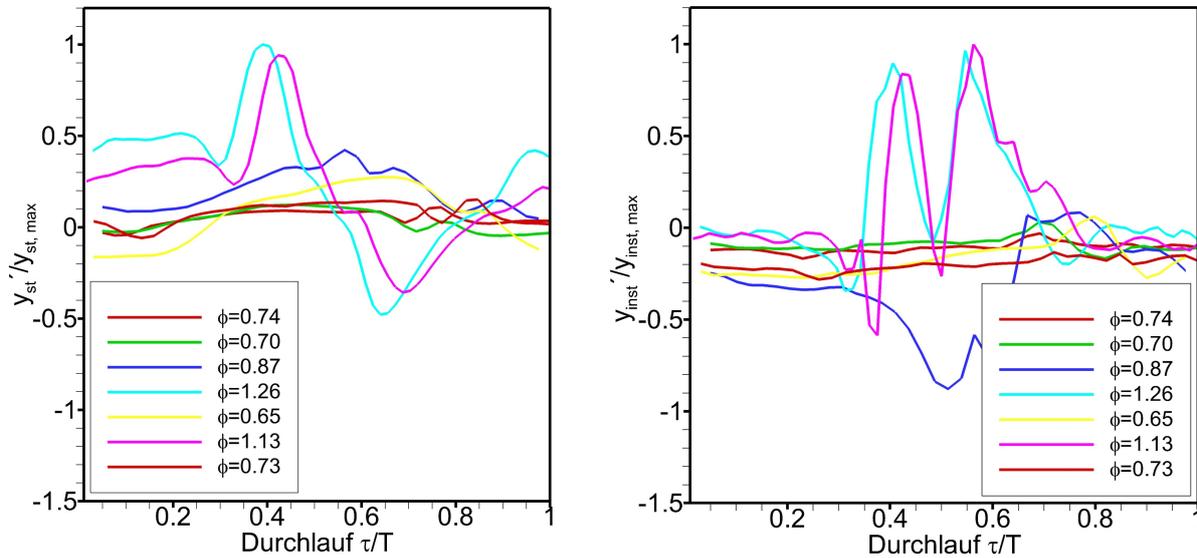


Abbildung 7.17: Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, NACA-profilierter Rotor, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$

stützung der gehäuseseitigen Grenzschicht gewährleistet. Nach Abb. 7.13 wird in diesen beiden Betriebspunkten im Vergleich zu den anderen fünf ein Druckrückgewinn im Ringdiffusor erzielt. Der Verlauf des stationären und des instationären Impulstransports im Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.87$, bei dem ebenfalls ein Wirbel am Gehäuse vorliegt, zeigt im Vergleich mit den anderen beiden mit der höchsten Durchflusszahl wesentliche Unterschiede. Der maximale stationäre Impulstransport in positiver radialer Richtung über einen Schaufeldurchlauf beträgt weniger als die Hälfte im Vergleich mit den anderen beiden Betriebspunkten. Ein instationärer Impulstransport liegt über den gesamten Schaufeldurchlauf nur in negativer radialer Richtung vor. Dadurch wird die Grenzschicht trotz der Ausbildung einer Wirbelstruktur am Gehäuse nicht unterstützt und es findet kein Druckaufbau für diesen Betriebspunkt statt (siehe Abb. 7.13). Auch für die anderen Betriebspunkte ist der stationäre und der instationäre Impulstransport zu gering, um die Grenzschicht zu unterstützen.

Die Stabilisierung der Grenzschicht erfolgt für die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor durch die Wirbelstruktur am Gehäuse. Diese Wirbel liegen in dieser Ausprägung in der Abströmung aus dem zylindrischen Speichenrad nicht vor. Um die Mechanismen herauszuarbeiten, die für den Impulstransport in die Grenzschicht mit dem 5 mm-Speichenrad verantwortlich sind, ist in Abb. 7.18 der Verlauf des stationären und des instationären Impulstransports am 20°-Ringdiffusor dargestellt. Der stationäre und der in-

7 Ergebnisse

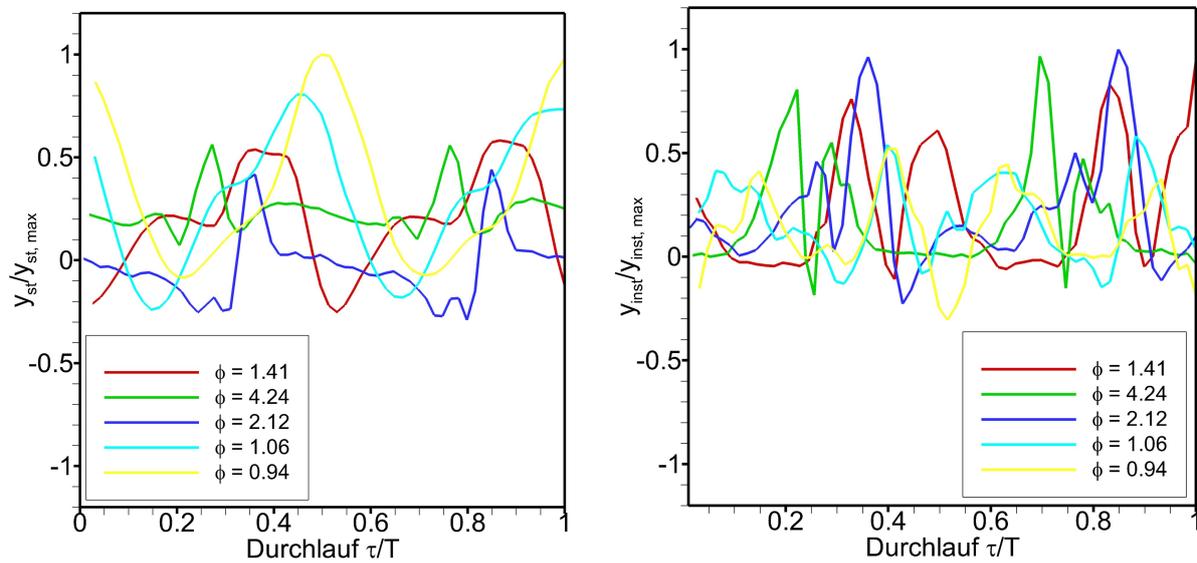


Abbildung 7.18: Normierter stationärer (links, nach Gl. (7.11)) und normierter instationärer Impulstransport (rechts, nach Gl. (7.12)) in radialer Richtung, 5 mm-Speichenrad, 20°-Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$

stationäre Impulstransport ist über einen Schaufeldurchlauf T , der beim 5 mm-Speichenrad aufgrund der doppelten Anzahl von Speichen zwei Speichennachläufe beinhaltet, geprägt vom Transport in positiver Richtung. Ausschläge in negativer radialer Richtung sind dem gegenüber gering.

Die Maxima des stationären Impulstransportes steigen mit sinkender Durchflusszahl bzw. mit steigender Speichenraddrehzahl an. Nach Abb. 7.15 steigt der Druckrückgewinnkoeffizient mit sinkender Durchflusszahl. Damit kann der steigende stationäre Impulstransport in die Grenzschicht korreliert werden mit einer stärkeren Unterstützung der Grenzschicht und einem damit verbundenen höheren Druckrückgewinn im Ringdiffusor.

Der instationäre Impulstransport steigt dagegen über einen Schaufeldurchlauf für höhere Durchflusszahlen und damit für geringere Speichenraddrehzahlen. Der instationäre Impulstransport ist demnach nachrangig gegenüber dem stationären Impulstransport beim Einsatz des rotierenden 5 mm-Speichenrades für die Stabilisierung der Grenzschicht.

Zusammenfassend für alle in diesem Abschnitt untersuchten Betriebspunkte ist sowohl der stationäre Impulstransport durch die mittleren Strömungsgrößen als auch der instationäre entscheidend für die Stabilisierung der Grenzschicht. Es müssen im Diffusoreintritt turbulente Strukturen vorliegen, die diese beiden Mechanismen unterstützen, besonders in Gehäusenähe, wo sich eine potentiell ablösegefährdete Grenzschicht ausbildet. Dabei muss der hohe Impulstransport nicht über den gesamten Schaufeldurchlauf vorliegen. Ent-

scheidend sind die Maximalwerte, die z. B. durch den Einfluss einer Nachlaufdelle in die Strömung eingebracht werden und tief in die Grenzschicht eindringen. Um diese Aussage weiter zu unterstützen, wird im Folgenden Abschnitt der Einfluss instationärer Strömungsgrößen am Gehäuse sowohl über den gesamten Schaufeldurchlauf als auch die auftretenden Maxima auf den erzielten Druckrückgewinn näher untersucht.

7.7 Auswertung der gehäusenahen Strömung

7.7.1 Einfluss der turbulenten kinetischen Energie auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor

In den vorherigen Abschnitten dieses Kapitels hat sich gezeigt, dass die Eintrittsbedingungen in den Ringdiffusor insbesondere in Gehäusenähe einen erheblichen Einfluss auf die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht im Ringdiffusor haben. Speziell bei den Betriebspunkten mit dem NACA-profilierten Rotor hat das Auftreten einer Wirbelstruktur an der Spitze der Nachlaufdelle grundsätzlich einen begünstigenden Einfluss auf die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht. Anhand der Versuche mit dem 20°-Ringdiffusor zeigt sich auch, dass das Auftreten dieser Wirbelstruktur kein hinreichendes Kriterium für die Stabilisierung der Grenzschicht ist.

In Abschn. 7.4.1 wird gezeigt, dass die Höhe der turbulenten kinetischen Energie im gesamten Diffusoreintritt keinen eindeutigen Einfluss auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor hat (vgl. Abb. 7.9). Daher wird in Abb. 7.19 der Zusammenhang der normierten turbulenten kinetischen Energie im gehäusenahen Bereich ab einer radialen Eintrittshöhe von $h/h_{ein} = 0.9$ auf den Druckrückgewinn für alle Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor und dem 5 mm-Speichenrad dargestellt.

Die ausgefüllten Symbole entsprechen den Betriebspunkten mit dem 15°-Ringdiffusor, die leeren Symbole denen mit dem 20°-Ringdiffusor. Es kann kein Zusammenhang zwischen der turbulenten kinetischen Energie in Gehäusenähe und dem Druckrückgewinn unabhängig vom eingesetzten Speichenrad festgestellt werden. Um im 20°-Ringdiffusor z.B. einen c_p -Wert von 0.2 zu erreichen, ist für den NACA-profilierten Rotor eine normierte turbulente kinetische Energie am Gehäuse des Diffusoreintritts von 0.012 notwendig, für das 5 mm-Speichenrad wird dagegen ein Wert von 0.03 benötigt.

Für die einzelnen Speichenräder ist jeweils bei beiden Diffusoröffnungswinkeln ein linearer Zusammenhang gegeben. Mit steigender turbulenter kinetischer Energie am Gehäuse des Diffusoreintritts wird ein höherer Druckrückgewinn erzielt. Der lineare Zusammenhang, der durch die Linien in Abb. 7.19 verdeutlicht ist, fällt für den NACA-Rotor steiler aus als für das 5 mm-Speichenrad. Das bedeutet, dass für eine Steigerung des Druckrückgewinnkoeffizienten z.B. um den Wert 0.1 beim 5 mm-Speichenrad eine wesentlich höhere zusätzliche Einbringung an turbulenter kinetischer Energie in der gehäusenahen Strömung notwendig ist, als bei dem NACA-Rotor.

Der lineare Zusammenhang zwischen turbulenter kinetischer Energie am gehäusenahen Eintritt des Ringdiffusors bleibt bestehen, wenn der Diffusoröffnungswinkel verändert wird.

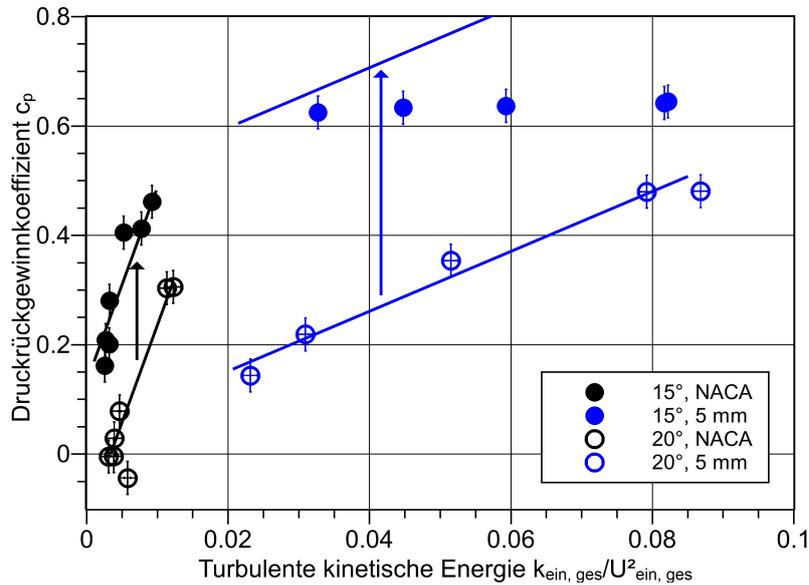


Abbildung 7.19: Druckrückgewinnkoeffizient über der normierten turbulenten kinetischen Energie der gehäusenahen Strömung im Eintritt des Ringdiffusors $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} > 0.9$

Am Beispiel des NACA-profilierten Rotors zeigt sich, dass bei gleicher turbulenter kinetischer Energie am Gehäuse des Diffusoreintritts und einer Steigerung des Diffusoröffnungswinkels der lineare Zusammenhang in Richtung niedrigerer Druckrückgewinnkoeffizienten verschoben wird. Die Steigung des linearen Zusammenhangs zwischen normierter turbulenter kinetischer Energie und dem Druckrückgewinnkoeffizienten bleibt dagegen erhalten.

7.7.2 Einfluss der Schubspannungsterme auf den Druckrückgewinn

Da kein allgemeingültiger Zusammenhang zwischen der turbulenten kinetischen Energie am gehäusenahen Diffusoreintritt unabhängig vom eingesetzten Rotor und dem Druckrückgewinn ermittelt werden kann, wird im Folgenden der Einfluss der Schubspannungsterme nach Gl. (2.25) untersucht. Ausgewertet werden die Schubspannungsterme ohne Berücksichtigung der Dichte ρ und des negativen Vorzeichens.

Die sich aus dem Ensemble-Mittelungsverfahren ergebenden Werte für die drei auftretenden Schubspannungen werden für einen Schaufeldurchlauf in der Eintrittsebene des Ringdiffusors $l/l_{Diff} = 0$ und in der letzten radialen Messebene am Gehäuse bei einer normierten Höhe von $h/h_{ein} = 0.97$ extrahiert. In Abb. 7.20 ist die normierte Schubspannung $\overline{w'v'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufeldurchlauf T am Eintritt des 20°-Ringdiffusors in einer radialen Position von $h/h_{ein} = 0.97$ für das NACA-profilierter und das 5 mm-Speichenrad dargestellt.

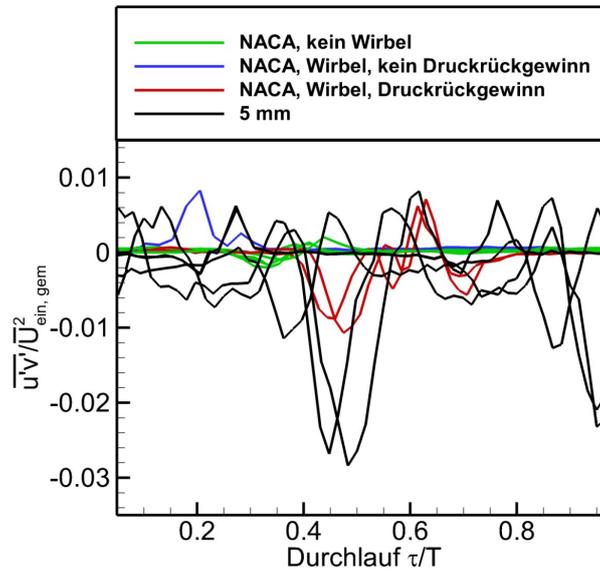


Abbildung 7.20: Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{u'v'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufeldurchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad

Die Farbgebung der Linien ist aufgrund der Übersichtlichkeit zur phänomenologischen Unterscheidung wie folgt gestaffelt (siehe auch Abb. 7.13):

- grün für die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor ohne Wirbelausbildung an der Nachlaufdelle ($\phi = 0.74$, $\phi = 0.70$, $\phi = 0.65$, $\phi = 0.73$)
- blau für den Betriebspunkt mit dem NACA-profilierten Rotor mit Wirbelausbildung an der Nachlaufdelle und nicht vorhandenem Druckrückgewinn ($\phi = 0.87$),
- rot für die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor mit Wirbelausbildung an der Nachlaufdelle und wesentlichem Druckrückgewinn ($\phi = 1.26$, $\phi = 1.13$),
- schwarz für die Betriebspunkte mit 5 mm Speichenrad.

Beim NACA-profilierten Rotor ohne Wirbelausbildung (grün) ergeben sich innerhalb der Nachlaufdelle nur sehr geringe Werte der normierten Schubspannung über einen Schaufeldurchlauf zwischen ± 0.004 . Die drei Betriebspunkte mit Wirbelausbildung (rot und blau) erreichen einen maximalen Ausschlag zwischen 0.006 und 0.008. Der Minimalwert der zwei Betriebspunkte mit Wirbelausbildung, bei denen ein Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor erzielt wird (rot), liegt zwischen -0.009 und -0.011. Für den Punkt mit Wirbelausprägung ohne erzielten Druckrückgewinn (blau) ist kein negativer Ausschlag feststellbar.

Die Betriebspunkte mit dem 5 mm-Speichenrad erzielen alle maximale Werte der normierten Schubspannung $\overline{u'v'}/\overline{U}^2$ zwischen 0.03 und 0.08. In negativer Richtung werden

7 Ergebnisse

Werte von -0.028 erreicht und liegen damit deutlich niedriger als mit dem NACA-Rotor. Die Verläufe der verbleibenden zwei Schubspannungen $\overline{u'w'}/\overline{U}^2$ und $\overline{v'w'}/\overline{U}^2$ über eine Schaufelteilung sind im Anhang A.2 dargestellt.

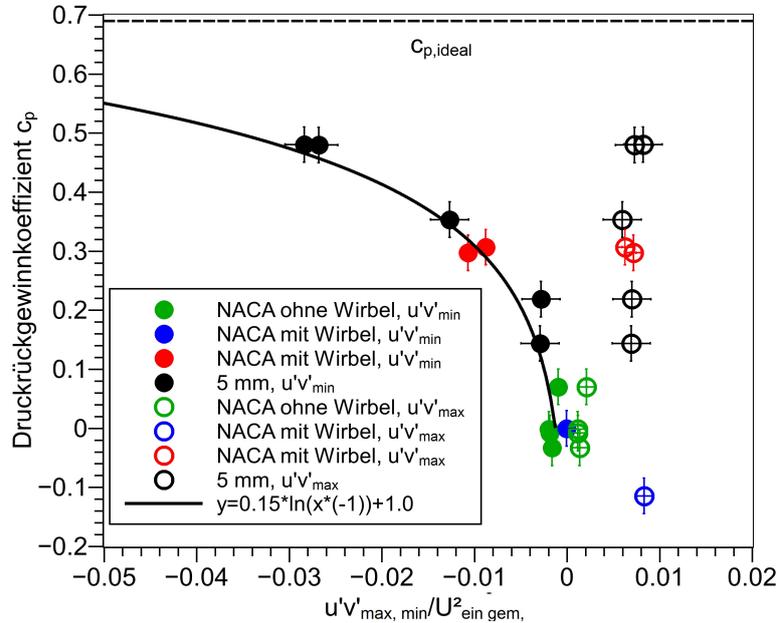


Abbildung 7.21: Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'v'_{max,min}}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20° -Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad

Die Schubspannungen erreichen in den Nachläufen der unterschiedlichen Speichenräder betriebspunktabhängig unterschiedliche Minimal- und Maximalwerte. Eine Systematik ist anhand der Verläufe über den Schaufeldurchgang nicht zu ermitteln. Daher werden aus den Verläufen über einen Schaufeldurchgang die minimal und maximal auftretenden Werte für die drei unterschiedlichen Schubspannungsterme extrahiert und gegen den in diesem Betriebspunkt erzielten Druckrückgewinn aufgetragen. Berücksichtigt werden ausschließlich die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor und dem 5 mm-Speichenrad am 20° -Ringdiffusor. In Abb. 7.21 sind die maximalen und minimalen Werte der normierten Schubspannungen $\overline{u'v'_{max,min}}/\overline{U}^2$, die über einen Schaufeldurchlauf auftreten, gegen den Druckrückgewinnkoeffizienten c_p aufgetragen.

Die Farbgebung der Punkte ist die gleiche wie in der Abbildung zuvor. Die ausgefüllten Kreise symbolisieren den minimalen Ausschlag der normierten Schubspannung, die leeren entsprechend den maximalen Ausschlag über einen Schaufeldurchlauf. Ein besonderes Augenmerk wird auf den Betriebspunkt gelegt, bei dem trotz Wirbelstruktur in Gehäusenähe kein Druckrückgewinn im Diffusor erfolgt (blaue Symbole). Für den maximalen Ausschlag der normierten Schubspannung $\overline{u'v'_{max}}/\overline{U}^2$ ist kein Zusammenhang mit dem erzielten c_p -

Wert feststellbar, da die Werte für alle Betriebspunkte zwischen 0.006 bis 0.008 liegen. Je niedriger dagegen das Minimum der Schubspannung ist, desto höher ist auch der erzielte Druckrückgewinn im Ringdiffusor. Durch das Verbinden der Punkte mit einer Kurve ergibt sich ein logarithmischer Zusammenhang

$$c_p = 0.15 \cdot \ln \left(-\frac{\overline{u'v'}_{min}}{\overline{U}^2} \right) + 1.0. \quad (7.13)$$

Demnach steigt der Druckrückgewinnkoeffizient zunächst bei geringen Werten der normierten Schubspannung $\overline{u'v'}/\overline{U}^2$ schnell an. Um hohe c_p -Werte nahe des idealen Druckrückgewinnkoeffizienten erreichen zu können, werden dagegen verhältnismäßig hohe Beträge der negativen normierten Schubspannung notwendig.

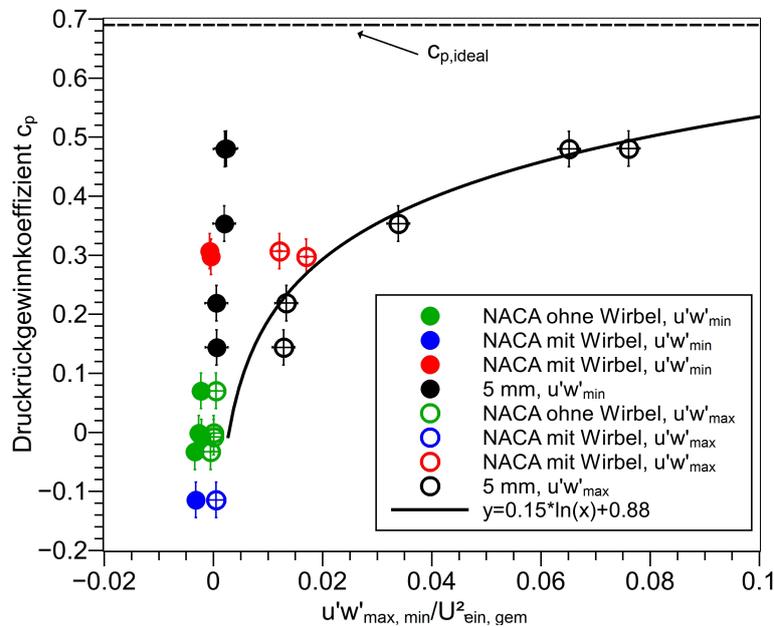


Abbildung 7.22: Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'w'}_{max, min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad

Um den Einfluss eines weiteren Schubspannungsterms auf den erzielten Druckrückgewinn zu untersuchen, sind in Abb. 7.22 die maximal und minimal auftretenden, normierten Schubspannungen $\overline{u'w'}_{max, min}/\overline{U}^2$ auf den Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor dargestellt. Mit minimalen Werten zwischen -0.003 und 0.003 der normierten Schubspannung $\overline{u'w'}_{max, min}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Bereich haben diese keinen erkennbaren Einfluss auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor. Die maximalen Werte für die Schubspannung

7 Ergebnisse

zeigen einen positiven Einfluss auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor. Auch hier kann durch ein Verbinden der Punkte asymptotisch ein Grenzwert für den Druckrückgewinn mit steigendem Maximum der normierten Schubspannung erreicht werden, der sich in der logarithmischen Funktion

$$c_p = 0.15 \cdot \ln \left(\frac{\overline{u'w'_{max}}}{\overline{U}^2} \right) + 0.88 \quad (7.14)$$

widerspiegelt.

In Abb. 7.23 ist der Einfluss der über einen Schaufeldurchlauf maximal und minimal auftretenden, normierten Schubspannung $\overline{v'w'_{min,max}}/\overline{U}^2$ auf den Druckrückgewinn im 20°-Ringdiffusor dargestellt. Für die Maximalwerte der normierten Schubspannung $\overline{v'w'_{max}}/\overline{U}^2$

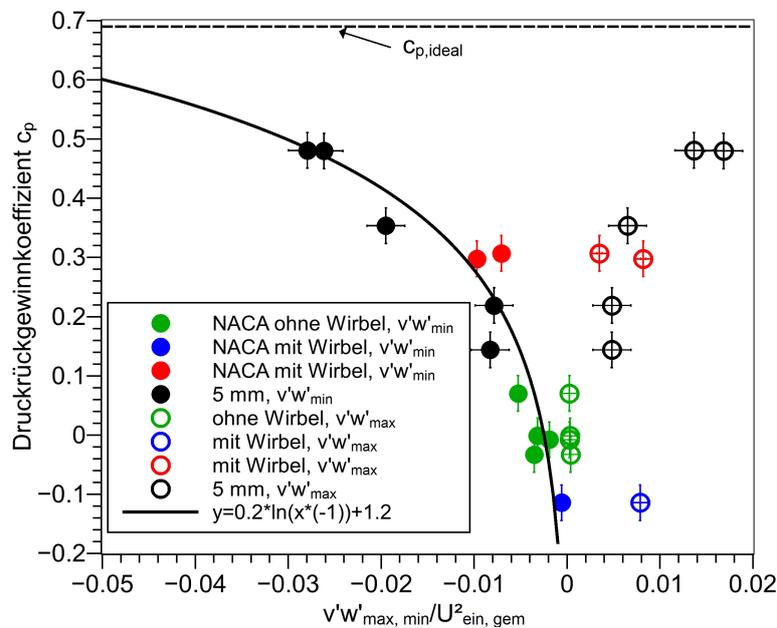


Abbildung 7.23: Druckrückgewinnkoeffizient über die in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Maxima und Minima der normierten Schubspannung $\overline{v'w'_{max,min}}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad

über einen Schaufeldurchlauf ist tendenziell ein positiver Einfluss auf den Druckrückgewinn zu erkennen. Der blaue Punkt aber, der den Betriebspunkt mit Wirbel in Gehäusenähe ohne Druckrückgewinn symbolisiert, zeigt auch einen erhöhten Wert für die maximale Schubspannung von 0.08. Mit diesem Wert wird bei anderen Betriebspunkten ein weitaus höherer Druckrückgewinn erzielt. Daher wird der positive Einfluss des maximalen Ausschlags in Frage gestellt, da kein einheitlicher Zusammenhang über alle Betriebspunkte vorhanden

ist. Für die minimalen Ausschläge zeigt sich ein kontinuierlicher positiver Einfluss auf den Druckrückgewinn, der ebenfalls über eine logarithmische Funktion

$$c_p = 0.2 \cdot \ln \left(-\frac{\overline{v'w'_{min}}}{\overline{U}^2} \right) + 1.2 \quad (7.15)$$

beschrieben werden kann.

Für alle drei Schubspannungsgrößen kann demnach eine logarithmische Funktion erstellt werden, die einen Zusammenhang zwischen den minimalen oder maximalen Schubspannungswerten über einen Schaufeldurchlauf und dem erzielten Druckrückgewinn beschreibt. Da für den Impulstransport in radialer Richtung die Schubspannungsgrößen mit einer radialen Komponente entscheidend sind, wird ein gemeinsamer Zusammenhang für die Schwankungsgrößen $\overline{u'v'_{min}}/\overline{U}^2$ und $\overline{v'w'_{min}}/\overline{U}^2$ erstellt. Dazu werden beide Werte jeweils addiert und gegen den erzielten Druckrückgewinn in Abb. 7.24 aufgetragen. Es ergibt sich auch

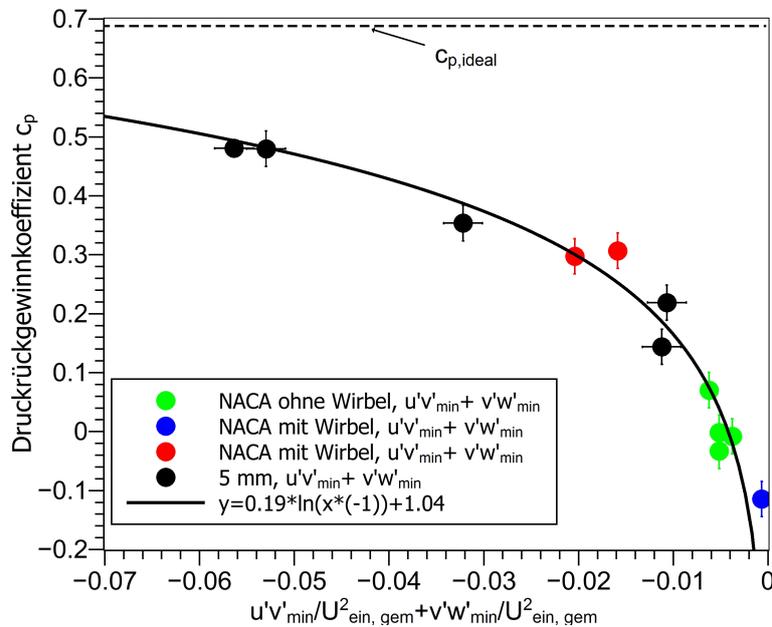


Abbildung 7.24: Druckrückgewinnkoeffizient über der in einem Schaufeldurchlauf auftretenden Summe aus Minima der normierten Schubspannung $\overline{u'v'_{max,min}}/\overline{U}^2$ und $\overline{v'w'_{max,min}}/\overline{U}^2$ im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors, $l/l_{Diff} = 0$, $h/h_{ein} = 0.97$, NACA-profilierter Rotor, 5 mm-Speichenrad

hier ein logarithmischer Zusammenhang

$$c_p = 0.19 \cdot \ln \left(-\left(\frac{\overline{u'v'_{min}}}{\overline{U}^2} + \frac{\overline{v'w'_{min}}}{\overline{U}^2} \right) \right) + 1.04 \quad (7.16)$$

7 Ergebnisse

zwischen den minimal über den Schaufeldurchlauf auftretenden Schubspannungen und dem erzielten Druckrückgewinn. Dieser Zusammenhang ist unabhängig von dem eingesetzten Speichenrad. Alle Funktionen gelten ausschließlich für den 20°-Ringdiffusor. Im 15°-Ringdiffusor wird für das 5 mm-Speichenrad drehzahlunabhängig ein c_p -Wert von über 0.6 erreicht. Damit fehlt für die Erstellung eines logarithmischen Zusammenhangs zwischen erzieltm Druckrückgewinn und den Schubspannungen eine ausreichende Basis an Messwerten.

Die Reynolds'schen Schubspannungsterme ergeben sich aus der Herleitung der Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Gleichungen durch die Berücksichtigung der mittleren und Schwankungsgrößen in den Navier-Stokes-Gleichungen. Die Herleitung ist in Abschn. 2.2 beschrieben. Der Reynolds'sche Schubspannungsterm beispielsweise in axial-radialer Richtung beträgt demnach $-\rho\overline{u'v'}$. In diesem Abschnitt werden die Schubspannungsgrößen ohne Berücksichtigung des negativen Vorzeichens und der Dichte ausgewertet.

Werden die in diesem Abschnitt herausgearbeiteten Ergebnisse auf die Reynolds'schen Schubspannungsterme übertragen, ergibt sich ein Vorzeichenwechsel. Demnach haben steigende Werte für den Reynolds'schen Schubspannungstensor $-\rho\overline{u'v'}$ einen positiven Einfluss auf den Druckrückgewinnkoeffizienten. Gleiches gilt für $-\rho\overline{v'w'}$ und die Summe aus beiden Werten. Demnach haben positive Reynolds'sche Schubspannungsterme, die eine radiale Komponente enthalten, einen positiven Einfluss auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor. Da für die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht im Ringdiffusor ein radialer Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht notwendig ist, wird dieser durch die positiven Reynolds'schen Schubspannungsterme mit einer radialen Komponente unterstützt bzw. gewährleistet. Die Ergebnisse, die in diesem Abschnitt erarbeitet wurden, decken sich daher mit diesen Überlegungen.

7.8 Integrale Längenskalen l_x

Wie in Abschn. 5.3 beschrieben lassen sich integrale Längenskalen nach Rotta (1972) stark vereinfacht als Durchmesser von Turbulenzballen bzw. Wirbeln deuten. Daher werden im Folgenden die integralen Längenskalen im Eintritt des Ringdiffusors hinter dem rotierenden Speichenrad ermittelt. Es wird überprüft, ob zwischen den integralen Längenskalen und dem erzielten Druckrückgewinnkoeffizienten für die einzelnen Betriebspunkte ein Zusammenhang besteht. Für das Verfahren müssen die periodischen Anteile, in diesem Fall die Speichennachläufe, aus dem Frequenzsignal herausgefiltert werden (siehe Abschn. 5.3). Da für die zylindrischen Speichen ein Großteil der Abströmung von den Nachlaufdellen geprägt ist (siehe Abb. 7.10), kann dieses Verfahren für diese Betriebspunkte nicht angewendet werden, um ein plausibles Ergebnis zu generieren. Daher werden im Folgenden nur die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor herangezogen.

In Abb. 7.25 sind die Ergebnisse der integralen Längenskala in Strömungsrichtung in der Eintrittsebene des 15°-Ringdiffusors für die sieben Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor dargestellt. Sentker (2000) untersucht das integrale Längenmaß hinter der rotierenden Stufe eines Niedergeschwindigkeitsaxialverdichters. Die Reynolds-Zahlen

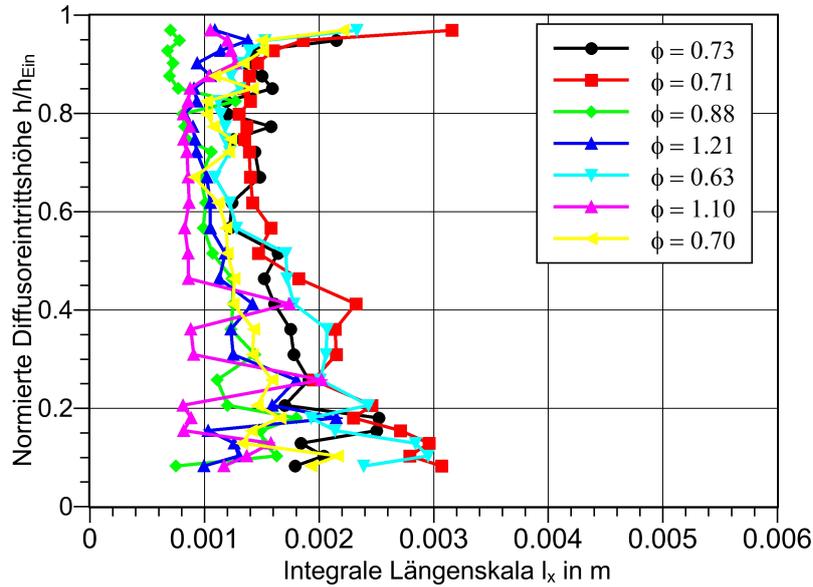


Abbildung 7.25: Turbulente Längenskala in Strömungsrichtung im Eintritt 15°-Ringdiffusor, NACA-Rotor

an der Rotorschaukel sind bei Sentker (2000) mit $4.5 \cdot 10^5$ um den Faktor 4.5 höher als am hier eingesetzten NACA-Profil. Nach Lumley und Tennekes (1972) besteht zwischen Reynoldszahl und integraler Längenskala der Zusammenhang

$$\frac{\eta}{l_x} \sim Re^{-3/4}, \quad (7.17)$$

weshalb die integrale Längenskala bei ähnlichen Ansaugbedingungen bei Sentker (2000) theoretisch um den Faktor 3 größer ist als hinter dem NACA-Rotor, sich aber in der gleichen Größenordnung bewegt. Die integralen Längenskalen, die Sentker (2000) im Verdichteraustritt berechnet, liegen ebenfalls im unteren Millimeterbereich, sodass die hier hinter dem NACA-Rotor ermittelte Größenordnung der integralen Längenskala im unteren Millimeterbereich ein plausibles Ergebnis ist. Das turbulente Längenmaß nimmt für alle Betriebspunkte von der Nabe zum Gehäuse hin ab. Die Betriebspunkte mit hoher Durchflusszahl und einem hohen Druckrückgewinn haben ein tendenziell geringeres integrales Längenmaß als mit niedrigen Durchflusszahlen. Im gehäusenahen Bereich steigen die integralen Längenskalen für die Betriebspunkte mit einer geringen Durchflusszahl an. Dies ist durch den Einfluss der Grenzschicht begründet. Die Grenzschicht ist in diesen Betriebspunkten bereits im Eintritt des Ringdiffusors dicker, als für die Betriebspunkte mit einer hohen Durchflusszahl. Sie wird nicht durch die Wirbelstrukturen, die in den drei Betrieb-

7 Ergebnisse

spunkten mit der hohen Durchflusszahl in Gehäusenähe vorhanden sind, mit kinetischer Energie versorgt. Der Anstieg der integralen Längenskalen für einzelne Betriebspunkte zur Nabe hin kann durch das höher werdende Verhältnis von Nachlaufdelle zur freien Strömung zwischen den Nachläufen mit sinkender radialer Höhe begründet werden. Da die deterministischen Schwankungsgrößen, die sich aus den Nachläufen der Profile ergeben, für die Auswertung der integralen Längenskalen herausgefiltert werden, kann es in diesem Bereich zu Unschärfen des Auswerteverfahrens kommen. Dadurch sind auch die hohen Schwankungen über die radiale Höhe für einige Betriebspunkte zu erklären.

In Abb. 7.26 sind die integralen Längenskalen in Strömungsrichtung in der Eintrittsebene des 20°-Ringdiffusors für die sieben Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor dargestellt. Auch hier zeigen die Betriebspunkte mit den höchsten Durchflusszahlen tenden-

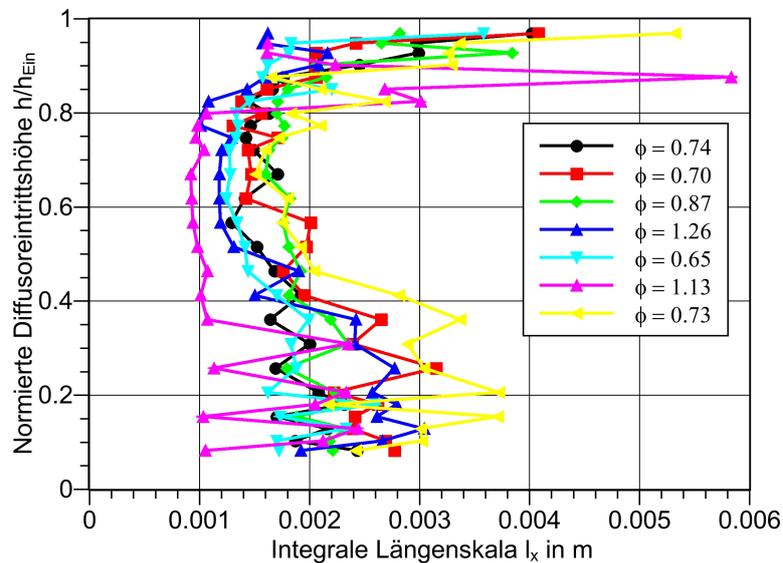


Abbildung 7.26: Turbulente Längenskala in Strömungsrichtung im Eintritt 20°-Ringdiffusor, NACA-Rotor

ziell die kleinsten Werte für die integralen Skalen. Der Einfluss der Grenzschicht ist für die Betriebspunkte für kleine Durchflusszahlen < 1 am 20°-Ringdiffusor noch ausgeprägter, als für den 15°-Ringdiffusor. Die hohen Werte der integralen Längenskala für den Betriebspunkt mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.13$ für eine normierte radiale Höhe zwischen 0.8 und 0.9 kann nur durch eine Unschärfe in der Auswertung erklärt werden. Unterhalb einer normierten radialen Höhe von 0.4 steigen die integralen Längenskalen und deren Schwankungen wie beim 15°-Ringdiffusor an.

Eine Beurteilung der Zusammenhänge zwischen integraler Längenskala und der Durchflusszahl bzw. dem Druckrückgewinn kann aus den beiden vorgestellten Diagrammen nicht vorgenommen werden. Um den Einfluss der gehäuseseitigen Grenzschicht und den Unschärfen im Auswerteverfahren bis zu einer normierten radialen Höhe von 0.4 auszuklammern,

werden die Werte der integralen Längenskalen im Bereich der normierten radialen Höhe von 0.4 bis 0.8 arithmetisch für jeden Betriebspunkt mit dem NACA-profilierten Rotor gemittelt. Diese Mittelwerte werden in Abb. 7.27 gegen den jeweils erzielten Druckrückgewinnkoeffizienten aufgetragen. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen den turbulenten

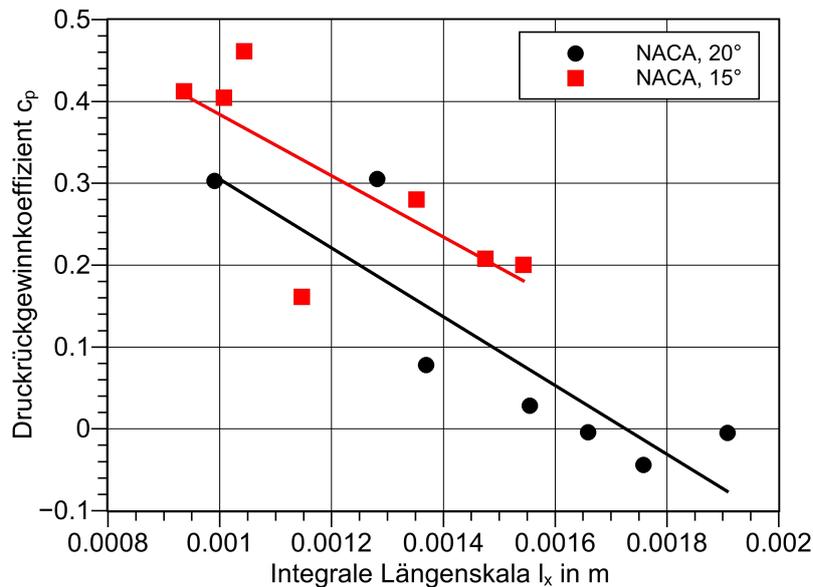


Abbildung 7.27: Druckrückgewinnkoeffizient über mittlerer turbulenter Längenskala im Eintritt Ringdiffusor, $l/l_{Diff} = 0$, NACA-profilierter Rotor

Längenskalen und dem Druckrückgewinnkoeffizienten. Für beide Diffusoröffnungswinkel von 15° und 20° steigen die integralen Längenskalen mit sinkendem Druckrückgewinnkoeffizienten. Die Größe der integralen Längenskalen wird aber durch die Strömungsverhältnisse hinter dem NACA-profilierten Rotor im Ringdiffusor beeinflusst und nicht durch den eingestellten Betriebspunkt. Bei nahezu gleichen Durchflusszahlen und damit nahezu identischem Massenstrom und Drehzahl für die einzelnen Betriebspunkte (vgl. Tab. 7.1) am 15° - und 20° -Ringdiffusor sind die Längenskalen im Eintritt des 20° -Ringdiffusors tendenziell größer als am 15° -Ringdiffusor. Für die mit dem NACA-profilierten Rotor maximal erreichten Druckrückgewinnkoeffizienten im 15° -Ringdiffusor >0.4 und im 20° -Ringdiffusor von 0.3 liegen dagegen die integralen Längenskalen (mit einer Ausnahme) bei einem Wert von 0.001 m.

Nach Schlichting und Gersten (1997) haben neben dem Turbulenzgrad auch die charakteristische Länge der Turbulenz einen Einfluss auf die Grenzschicht. Maximalwerte der Wandschubspannung, die nach Schlichting und Gersten (1997) umgekehrt proportional zur Grenzschichtdicke ist, weisen Meier und Kreplin (1980) bei konstantem Turbulenzgrad nach, wenn die integralen Längenskalen in der Größenordnung der Grenzschichtdicke δ sind. Eine Verdopplung der Längenskalen bewirkt eine Senkung der Wandschubspannung

7 Ergebnisse

um 1.5% und damit eine Verdickung der Grenzschicht.

Es gibt demnach einen Zusammenhang zwischen der Größe der integralen Längenskalen und der Grenzschichtdicke. Aufgrund der geometrischen Ausmaße der 3D-Hitzdrahtsonde können nahe am Gehäuse am Eintritt des Ringdiffusors keine Aussagen über die Grenzschichtdicke aller Betriebspunkte getroffen werden und damit kein quantifizierter Zusammenhang zwischen Grenzschichtdicke und integraler Längenskala gegeben werden. Die Ergebnisse in Abb. 7.27 zeigen aber, dass sich eine kürzere integrale Längenskala und damit anschaulich kleinere Durchmesser der Turbulenzballen positiv auf den Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht auswirken. Dies ist vorteilhaft für die Entwicklung der Grenzschichtdicke und damit auf den Druckrückgewinn im Ringdiffusor.

7.9 Invariantenkarte

Mit der Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977) kann untersucht werden, wie stark und in welcher Art die Turbulenz in einer Strömung von Anisotropie geprägt ist. Es wird keine Aussage über die Höhe der Turbulenz oder des Turbulenzgrades getroffen, sondern über das Verhältnis der Turbulenzgrößen der drei Koordinatenrichtungen zueinander. Das Auswerteverfahren und die Grenzen der Invariantenkarten mit den charakteristischen Grenzzuständen der Turbulenz sind in Abschn. 5.2 beschrieben. Es werden insgesamt acht Betriebspunkte detailliert untersucht. Die Ergebnisse von jeweils zwei Betriebspunkten werden mit nahezu gleichen Betriebsparametern bzw. Durchflusszahlen am 15°- und am 20°-Ringdiffusor gegenübergestellt. Eine Auflistung dieser Betriebspunkte und deren Gegenüberstellung findet sich in Tab. 7.6 wieder. Für diese Betriebspunkte wird mit dem

Tabelle 7.6: Betriebspunkte Invariantenkarte

15°-Ringdiffusor			20°-Ringdiffusor		
Nr. nach Tab. 7.1	Rotor	Durchflusszahl ϕ	Nr. nach Tab. 7.1	Rotor	Durchflusszahl ϕ
4	NACA	1.21	19	NACA	1.26
1	NACA	0.73	16	NACA	0.74
3	NACA	0.88	18	NACA	0.87
13	5 mm	2.12	29	5 mm	2.12

NACA-profilierten Rotor und dem 5 mm-Speichenrad die Art der Turbulenz im Eintritt des Ringdiffusors untersucht und am Ende in Bezug zum Druckrückgewinn gesetzt.

In Abb. 7.28 sind die Ergebnisse für die Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor und der jeweils höchsten Durchflusszahl $\phi = 1.21$ und $\phi = 1.26$ am Eintritt beider Diffusorgeometrien dargestellt. Es werden die Invariantenkarten und die dazu gehörigen Verläufe der drei Schwankungsgrößen über sechs Positionen über die normierte radiale Höhe h/h_{ein} im Diffusoreintritt und jeweils für einen Schaufeldurchlauf dargestellt. Jeder Punkt in der Invariantenkarte stellt den Zustand der Turbulenz für einen Zeitpunkt über eine Schaufelteilung T dar. Da mit den Hitzdrahtsonden mit einer konstanten Frequenz von 50 kHz gemessen wird, sind abhängig von der Rotordrehzahl eine unterschiedliche Anzahl an Messwerten in den Invariantenkarten vorhanden. Auch wenn die Bestimmung der Messwerte in der Invariantenkarte über die Schubspannungsterme erfolgt, werden aus Gründen der Anschaulichkeit bewusst die Schwankungsgrößen neben den Invariantenkarten dargestellt. Der Verlauf der drei Schwankungsgrößen zueinander gibt eine anschauliche Vorstellung für die Ausprägung der Anisotropie in der Strömung. Das Verhältnis der drei Schwankungsgrößen zueinander und damit der Grad der Anisotropie wird für jeden Zeitpunkt innerhalb einer Schaufelteilung, an dem Messwerte vorliegen, in der Invariantenkarte als Punkte dargestellt. Diese Punkte stellen die berechneten Werte für die Invarianten II und III aus den Spannungssensoren dar. Die oberen beiden der sechs dargestellten radialen Positionen sind jeweils in Gehäusenähe und die restlichen vier äquidistant über den Eintritt verteilt. Da die Invariantenkarte keine Information über die Stärke der Turbulenz, sondern nur über deren Ausprägung wiedergibt, werden auch die Absolutwerte der Schwankungsgrößen nicht miteinander verglichen, sondern relativ zueinander gesehen. Das bedeutet, dass z. B. bei unterschiedlich hohen Turbulenzgraden der gleiche Grad der Anisotropie vorliegen kann, da die Schwankungsgrößen zueinander das gleiche Verhältnis haben, die absoluten Differenzen zwischen den einzelnen Schwankungsgrößen sich aber unterscheiden. Die der Auswertung zugrunde liegenden Schubspannungsterme und Schwankungsgrößen werden jeweils wie in den Abschnitten zuvor über das Ensemble-Mittelungsverfahren nach Abschn. 5.1 ermittelt. Die Invariantenkarten am 15°-Ringdiffusor in Abb. 7.28 links sind über die gesamte Kanalhöhe von einer axialsymmetrischen, zigarrenförmigen Turbulenz mit einer höheren dritten Komponente geprägt, wobei diese im oberen Drittel des Kanals noch ausgeprägter ist durch die Lage der Messwerte nahe der unteren Grenzlinie. Es sind nahezu keine Messwerte mit einer negativen dritten Invariante III_a vorhanden. Die Schwankungsgröße in radialer Richtung v' ist dabei über die gesamte Kanalhöhe höher im Vergleich zu denen in axialer u' und Umfangsrichtung w' . Letztere sind außer im Bereich der Nachlaufdelle nahezu gleich groß. Daraus ergibt sich die in der Invariantenkarte dominierende axialsymmetrische Turbulenz aus u' und w' mit einer höheren dritten Komponente v' . Deutlich ist in den beiden oberen radialen Positionen die Ausprägung des Wirbels durch die breitere Nachlaufdelle mit den zwei Spitzen zu erkennen (vgl. Abschn. 7.4). In diesem Betriebspunkt wird ein Druckrückgewinnkoeffizient $c_p = 0.46$ erreicht.

Im Eintritt des 20°-Ringdiffusors auf der rechten Seite von Abb. 7.28 ergeben sich bei einer ähnlich hohen Durchflusszahl von $\phi = 1.26$ andere Ausprägungen der Turbulenz im Vergleich zum 15°-Ringdiffusor. Die Tendenz zur axialsymmetrischen Turbulenz liegt nicht ausschließlich mit einer größeren dritten Komponente vor. Über die gesamte Kanalhöhe treten vermehrt Werte mit einer negativen dritten Invariante III_a auf, wodurch eine Ten-

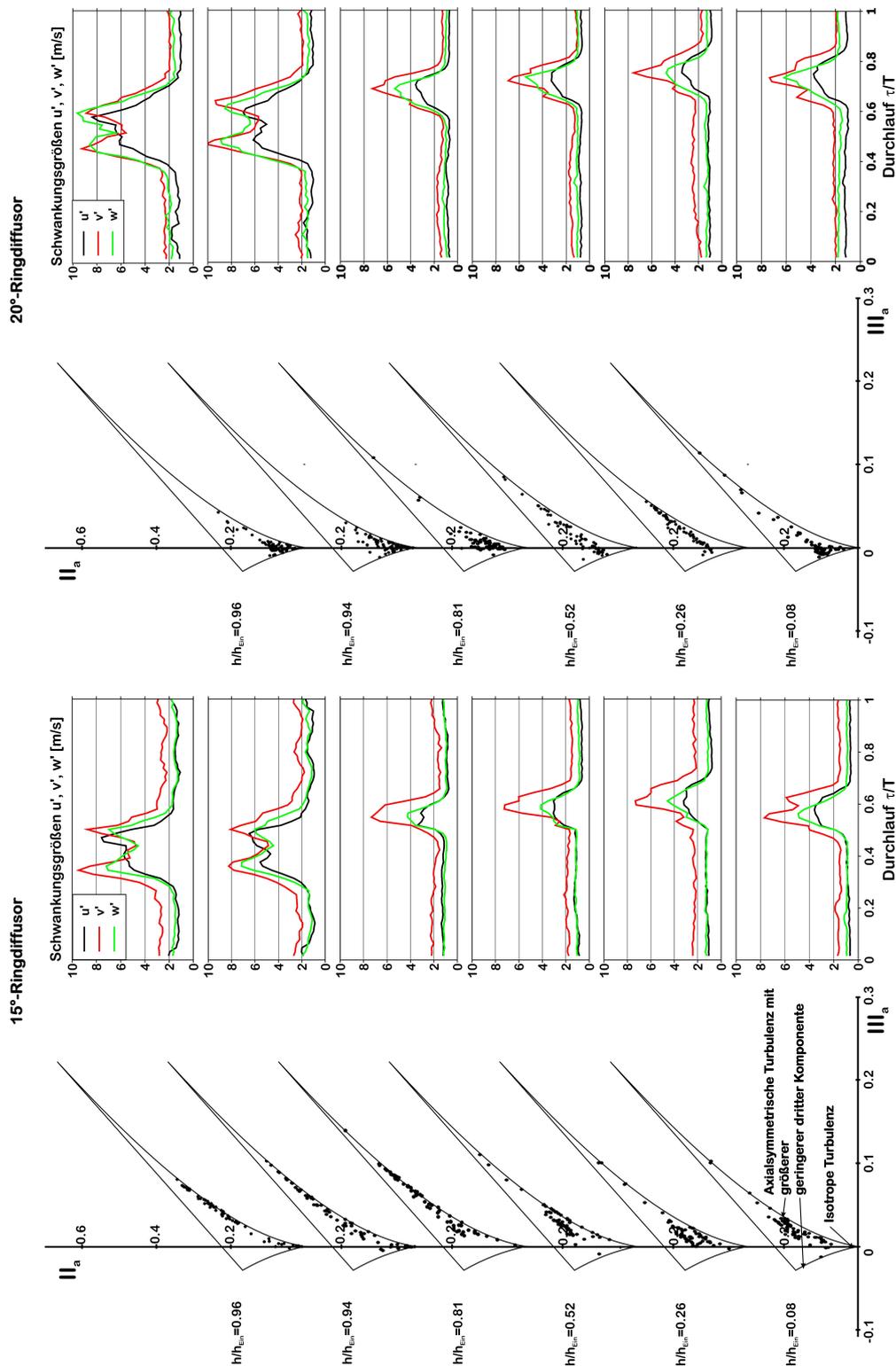


Abbildung 7.28: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufelddurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierendem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.21$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.26$

denz zur pfannkuchenförmigen, axialsymmetrischen Turbulenz mit einer geringeren dritten Komponente vorliegt. Es wird bewusst auf Tendenzen eingegangen, da ein Großteil der Messwerte nicht an den Grenzen der Invariantenkarte liegt, wodurch eine Zuordnung zu einem Grenzfall für die Ausprägung der Turbulenz nicht möglich ist. Dies bestätigen auch die Verläufe der gemittelten Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf T . In nahezu jeder radialen Position ist der Wert der Schwankungsgröße in radialer Richtung v' tendenziell der größte, allerdings ist der Wert der Schwankungsgröße in Umfangsrichtung w' höher als in axialer Richtung u' . Der Druckrückgewinnkoeffizient für diesen Betriebspunkt beträgt 0.31.

Obwohl die beiden Betriebspunkte mit nahezu dem gleichen Massenstrom und Drehzahl betrieben werden, woraus sich die ähnliche Durchflusszahl ergibt, zeigt die Struktur der Turbulenz wesentliche Unterschiede. Diese Unterschiede sind nicht nur in Gehäusenähe, wo sich aufgrund des Diffusoröffnungswinkels die Grenzschicht unterschiedlich ausbildet, sondern auch in der Hauptströmung und in Nabennähe festzustellen. Die Rückwirkung des Strömungszustandes im Diffusor hat also einen direkten Einfluss auf die Turbulenzstruktur in der Rotorabströmung.

Die Invariantenkarten in Abb. 7.29 beschreiben den Zustand der Turbulenz im Eintritt beider Ringdiffusoren im drallfreien Auslegungspunkt des NACA-Rotors. Die Invariantenkarten für beide Diffusoröffnungswinkel sind über den gesamten Eintrittsradius sehr ähnlich. Es gibt eine Vielzahl von Messwerten in der Invariantenkarte mit einer negativen dritten Invariante III_a und damit einer axialsymmetrischen, pfannkuchenförmigen Turbulenz mit geringerer dritter Komponente. Eine klare, über den gesamten Schaufeldurchlauf dominante Ausprägung liegt aber nicht vor. Diese Tendenzen sind auch in den Schwankungsgrößen zu erkennen. In allen radialen Positionen ist über einen weiten Bereich die Schwankungsgröße in axialer Richtung u' die niedrigste und in einigen Bereichen die Schwankungsgrößen in radialer v' und Umfangsrichtung w' besonders zwischen den Nachläufen der Schaufeln deckungsgleich darüber. Innerhalb der Nachlaufdelle hat stets die Komponente in Umfangsrichtung w' die höchsten und in axialer Richtung u' den geringsten Wert. Dazwischen liegt die radiale Komponente mit einem tendenziell geringeren Abstand zur Schwankungskomponente in Umfangsrichtung w' im 15°-Ringdiffusor. Beide Betriebspunkte haben mit 0.21 für den 15°- und mit 0.03 für den 20°-Ringdiffusor einen vergleichsweise geringen Druckrückgewinnkoeffizienten.

Die Betriebspunkte mit dem NACA-Rotor und Durchflusszahlen $\phi = 0.88$ und $\phi = 0.87$ bilden beide an der Spitze der Nachlaufdelle einen Wirbel aus. Beim 15°-Ringdiffusor wird die Grenzschicht dadurch stabilisiert, beim aggressiver öffnenden 20°-Ringdiffusor nicht. Die Invariantenkarten und Schwankungsgrößen für diese beiden Betriebspunkte sind in Abb. 7.30 gegenübergestellt. In den Invariantenkarten des Betriebspunktes mit dem 15°-Ringdiffusor liegen speziell in der unteren Kanalhälfte Messwerte mit einer negativen dritten Invariante III_a vor, während in der oberen Kanalhälfte die Messwerte im positiven Bereich mit einer Tendenz zur axialsymmetrischen Turbulenz mit größerer dritter Komponente überwiegen. Die Werte der Schwankungsgrößen in radialer v' und Umfangsrichtung w' sind über die einzelnen Schaufeldurchläufe in weiten Bereichen nahezu identisch. Die axiale Komponente u' ist in der Nachlaufdelle stets geringer als die anderen beiden, in den

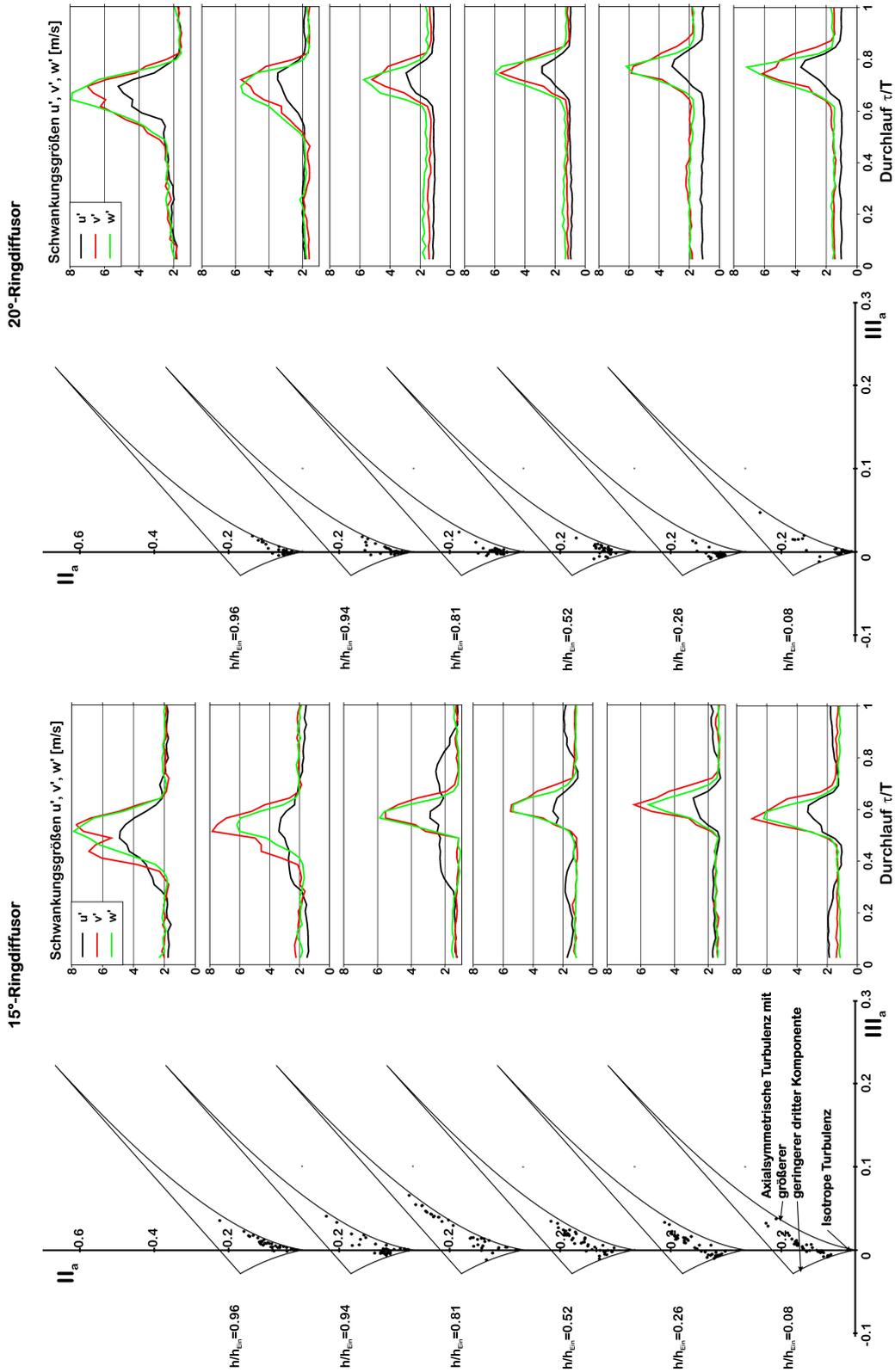


Abbildung 7.30: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.88$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.87$

ungestörten Bereichen über weite Teile größer. In Gehäusenähe ist die Ausbildung des Wirbels an der Spitze der Nachlaufdelle ausgeprägt. Im Vergleich mit den Betriebspunkten mit den höchsten Durchflusszahlen in Abb. 7.28 ist hier die radiale Schwankungskomponente v' nicht die dominante über einen Schaufeldurchlauf. Der Druckrückgewinnkoeffizient von 0.41 ist auch hier vergleichsweise hoch.

Im Eintritt des 20°-Ringdiffusors liegen in den Invariantenkarten über die gesamte radiale Höhe geringe Absolutwerte für die zweite II_a und dritte Invariante III_a vor. Es besteht eine Tendenz zu einer axialsymmetrischen Turbulenz mit einer geringeren dritten Komponente, mehrheitlich ist aber keine klare Grenzstruktur der Turbulenz ausgeprägt. Die Schwankungsgrößen in radialer v' und Umfangsrichtung w' haben über die gesamte radiale Höhe für einen Schaufeldurchlauf nahezu die gleichen Werte. Die axiale Komponente u' liegt in den Schaufelnachläufen immer unterhalb der anderen beiden. In der freien Strömung sind diese Werte in Nabennähe ebenfalls geringer. Zum Gehäuse hin wird der Abstand stetig kleiner, sodass in Gehäusenähe alle drei Komponenten nahezu den gleichen Wert erreichen, was in den zugehörigen Invariantenkarten durch die Nähe zur isentropen Turbulenz bestätigt wird. In diesem Betriebspunkt wird kein Druck im Ringdiffusor aufgebaut.

Die sechs bisher detailliert untersuchten Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor beschreiben die Grenzfälle hinsichtlich des erreichten Druckrückgewinns im Ringdiffusor. Wenn ein hoher Druckrückgewinn erzielt wird, liegt mehrheitlich eine Tendenz zur axialsymmetrischen, zigarrenförmigen Turbulenz mit einer größeren dritten Komponente vor. Die dritte Komponente ist in diesen Fällen die radiale Komponente v' . Bei den Betriebspunkten mit geringem oder keinem Druckrückgewinn liegt dagegen mehrheitlich eine Tendenz zur axialsymmetrischen, pfannkuchenförmigen Turbulenz mit kleinerer dritter Komponente vor, die in den meisten Fällen die Schwankungsgröße in axialer Richtung u' ist. Die Struktur der Turbulenz aus dem NACA-profilierten Rotor scheint demnach die Unterstützung der Grenzschicht zu begünstigen, wenn eine axialsymmetrische Turbulenz mit einer höheren dritten Komponente in radialer Richtung vorliegt.

Ob die bisherigen Erkenntnisse auf die Zustände der Turbulenz aus der Abströmung des zylindrischen Speichenrades übertragbar sind, wird mit Hilfe der Abb. 7.31 untersucht. Es sind die Ergebnisse für das 5 mm-Speichenrad und einer Durchflusszahl $\phi = 1.21$, was einer Speichenaddrehzahl von 2000 min^{-1} entspricht, dargestellt. Die Breite für den Schaufeldurchlauf T wird gegenüber den Betriebspunkten mit dem NACA-profilierten Rotor wieder konstant gehalten, sodass durch die doppelte Anzahl an Speichen im 5 mm-Speichenrad wieder zwei Nachläufe zu erkennen sind. Für den 15°-Ringdiffusor ähneln sich die Invariantenkarten über die gesamte Kanalhöhe. In einem engen Bereich sind die Messwerte vom Ursprung entlang der Linie für die zigarrenförmige, axialsymmetrische Turbulenz mit einer höheren dritten Komponente verteilt. Besonders in der oberen Kanalhälfte rückt die Turbulenz vom zigarrenförmigen Grenzzustand ab, sodass die Wolke aus Messpunkten in Richtung Mitte des Dreiecks aufgedickt. Es treten nahezu keine Zustände mit einer negativen dritten Invariante III_a auf. Die Schwankungsgröße in Umfangsrichtung w' hat über die gesamte radiale Höhe den größten Wert. In Nabennähe ist die Differenz der radialen Schwankungskomponente v' im Speichennachlauf und der freien Strömung gering und steigt mit zunehmender Kanalhöhe stetig an. Auch für die anderen beiden Schwankungskompo-

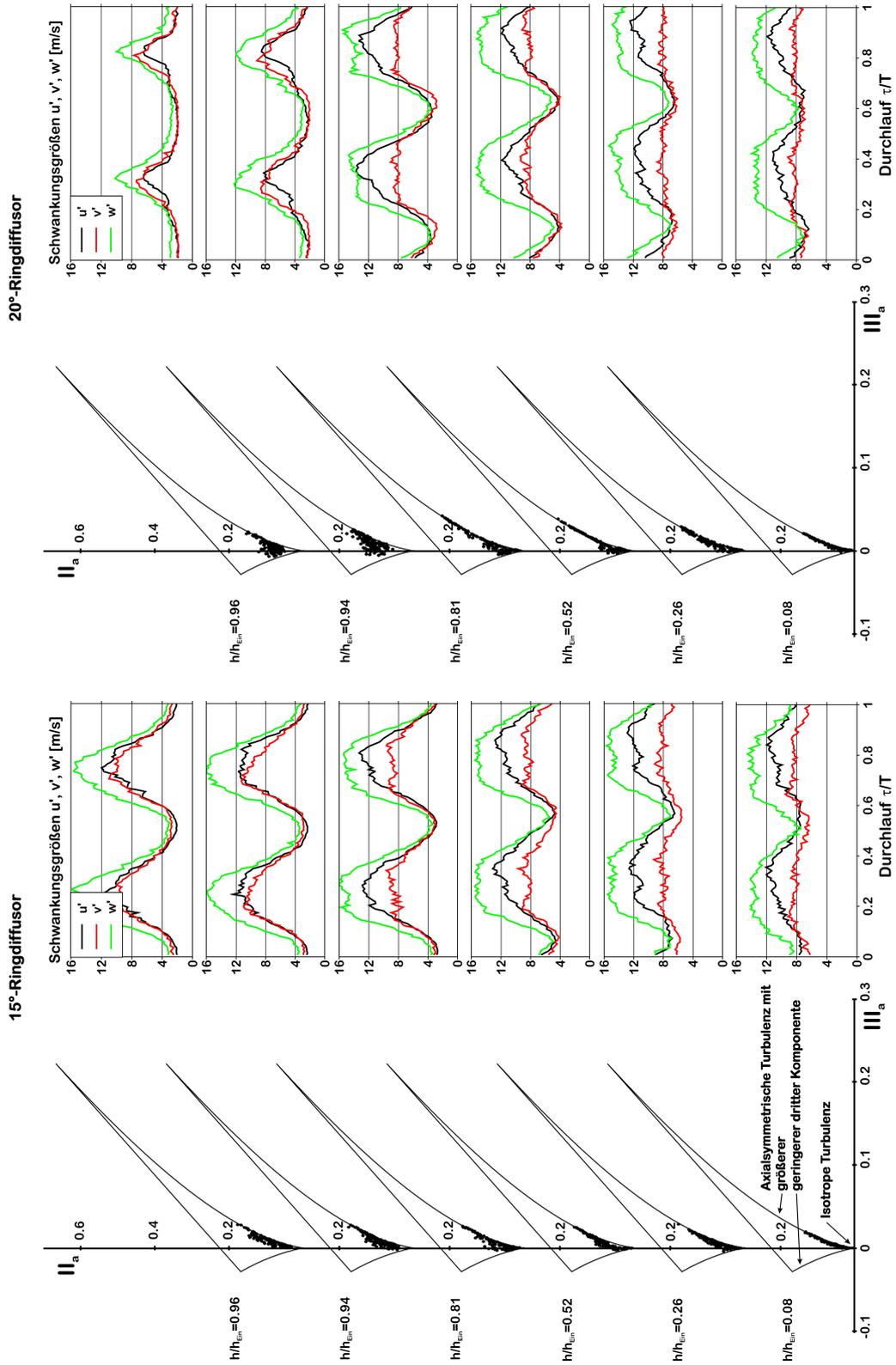


Abbildung 7.31: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 2.12$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 2.12$

nenten steigt diese Differenz zum Gehäuse hin an. Da die Speichen in Nabennähe durch die doppelte Anzahl sehr eng aneinander liegen, kann sich keine freie Strömung ausbilden. Zum Gehäuse hin vergrößert sich der Abstand zwischen den Speichen, sodass sich ein Bereich der freien Strömung ausbilden kann, was mit geringeren Werten der Schwankungsgröße in diesem Bereich einhergeht. Die Maximalwerte der Schwankungsgrößen in den Nachläufen steigen zum Gehäuse hin gering an. In den oberen beiden Messpunkten sind die radiale und axiale Schwankungsgröße nahezu identisch über den gesamten Schaufeldurchlauf. In den restlichen Betriebspunkten liegt die axiale Komponente besonders in den Nachläufen oberhalb der radialen. In diesem Betriebspunkt wird ein c_p -Wert von 0.63 erreicht.

Im unteren Kanalbereich des 20°-Ringdiffusors ist die Ausprägung der Turbulenz ähnlich der im 15°-Ringdiffusor mit einer Tendenz zur axialsymmetrischen Turbulenz mit höherer dritter Komponente. Mit zunehmender radialer Höhe steigt der Anteil an Messwerten mit einer negativen Invariante III_a und damit der pfannkuchenförmigen Turbulenz an. Des Weiteren ist die Wolke aus Messwerten in Richtung der Mitte des Dreiecks stärker aufgeweitet. Der Verlauf der Schwankungsgrößen von der Nabe bis zur Kanalmitte ist dem im 15°-Diffusor sehr ähnlich. Besonders für die oberen beiden Punkte am Gehäuse zeigen sich aber deutliche Unterschiede, die sich auch auf die Invariantenkarte auswirken. Die Nachläufe sind von der Breite und der Intensität nicht mehr so stark ausgeprägt, was auf den Einfluss der sich ausbildenden Grenzschicht zurückzuführen ist. Der Druckrückgewinnkoeffizient in diesem Betriebspunkt beträgt 0.22.

Die Invariantenkarten der Betriebspunkte mit dem NACA-profilierten Rotor und dem 5 mm-Speichenrad stimmen in derart überein, dass bei einem hohen erzielten Druckrückgewinn eine Tendenz zur axialsymmetrischen Turbulenz mit einer höherer dritten Komponente vorliegt. Es unterscheidet sich aber die Richtung der dritten Komponente. Während beim NACA-profilierten Rotor die radiale Komponente v' überwiegt, ist die höhere dritte Komponente beim 5 mm-Speichenrad die Umfangskomponente w' . Letzteres resultiert aus der Art der Abströmung von den zylindrischen Speichen, da die Wirbelbildung überwiegend in axial- Umfangsrichtung erfolgt und nicht in radialer Richtung.

Da nicht alle Betriebspunkte hier ausführlich diskutiert werden können, sind die übrigen Invariantenkarten und die zugehörigen Verläufe der Schwankungsgrößen im Anhang A.6 aufgeführt. Es ist schwierig anhand der Werte der Invarianten einen Zusammenhang zwischen der Art der Anisotropie und dem Druckrückgewinn zu ermitteln. Es kristallisieren sich aber phänomenologische Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen den einzelnen Betriebspunkten heraus, die in Relation zum Druckrückgewinnkoeffizienten gebracht werden. Dazu wird den Betriebspunkten, die in der Invariantenkarte in einer radialen Höhe zwischen $h/h_{ein} = 0.26$ und $h/h_{ein} = 0.81$ keine oder kaum negative Werte für die dritte Invariante III_a aufzeigen und damit eine Tendenz zur zigarrenförmigen axialsymmetrischen Turbulenz mit einer größeren dritten Komponente aufweisen, der Wert "1" zugeordnet. Die übrigen Betriebspunkten erhalten den Wert "-1". Diese Kennzahl wird dem in diesem Betriebspunkt erzielten Druckrückgewinnkoeffizienten in Abb. 7.32 gegenübergestellt. Berücksichtigt werden dabei die Betriebspunkte beider Ringdiffusoren und den Rotoren mit dem NACA-Profil und den 5 mm-Speichen.

Es ergibt sich einen Zusammenhang zwischen dem Druckrückgewinnkoeffizienten und

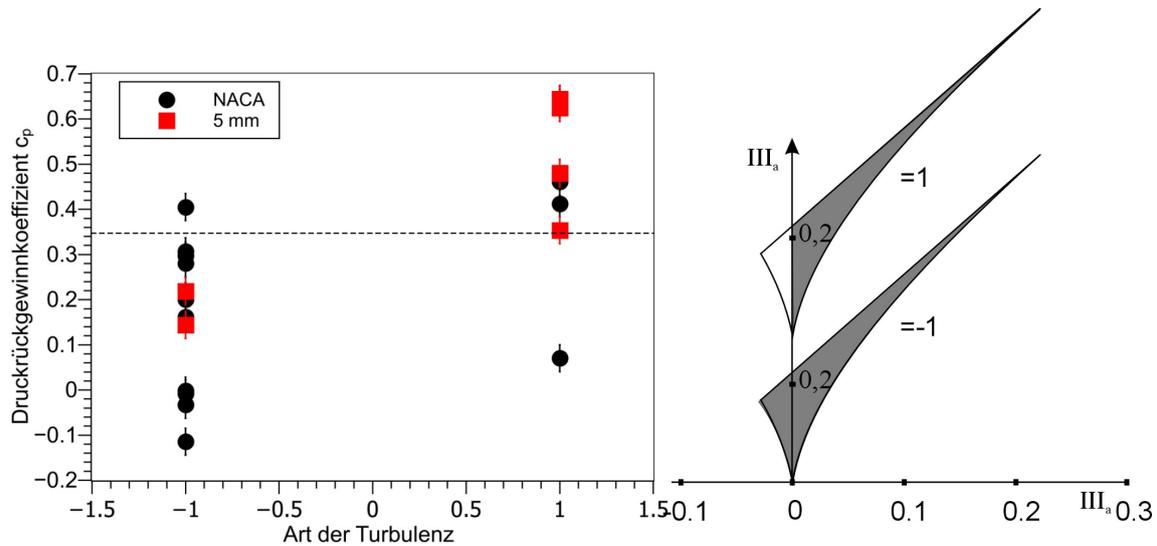


Abbildung 7.32: Zusammenhang zwischen der Art der Turbulenz und dem Druckrückgewinnkoeffizienten c_p (1 = ausschließlich axialsymmetrische Turbulenz mit höherer dritter Komponente, -1 = axialsymmetrische Turbulenz mit höherer und geringerer dritter Komponente)

der Art der Turbulenz. Die Betriebspunkte, die einen $c_p > 0.35$ erreichen, zeichnen sich mehrheitlich dadurch aus, dass die dritte Invariante III_a zu einem hohen Anteil positiv und damit eine vorwiegend axialsymmetrische Turbulenz mit einer größeren dritten Komponente vorliegt. Dabei scheint nicht von Bedeutung zu sein, welche der drei Schwankungsgrößen die größere ist. Während bei dem NACA-Rotor vornehmlich die radiale Schwankungsgröße v' größer ist als die anderen beiden, ist bei den zylindrischen Rotoren die Schwankungsgröße in Umfangsrichtung w' die dominierende. Für den Transport von turbulenter kinetischer Energie in die Grenzschicht ist der Transport in radialer Richtung entscheidend. Aufgrund der insgesamt hohen Turbulenzwerte in der Abströmung des 5 mm-Speichenrades kann dieser Transport auch über andere Mechanismen wie z. B. über den konvektiven Transport ermöglicht werden. Für die Abströmung aus einer Turbine sind daher die instationären Mechanismen, die durch das turbomaschinenähnliche NACA-Profil erzeugt werden, von größerer Bedeutung. Die Ausprägung einer axialsymmetrischen Turbulenz mit einer höheren dritten Komponente in radialer Richtung hat auch Auswirkungen auf die Höhe der Reynolds'schen Schubspannungen. Daher stehen die hier vorgestellten Ergebnisse auch in einem direkten Zusammenhang mit den Ergebnissen, die im Abschn. 7.7 vorgestellt werden.

Die Art der Turbulenz im Diffusoreintritt steht in einem Zusammenhang mit der Gehäusegrenzschicht im Diffusor und damit mit dem Druckrückgewinn. In allen untersuchten Betriebspunkten liegt über die gesamte Eintrittshöhe des Ringdiffusors eine anisotrope Turbulenz vor. Die Anisotropie der Turbulenz muss daher bei der Berechnung von Strömungen in Diffusoren berücksichtigt werden.

7 Ergebnisse

8 Schlussfolgerung und Ausblick

8.1 Schlussfolgerungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass die Abströmung des Turbinenrotors insbesondere im Spitzenbereich der Laufschaufeln entscheidend für die Stabilisierung der gehäuseseitigen Grenzschicht in Turbinendiffusoren ist. Die instationären Strömungsgrößen, die im Spitzenbereich des Schaufelnachlaufes entstehen, sind verantwortlich für den notwendigen Transport von kinetischer Energie in die Grenzschicht. Durch diesen Transport wird die Grenzschicht vom Diffusoreintritt an stabilisiert und ein hoher Druckrückgewinn im Diffusor erreicht.

Die am Diffusorprüfstand des Instituts für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik durchgeführten experimentellen Untersuchungen zeigen, dass es beim Einsatz eines turbomaschinenähnlichen NACA-profilierter Rotors bei Überlastpunkten zu Ausbildung von rotierenden Instabilitäten an der Schaufelspitze kommt. Die dadurch entstehenden gegensinnig rotierenden Wirbelpaare transportieren kinetische Energie aus der Hauptströmung in die Grenzschicht, sodass diese stabilisiert wird und ein hoher Druckrückgewinn erzielt wird.

Die turbulente kinetische Energie im gesamten Diffusoreintritt wird durch die Wirbelausprägung aber nicht entscheidend verändert. Eine Korrelation zwischen der turbulenten kinetischen Energie im gesamten Eintritt des Ringdiffusors und dem erzielten Druckrückgewinn ergibt sich nicht. Wenn dagegen ausschließlich der gehäusenaher Bereich der Strömung berücksichtigt wird, kann zwischen der turbulenten kinetischen Energie abhängig von der Abströmung der unterschiedlichen Rotoren und dem Druckrückgewinn eine lineare Korrelation ermittelt werden. Diese lineare Korrelation ist abhängig vom Diffusoröffnungswinkel, sodass der lineare Zusammenhang zwischen turbulenter kinetischer Energie und dem Druckrückgewinnkoeffizienten beim Einsatz des 20°-Ringdiffusors im Vergleich zum 15°-Ringdiffusor zu niedrigeren Druckrückgewinnkoeffizienten verschoben wird. Das bedeutet, zum Erreichen des gleichen Druckrückgewinnkoeffizienten für einen aggressiver öffnenden Ringdiffusor ist bei gleichen Abströmbedingungen des Rotors eine höhere Menge an turbulenter kinetischer Energie in Gehäusenähe notwendig.

Die im Schaufelnachlauf am Gehäuse maximal und minimal auftretenden Schubspannungen haben einen Einfluss auf den erzielten Druckrückgewinn in Form von logarithmischen Funktionen. Diese Funktionen sind unabhängig von den unterschiedlich ausgeprägten Abströmbedingungen der eingesetzten Rotoren und gültig für den 20°-Ringdiffusor. Die beiden für den radialen Impulstransport in die Grenzschicht verantwortlichen Schubspannungen mit einer radialen Komponente können zusammengefasst werden und beschreiben eine ebenfalls logarithmische Abhängigkeit zum erzielten Druckrückgewinnkoeffizienten. Für

eine Erhöhung des Druckrückgewinnkoeffizienten ist demnach eine exponentiell steigender Betrag der gehäusenahen Schubspannungen im Schaufelnachlauf notwendig.

Die Bedeutung der radialen Schwankungsgröße wird durch die Analyse der Turbulenz im Diffusoreintritt bestätigt. Anhand der Beurteilung durch den Einsatz der Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977) ist die Turbulenz im Diffusoreintritt für die Betriebspunkte mit einem hohen Druckrückgewinnkoeffizienten größer 0.35 von einer axialsymmetrischen Turbulenz mit einer größeren dritten Komponente geprägt. Für das turbomaschinenähnliche NACA-Profil liegt die größere dritte Komponente in radialer Richtung vor.

Die integralen Längenskalen, die im Diffusoreintritt aus der Abströmung des turbomaschinenähnlichen NACA-profilierten Rotors ermittelt werden, ergeben abhängig vom Öffnungswinkel des eingesetzten Ringdiffusors einen linearen Zusammenhang mit dem erzielten Druckrückgewinn. Bei hohen Druckrückgewinnkoeffizienten liegt eine geringe integrale Längenskala in der Abströmung des Rotors vor. Mit sinkendem Druckrückgewinnkoeffizienten nimmt die integrale Längenskala zu. Dieser lineare Zusammenhang wird für steigende Öffnungswinkel zu geringeren Druckrückgewinnkoeffizienten verschoben.

Bei der Auslegung eines Abgasdiffusors müssen demnach die Abströmverhältnisse der Turbine insbesondere im gehäusenahen Nachlauf der letzten Laufschaufel berücksichtigt werden. Für die gemeinsame Auslegung von Turbine und Diffusor ist deshalb der Blattspitzenbereich der letzten Turbinenstufe interessant, da hier die notwendigen turbulenten Größen für die Stabilisierung der Grenzschicht generiert werden. Hier muss zwischen evtl. Wirkungsgradeinbußen in der Stufe und dem Wirkungsgradgewinn im nachgeschalteten Diffusor sorgsam abgewägt werden.

8.2 Ausblick auf weiteren Forschungsbedarf

In der vorliegenden Arbeit ist es gelungen, verschiedene Einflüsse der Sekundärströmungen, die bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen eines vorgeschalteten Rotors generiert werden, auf die sich ausbildende Grenzschicht am Gehäuse eines Ringdiffusors zu bewerten. Insbesondere die logarithmischen Zusammenhänge zwischen den Schubspannungen, die am Gehäuse des Eintritts des 20°-Ringdiffusors auftreten, und dem erzielten Druckrückgewinn bietet einen Ansatz für zukünftige Auslegungen von Diffusoren. Aus den Ergebnissen ergeben sich aber auch neue Fragestellungen, die in zukünftigen Arbeiten geklärt werden können.

Der vorgestellte logarithmische Zusammenhang zwischen den am Gehäuse im Diffusoreintritt auftretenden Schubspannungen und dem erzielten Druckrückgewinn ist nur für den in dieser Arbeit untersuchten 20°-Ringdiffusor gültig. Durch die Untersuchung des Zusammenhanges zwischen den auftretenden Schubspannungen im gehäuseseitigen Nachlauf und dem Druckrückgewinn an anderen Diffusorgeometrien kann der logarithmische Zusammenhang auf eine breitere Basis gestellt und erweitert werden. Die Betriebspunkte, mit denen in dieser Arbeit die erforderlichen Schubspannungen für einen hohen Druckrückgewinn generiert werden, sind Extrempunkte hinsichtlich der Anströmung des NACA-Profiles

oder des Einsatzes des 5 mm-Speichenrades. Besonders in Bezug auf eine Anwendung in realen Diffusoren ist es vorteilhaft, den logarithmischen Zusammenhang an weniger aggressiver öffnenden Diffusoren mit Abströmbedingungen, die den Auslegungsbedingungen des vorgeschalteten Rotors entsprechen, zu untersuchen. Eine Variation hin zu kleineren Öffnungswinkeln verbunden mit einer Diffusorzuströmung, die hinsichtlich der turbulenten Größen in Gehäusenähe denen in realen Turbinenabströmungen bei geringer Inzidenz an der Endstufe entspricht, ist dafür notwendig. Damit kann ein umfangreiches Auslegungsdiagramm erstellt werden, in dem neben den geometrischen Abmessungen des Diffusors in der dritten Dimension ein logarithmischer Zusammenhang mit den maximal auftretenden Schubspannungen über einen Schaufeldurchlauf berücksichtigt wird.

Die Auswirkung der Stützrippen wird in den hier vorgestellten Ergebnissen nicht betrachtet. Ob die Ergebnisse aus dieser Arbeit auf Strömungsbedingungen in einem Diffusor mit Stützrippen übertragbar sind oder angepasst werden müssen, kann anhand von Experimenten mit Berücksichtigung der Stützrippen überprüft werden.

In dieser Arbeit werden dreidimensionale Hitzdrahtsonden eingesetzt, die aufgrund ihrer Abmessungen insbesondere im Diffusoreintritt die Grenzschicht nicht auflösen können. Da aber deren Zustand für die Entwicklung der Grenzschicht im gesamten Diffusor entscheidend ist, ist der zukünftige Einsatz von geeigneten instationären Messtechniken (z. B. kleiner dimensionierte Hitzdrahtsonden oder optische Messverfahren) notwendig, um die Zustände in der Grenzschicht aufzulösen. Damit kann auch der Einfluss der integralen Längenskala auf die Grenzschicht bewertet werden, da für die Beurteilung eines Zusammenhanges die Kenntnis der Grenzschichtdicke am Diffusoreintritt notwendig ist. Um bei den Messungen nicht durch die Höhe der Turbulenz beschränkt zu sein, ist ein entsprechendes Kalibrier- oder Korrekturverfahren für die jeweilige Messtechnik notwendig.

Die eingesetzte 3-Loch-Kobrasonde hat sich für den Einsatz im Diffusor zur Bestimmung des Druckrückgewinnkoeffizienten aufgrund der Empfindlichkeit auf eine radiale Strömungskomponente als fehlerbehaftet erwiesen. Für weitere Untersuchungen wird der Einsatz einer 5-Loch-Sonde mit einem kleinen Sondenkopf empfohlen, um sowohl die radiale Komponente zu berücksichtigen als auch die wandnahen Bereiche aufzulösen.

8 *Schlussfolgerung und Ausblick*

Literaturverzeichnis

- Ackeret, J. (Hg.) (1958): Grenzschichten in geraden und gekrümmten Diffusoren: Grenzschichtforschung, Band 1958. Springer, Berlin and Göttingen and Heidelberg.
- Adenubi, S. O. (1976): Performance and flow regime of annular diffusers with axial turbo-machine discharge inlet conditions. In: Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Band 98 Ser 1(2):S. 236–243.
- Albrecht, H.-E (Hg.) (2003): Laser doppler and phase doppler measurement techniques. Engineering online library. Springer, Berlin [u.a.]. ISBN 3-540-67838-7.
- Amann, C. A. und Dawson, D. W. (Hg.) (1969): Power turbine and its diffuser: SAE Meeting, Jan 13-17 1969, SAE Papers. Society of Automotive Engineers (SAE).
- Axelsson, L. U und George, W. K. (2008): Spectral analysis of the flow in an intermediate turbine duct. In: Proc. ASME Turbo Expo, Band 6(PART B).
- Badreddine, R. (2011): Analyse selbsterregter Strömungsfelder im Verdichter-Leitrad durch Kopplung von Particle Image Velocimetry und Hitzdrahtanemometrie mittels Fast Fourier Transformation. Dissertation, Universitätsbibliothek Kassel, Kassel.
- Baehr, H. D. und Kabelac, S. (2006): Thermodynamik. Springer Verlag, Berlin.
- Barker, A. G. und Carrotte, J. F. (2001a): Influence of compressor exit conditions on combustor annular diffusers, part 1: Diffuser performance. In: Journal of Propulsion and Power, Band 17(3):S. 678–685.
- Barker, A. G. und Carrotte, J. F. (2001b): Influence of compressor exit conditions on combustor annular diffusers part II: Flow redistribution. In: Journal of Propulsion and Power, Band 17(3):S. 687–694.
- Becker, B. und Stoffel, B. (2004): Experimental investigations of a combustion chamber pre-diffuser. In: Progress in Computational Fluid Dynamics, Band 4(3-5):S. 143–154.
- Becker, B. und Stoffel, B. (2005): Experimental Investigations of an annular combustion chamber diffuser flow. In: ISABE, Band 2005(2005-1262):S. 1–10.
- Binner, M. (2011): Experimentelle Untersuchung von Teil- und Schwachlastzuständen in Hochdruckdampfturbinen. Dissertation, Dr. Hut, München.

Literaturverzeichnis

- Bird, R. B.; Stewart, Warren E. und Lightfoot, Edwin N. (1960): Transport phenomena. Wiley & Sons, New York NY [u.a.].
- Blasius, H. (1910): Laminare Strömung in Kanälen wechselnder Breite. In: Zeitschrift für Mathematik und Physik, (Band 58):S. 225–233.
- Bohl, W. (1991): Technische Strömungslehre. Vogel, Würzburg, 9. Auflage. ISBN 3-8023-0036-X.
- Bradley, C. L. und Cockrell, D. J. (1971): The Response of Diffusers to flow conditions at their inlet. In: Symposium on internal flows, Band 1971(Paper Nr. 5):S. 32–41.
- Bruun, H. H. (1995): Hot-wire anemometry. Oxford Univ. Press, Oxford [u.a.]. ISBN 0-19-856342-6.
- Bubolz, T. (2005): Untersuchungen von randzonenkorrigierten Axialverdichterbeschleunigungen mit Strömungs-Messsonden. Cuvillier. ISBN 9783865374578.
- Camp, T. R. und Shin, H. W (1995): Turbulence intensity and length scale measurements in multistage compressors. In: Journal of Turbomachinery, Band 117(1):S. 38–46.
- Cherry, E. M.; Padilla, A. M.; Elkins, C. J. und Eaton, J. K. (2010): Three-dimensional velocity measurements in annular diffuser segments including the effects of upstream strut wakes. In: Int. J. Heat Fluid Flow, Band 31(4):S. 569–575.
- Coladipietro, R.; Schneider, J. H. und Sridhar, K. (1975): Effects of inlet flow conditions on the performance of equiangular annular diffusers. In: Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering, Band 3(2):S. 75–82.
- Cumpsty, N. A. und Horlock, J. H. (2006): Averaging nonuniform flow for a purpose. In: Journal of Turbomachinery, Band 128(1):S. 120–129.
- Cyris, F. (2011): Sensitivitätsuntersuchungen mit der Hitzdrahtmesstechnik: Projektarbeit. Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Dierksen, J. M. und Elrod, W. C. (Hg.) (1985): Use of a photon-correlating Laser Doppler Velocimeter in measuring annular diffuser flow: AIAA 23rd Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper. AIAA, Reno and NV and USA. ISBN 01463705.
- Dolan, F. X. und Runstadler, P. W. [JR.] (1973): Pressure recovery performance on conical diffusers at high subsonic Mach numbers. In: NASA Contractor Reports.
- Dominy, R. G.; Kirkham, D. A. und Smith, A. D. (Hg.) (1996): Flow development through inter-turbine diffusers: Proceedings of the 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress & Exhibition, June 10, 1996 - June 13, 1996, American Society of Mechanical Engineers (Paper). ASME, Birmingham and UK. ISBN 04021215.

- Dominy, R. G.; Kirkham, D. A. und Smith, A. D. (1998): Flow Development Through Interturbine Diffusers. In: Journal of Turbomachinery, Band 120(2):S. 298–304.
- ESDU (1967): Introduction to design and performance data for diffusers.
- Farokhi, S. (1987): Trade-off study of rotor tip clearance flow in a turbine/exhaust diffuser system: Papers Presented at the ASME Gas Turbine Conference and Exhibition. In: .
- Fleige, H. U (2001): Investigations of Gas Turbine Exhaust Diffuser Flows. In: Proceedings of the 4th European Conference on Turbomachinery, Band 2001(Paper ATI-CST-057/01):S. 665–674.
- Fleige, H. U (2002): Experimentelle und numerische Untersuchungen am Modell eines Turbinenaustrittsdiffusors. Fortschrittberichte VDI . Reihe 7, Strömungstechnik, ISSN 0178-9538. VDI-Verl, Düsseldorf, als ms. gedr Auflage. ISBN 3-18-344207-8.
- Fleige, H. U; Pietrasch, R.; Riess, W. und Seume, J. (2003): Optimierung von Turbinenaustrittsdiffusoren zur Wirkungsgradverbesserung. In: VDI Berichte, (1769):S. 115–118.
- Friberg, J.; Hassan, A.; Liguori, J. und Toussaint, M. (Hg.) (1989): Improvement of a steam turbine axial exhaust for combined cycle: 3rd International Symposium on Turbomachinery, Combined-Cycle Technologies and Cogeneration, August 30, 1989 - September 1, 1989, Band 4 von American Society of Mechanical Engineers, International Gas Turbine Institute (Publication) IGTI. Publ by ASME, Nice and Fr.
- Fruböse, J. (1990): Reduktion der Kenngrößen von Gasturbinenanlagen auf Normal-Eintrittszustand. In: BWK, Band 1990(Band 42):S. 676–680.
- Goeing, M. (1985): Untersuchungen über das Impulsmoment turbulenter Grenzschichten und Messungen im Diffusor eines Axialverdichters. Dissertation, Darmstadt, Techn. Hochsch., Diss., 1985.
- Griebel, A. und Seume, J. R. (2005): The influence of variable rotor-stator interaction on boundary-layer development in an axial compressor. In: Proc. ASME Turbo Expo, Band 6 PART B:S. 1459–1471.
- Haertl, A. P. (1989): Optimierung von Diffusoren durch Konturierung der Wände auf der Basis des Grenzschichtkonzeptes, Band 159 von Fortschritt-Berichte VDI. Reihe 7. VDI-Verl, Düsseldorf. ISBN 3-18-145907-0.
- Hamann, C. (2011): Vergleich von Messergebnissen mit CTA, LDA und pneumatischen Sonden: Projektarbeit. Leibniz Universität Hannover.
- Hestermann, R.; Kim, S.; Khaled, A. Ben und Wittig, S. (1995): Flow field and performance characteristics of combustor diffusers: a basic study. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Band 117(4):S. 686–694.

Literaturverzeichnis

- Hirschmann, A.; Volkmer, S.; Schatz, M.; Finzel, C.; Casey, M. und Montgomery, M. (2012): The influence of the total pressure profile on the performance of axial gas turbine diffusers. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 134(2).
- Hoffmann, J. A. (1981): Effects of free-stream turbulence on diffuser performance. In: *Journal of Fluids Engineering*, Transactions of the ASME, Band 103(3):S. 385–390.
- Hoffmann, J. A. und Gonzalez, G. (1984): Effects of small-scale, high intensity inlet turbulence on flow in a two-dimensional diffuser. In: *Journal of Fluids Engineering*, Transactions of the ASME, Band 106(2):S. 121–124.
- Hourmouziadis, J. (1989): Aerodynamic design of low pressure turbines. In: AGARD, *Blading Design for Axial Turbomachines* 40 p(SEE N 89-27661 22-07).
- Howard, J. H. G.; Thornton-Trump, A. B. und Henseler, H. J. (Hg.) (1967): Performance and flow regimes for annular diffusers: ASME Meeting WA/FE-21, Nov 12-17 1967, American Society of Mechanical Engineers – Papers. American Society of Mechanical Engineers (ASME), New York and NY and United States.
- Japikse, D. (1988): Turbines: radial, mixed flow, and axial: 8. technology base, part 3: exhaust energy recovery. Concepts, ETI, Norwich and Vt.
- Japikse, D. und Baines, N. C. (1998): Diffuser design technology. Concepts ETI, White River Junction and Vt. ISBN 0-933283-08-3.
- Johnston, I. H. (1954): The effect of inlet conditions on the flow in annular diffusers. In: *British Aeronautical Research Council*, Band 1954(Paper Nr. 178).
- Jorgensen, F. (2002): How to measure turbulence: Technischer Bericht.
- Jovicic, N.; Breuer, M. und Jovanovic, J. (2006): Anisotropy-invariant mapping of turbulence in a flow past an unswept airfoil at high angle of attack. In: *Journal of Fluids Engineering*, Transactions of the ASME, Band 128(3):S. 559–567.
- Keller, H. (1987): Low pressure turbine exhaust system design. In: , S. 199–216.
- King, L. V. (1914): On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid: Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires, with Applications to Hot-Wire Anemometry. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, Band 90(622):S. 563–570.
- Klein, A. (1981): Review: effects of inlet conditions on conical-diffuser performance. In: *Journal of Fluids Engineering*, Transactions of the ASME, Band 103(2):S. 250–257.
- Kline, S. J.; Abbott, D. E. und Fox, R. W. (1959): Optimum design of straight-walled diffusers. In: *American Society of Mechanical Engineers – Transactions – Journal of Basic Engineering*, Band 81, Series D(3):S. 321–329.

- Kluß, D.; Stoff, H. und Wiedermann, A. (2009): Effect of wakes and secondary flow on re-attachment of turbine exit annular diffuser flow. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 131(4):S. 1–12.
- Kluß, D.; Wiedermann, A. und Volgmann, W. (Hg.) (2004): Impact of gas turbine outflow on diffuser performance - A numerical study: 2004 ASME Turbo Expo, June 14, 2004 - June 17, 2004, Band 5 A von *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2004*. American Society of Mechanical Engineers, Vienna and Austria.
- Kramers, H. (1946): Heat transfer from spheres to flowing media. In: *Physica*, Band 12(2-3):S. 61–80.
- Kruse, H.; Quest, J. und Scholz, N.t (1983): Experimental Investigations on Annular Diffusers Downstream of Turbine Stages: Experimentelle Untersuchungen von Nabendiffusoren hinter Turbinenstufen. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift*, Band 44(1):S. 13–17.
- Kumar, D. S. und Kumar, K. L. (1980): Effect of swirl on pressure recovery in annular diffusers. In: *Journal of Mechanical Engineering Science*, Band 22(6):S. 305–313.
- Lechner, C. und Seume, J. R. (2003): *Stationäre Gasturbinen*. Springer Verlag, Berlin. ISBN 3-540-42831-3.
- Lumley, J. L. und Newman, G. R. (1977): Return of isotropy of homogeneous turbulence. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 82(pt 1):S. 161–178.
- Lumley, J. L. und Tennekes, H. (1972): *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge and Mass [u.a.]. ISBN 0-262-20019-8.
- McDonald, A. T. und Fox, R. W. (1966): Experimental investigation of incompressible flow in conical diffusers. In: *International Journal of Mechanical Sciences*, Band 8(2):S. 125–139.
- Meier, H. U. und Kreplin, H. P. (1980): Influence of freestream turbulence on boundary-layer development. In: *AIAA journal*, Band 18(1):S. 11–15.
- Merker, G. P. und Baumgarten, C. (2000): *Fluid- und Wärmetransport- Strömungslehre*. Teubner, Stuttgart [u.a.]. ISBN 3-519-06385-9.
- Mobarak, A.; Fouad, M. A. und Metwally, M. A. (Hg.) (1986): Turbulence measurements in a straight walled two dimensional diffuser: *International Gas Turbine Conference and Exhibit*, American Society of Mechanical Engineers (Paper). ASME, Duesseldorf and W Ger. ISBN 04021215.
- Moore, C. A. JR. und Kline, S. G. (1958): Some effects of vanes and of turbulence in two-dimensional wide-angle subsonic diffusers. In: *NACA – Technical Note*, (4080):S. 139.

Literaturverzeichnis

- Müller, L. (2009): Einrichtung einer Volumenstrommessung am Diffusorprüfstand: Projektarbeit. Leibniz Universität Hannover.
- Opilat, V. (2011): Swirl and blade wakes in the interaction between gas turbines and exhaust diffusers investigated by endoscopic particle image velocimetry. Dissertation, Hannover, Univ., Diss., 2011.
- Opilat, V. und Seume, J. (Hg.) (2011): Application of endoscopic PIV to the interaction between turbine and exhaust diffuser: Proceedings of the 9th European Turbomachinery Conference, 21-25 March 2011, Istanbul, Turkey.
- Pfeil, H. und Goeing, M. (1987): Measurements of the turbulent boundary layer in the diffuser behind an axial compressor. In: Journal of Turbomachinery, Band 109(3):S. 405–412.
- Pietrasch, R. Z. und Seume, J. R. (2005): Interaction between struts and swirl flow in gas turbine exhaust diffusers. In: Journal of Thermal Science, Band 14(4):S. 314–320.
- Pope, S. B. (2011): Turbulent flows. Cambridge Univ. Press, Cambridge [u.a.], 8. Auflage. ISBN 978-0-521-59886-6.
- Pozzorini, R. (1976): Das turbulente Strömungsfeld in einem langen Kreiskegel-Diffusor. Eduard Truninger AG Zürich.
- Quest, J. und Scholz, N. (1980): Nabendifusoren: Experimentelle Untersuchungen von Nabendifusoren hinter Turbinen - Abschlussbericht Vorhaben Nr. 188 und 226. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e. V., Frankfurt.
- Rappard, A. von (1977): Flow in exhaust gas diffusers. In: Brown Boveri Review, Band 64(1):S. 60–63.
- Reneau, L. R.; Johnston, J. P. und Kline, S. J. (1967): Performance and design of straight, two-dimensional diffusers. In: American Society of Mechanical Engineers – Transactions – Journal of Basic Engineering, Band 89(1):S. 141–150.
- Rohloff, B. (2009): Modalanalyse zur Identifikation rotierender Ablösungen in Axialdiffusoren: Diplomarbeit. Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover.
- Rotta, J. C. (1972): Turbulente Strömungen: Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung, Band 15 von Leitfäden der angewandten Mathematik und Mechanik. Teubner, Stuttgart. ISBN 3-519-02316-4.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (1997): Grenzschicht-Theorie. Springer, Berlin [u.a.], 9. Auflage. ISBN 3-540-55744-X.

- Schmidt, D. (1998): Strömungsuntersuchungen in Dampfturbinen-Endstufen im Heiz- und Schwachlastbetrieb: Dissertation. Universität Hannover.
- Scholz und Kozulovic, Radespiel (2009): Turbulenz und Transition: Vorlesungsskript, WS 2009/2010.
- Sentker, A. (2000): Analyse der instationären turbulenten Strömung in einem Niedergeschwindigkeitsaxialverdichter. Shaker, Aachen. ISBN 3-8265-7476-1.
- Sharan, V. Kr (1976): Factors influencing the performance of a diffuser. In: Indian Journal of Technology, Band 14(2):S. 63–66.
- Sieker, O. (2010): Einfluss von Drall und Nachlaufdüsen auf Strömung und Druckrückgewinn in axialen Turbinenausstrittsdiffusoren. Verl. Dr. Hut, München, erste Auflage. ISBN 978-3-86853-465-8.
- Sovran, G. und Klomp, D. (1967): Experimentally determined Optimum Geometries for Rectilinear Diffusers with Rectangular Conical or Annular Cross-Section: Fluid mechanics of internal flow : proceedings of the Symposium on the Fluid Mechanics of Internal Flow, General Motors Research Laboratories, Warren, Michigan, 1965. Elsevier, Amsterdam [u.a.].
- Sprenger, H. (1959): Experimentelle Untersuchungen an geraden und gekrümmten Diffusoren. Leemann, Zürich.
- Stevens, S. J.; Harasgama, S. P. und Wray, P. (1984): Influence of blade wakes on the performance of combustor shortened pre-diffusers. In: Journal of Aircraft, Band 21(9):S. 641–648.
- Stevens, S. J. und Williams, G. J. (1980): Influence of inlet conditions on the performance of annular diffusers. In: Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Band 102(3):S. 357–363.
- Stevens, S. J. und Wray, A. P. (Hg.) (1985): INFLUENCE OF BLADE WAKES ON THE PERFORMANCE OF OUTWARDLY CURVED COMBUSTOR PRE-DIFFUSERS: AIAA/SAE/ASME/ASEE 21st Joint Propulsion Conference, AIAA Paper. AIAA, Monterey and CA and USA. ISBN 01463705.
- Stratford, B. S. (1957): Flow in the laminar layer near separation. London and United Kingdom.
- Sultanian, B. K.; Nagao, S. und Sakamoto, T. (1999): Experimental and three-dimensional CFD investigation in a gas turbine exhaust system. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Band 121(2):S. 364–374.

Literaturverzeichnis

- Takehira, A. und Tanaka, M. (1977): an experimental study of the annular diffusers in axial-flow compressors and turbines. In: Proceedings of Tokyo Joint Gas Turbine Congress, S. 319–328.
- Traupel, W. (1988): Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung. Springer, Berlin [u.a.], dritte Auflage. ISBN 3-540-07939-4.
- Tutu, N. K. und Chevray, R. (1975): Cross-wire anemometry in high intensity turbulence. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 71(pt 4):S. 785–800.
- Tyler, R. A. und Williamson, R. G. (1967): Diffuser performance with distorted inflow. In: ARCHIVE: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings 1964-1970 (vols 178-184), Various titles labelled Volumes A to S, Band 182(34):S. 115–125.
- Ubertini, S. und Desideri, U. (2000): Flow development and turbulence length scales within an annular gas turbine exhaust diffuser. In: Experimental Thermal and Fluid Science, Band 22(1-2):S. 55–70.
- Vassiliev, V.; Irmisch, S.; Abdel-Wahab, S. und Granovski, A. (2011): Impact of the inflow conditions on the heavy-duty gas turbine exhaust diffuser performance. In: Journal of Turbomachinery, Band 134(4).
- Vassiliev, V.; Rothbrust, M. und Irmisch, S. (Hg.) (2008): Refitting of exhaust diffuser of industrial gas turbine: 2008 ASME Turbo Expo, June 9, 2008 - June 13, 2008, Band 6 von Proceedings of the ASME Turbo Expo. American Society of Mechanical Engineers, Berlin and Germany.
- Viets, H.; Ball, M. und Bougine, D. (1981): Performance of forced unsteady diffusers: AIAA Pap AIAA Aerosp Sci Meet, 19th, January 12, 1981 - January 15, 1981. In: AIAA Paper.
- Volkmer, S.; Hirschmann A.; Casey M. und Montgomery M. (2009): The impact of a tip leakage jet on flow separation in axial gas turbine diffusers. In: European Turbomachinery Conference 2009, 21-25 March 2009, Istanbul, Turkey, Band 2009.
- Waitman, B. A.; Reneau L. R. und Kline S. J. (1961): Effect of inlet conditions on performance of two-dimensional subsonic diffusers. In: Journal of basic engineering, Band 1961(83):S. 349–360.
- Weiser, N. (1992): Untersuchungen zur Systematik abgelöster Diffusor-Strömungen, Band 212 von Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7, Strömungstechnik. VDI-Verl., Düsseldorf, als ms. gedr. Auflage. ISBN 3181412074.
- Willinger, R. und Haselbacher, H. (Hg.) (1998): Role of rotor tip clearance on the aerodynamic interaction of a last gas turbine stage and an exhaust diffuser: Proceedings of the 1998 International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition,

June 2, 1998 - June 5, 1998, American Society of Mechanical Engineers (Paper). ASME, Stockholm and Sweden. ISBN 04021215.

Wolf, S. und Johnston, J. P. (1969): Effects of nonuniform inlet velocity profiles on flow regimes and performance in two-dimensional diffusers. In: Journal of Basic Engineering, Transactions ASME, Band 91(3):S. 462–474.

Zierer, T. (1995): Experimental investigation of the flow in diffusers behind an axial flow compressor. In: Journal of Turbomachinery, Band 117(2):S. 231–239.

Zimmermann, C. und Stetter, H. (Hg.) (1993): Experimental determination of the flow field in the tip region of a LP-steam turbine: International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, May 24, 1993 - May 27, 1993, American Society of Mechanical Engineers (Paper). Publ by ASME, Cincinnati and OH and USA. ISBN 04021215.

Literaturverzeichnis

A Anhang

A.1 Herleitung der scheinbaren Spannungen

Nach Schlichting und Gersten (1997) beeinflussen die Schwankungsgrößen den Ablauf der mittleren Bewegung derart, dass der Widerstand der mittleren Bewegungsgrößen scheinbar den Widerstand gegen die Deformation erhöht. Mit anderen Worten wird die Viskosität für die mittleren Strömungsgrößen durch die Schwankungsbewegungen scheinbar erhöht. Die sich aus den Schwankungsbewegungen ergebenden scheinbaren Spannungen werden im Folgenden anschaulich nach Schlichting und Gersten (1997) hergeleitet.

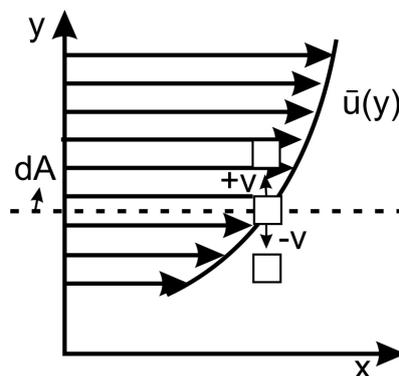


Abbildung A.1: Entstehung der scheinbaren Spannungen nach Schlichting und Gersten (1997)

In ein Strömungsfeld $\bar{u}(y)$ wird ein Flächenelement dA gelegt, dessen Normale parallel zu y-Achse ist. In der Zeit t fließt durch dieses Flächenelement die Masse $dA\rho v dt$. Die sich daraus ergebende x-Komponente des Impulses $dA\rho v u dt$ ergibt durch dessen zeitlichen Mittelwert den mittleren Impulsfluss

$$d\bar{I} = dA\rho\bar{u}\bar{v}. \quad (\text{A.1})$$

Durch die Zerlegung von u nach Gl. 2.20 ergibt sich für den Fluss in y-Richtung des x-Impulses

A Anhang

$$d\bar{I} = dA\rho(\bar{u}\bar{v} + \overline{u'v'}). \quad (\text{A.2})$$

Dieser Ausdruck hat die Dimension einer Kraft und nach der Division durch das Flächenelement dA eine Spannung. Da der hier berechnete Impulsfluss einer gleich großen, entgegengesetzten Schubkraft äquivalent ist, muss auf das Flächenelement dA eine Schubspannung in x-Richtung wirken. Aus den Schwankungsbewegungen ergibt sich also eine auf das Flächenelement mit Normaler in y-Richtung wirkende, zusätzliche Schubspannung in x-Richtung

$$\tau'_{xy} = -\rho\overline{u'v'} \quad (\text{A.3})$$

die als scheinbare Spannungen der turbulenten Strömung bekannt sind und zusammen mit den Komponenten aus den anderen Koordinatenachsen den Spannungstensor der turbulenten Scheinreibung bilden.

A.2 Gehäusenahe Strömung

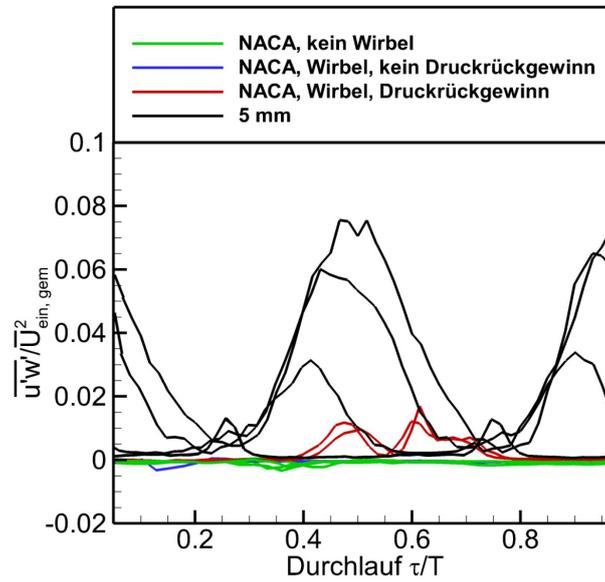


Abbildung A.2: Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{u'w'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufel-durchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors

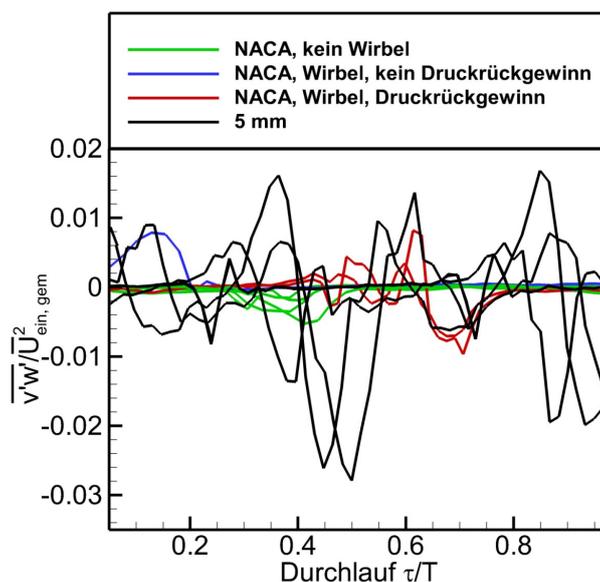


Abbildung A.3: Normierte Reynolds'sche Schubspannung $\overline{v'w'}/\overline{U}^2$ über einen Schaufel-durchlauf im gehäusenahen Eintritt des 20°-Ringdiffusors

A.3 Grundlagen der Hitzdrahtmesstechnik

Der Wärmeübergang an einem querangeströmten, beheizten Zylinder, wie er idealisiert bei einem Hitzdraht vorliegt, hängt nach Bruun (1995) von den Eigenschaften des Fluids und den Strömungsparametern ab. Diese sind im Wesentlichen die Dichte ρ , die dynamische Viskosität η , die Wärmeleitfähigkeit λ , die spezifische Wärmekapazität c_p , der Wärmeübergangskoeffizient α und der Strömungsgeschwindigkeitsvektor C . Die Eigenschaften werden in dimensionslosen Kennzahlen zusammengefasst. Die Nusselt-Zahl

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \tag{A.4}$$

beschreibt das Verhältnis vom konvektiven Wärmeübergang zur reinen Wärmeleitung, während die Prandtl-Zahl

$$Pr = \frac{c_p \nu}{\lambda} \tag{A.5}$$

die kinematische Viskosität des umströmenden Fluids zur Wärmeleitfähigkeit ins Verhältnis setzt. Zusammen mit der Reynolds-Zahl nach Gl. (2.16) nutzt King (1914) diese dimensionslosen Kennzahlen, um eine Beziehung zwischen dem Wärmeübergang an einem umströmten, zylindrischen Körper und der Geschwindigkeit des Fluids

$$Nu = A + BRe^{0,5} \quad (A.6)$$

aufzustellen. A und B sind Konstanten, die nach Kramers (1946) von der Prandtl-Zahl abhängig sind. Damit der konvektive Wärmeübergang bestimmt werden kann, wird die Wärmebilanz an einem Hitzdraht betrachtet. In Abb. A.4 sind die einzelnen Komponenten der Wärmebilanz dargestellt.

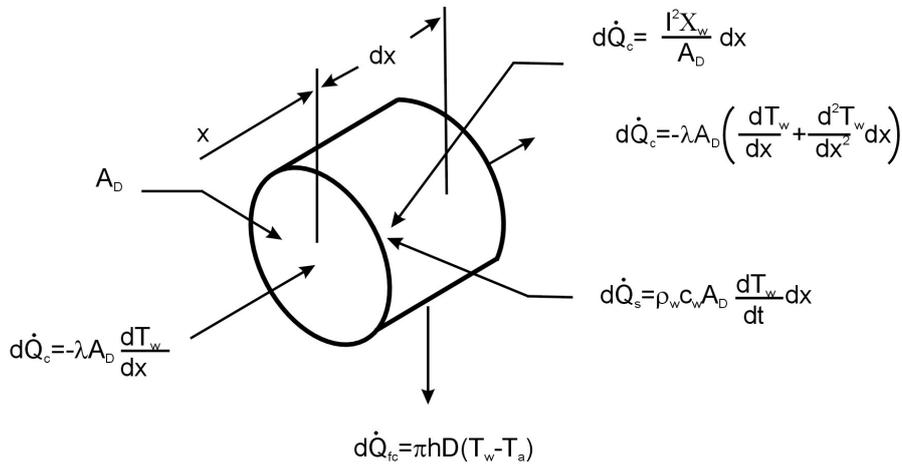


Abbildung A.4: Wärmebilanz an einem infinitesimal kleinen Drahtstück der Länge dx nach Bruun (1995)

Zu berücksichtigen sind der Drahtdurchmesser D , die Querschnittsfläche A_D , die Dichte ρ_w , die spezifische Wärmekapazität des Drahtes c_w , der spezifische elektrische Widerstand X_w und die Wärmeleitfähigkeit λ . Zusammengefasst ergibt sich die Bilanzgleichung zu

$$d\dot{Q}_e = d\dot{Q}_{fc} + d\dot{Q}_c + d\dot{Q}_r + d\dot{Q}_s \quad (A.7)$$

mit $d\dot{Q}_e$ als elektrischer Heizleistung, $d\dot{Q}_{fc}$ als erzwungene Konvektion, $d\dot{Q}_c$ als Wärmeleitung, $d\dot{Q}_r$ als Wärmestrahlung und $d\dot{Q}_s$ als Wärmespeicherung. Die erzwungene Konvektion $d\dot{Q}_{fc}$ stellt dabei dabei den größten Anteil dar, während die Strahlung vernachlässigbar

A Anhang

klein ist. Werden für Gl. (A.7) die Terme aus Abb. A.4 verwendet und die Gleichung umgeformt, ergibt sich das King'sche Gesetz

$$\frac{I^2 R_w}{R_w - R_0} = A + BV^{0.5}. \quad (\text{A.8})$$

Diese Gleichung ist für einen Draht unendlicher Länge gültig. Eine Hitzdrahtsonde besteht aus einem endlich langen Draht, der mit den Drahthalterungen der Sonde fest verbunden ist. Daher müssen die Wärmeleitungsverluste an den Enden berücksichtigt werden, indem der Exponent 0.5 durch die Variable n ersetzt wird. n wird zusammen mit den Konstanten A und B in einem Kalibrierverfahren bestimmt. Der Überhitzungswiderstand R_w aus Gl. (A.8) wird über die Überhitzungstemperatur

$$T_w - T_a = \frac{R_w - R_0}{\alpha_0 R_0} \quad (\text{A.9})$$

als Differenz der Temperatur von aufgeheiztem und kaltem Hitzdraht ermittelt. Diese Differenz wird nach Jorgensen (2002) durch das Überhitzungsverhältnis

$$a = \frac{R_w - R_0}{R_0}, \quad (\text{A.10})$$

bestimmt, wobei R_0 den Widerstand des kalten Hitzdrahtes darstellt. Die Temperaturdifferenz $T_w - T_a$ ist für die Empfindlichkeit des Messsystems von entscheidender Bedeutung. Der Vorteil der Hitzdrahtmesstechnik im CTA-Modus ist die Möglichkeit den Hitzdraht mit einer Messfrequenz im hohen kHz-Bereich betreiben zu können. Dazu ist neben einem geringen Drahtdurchmesser eine Regelschaltung notwendig, die entsprechend schnell auf den veränderten Drahtwiderstand reagieren kann. Dafür kommt eine Wheatstone'sche Brückenschaltung nach Abb. A.5 zum Einsatz.

Der elektrische Widerstand des Hitzdrahtes R_w und damit dessen Temperatur wird durch die Regelung der Speisespannung E_b konstant gehalten. Der Widerstand R_{adj} wird zu Beginn der Messungen über den Widerstand des kalten Drahtes eingestellt. Mit dem Erhitzen und der Temperaturänderung am Hitzdraht durch die Strömung ändert sich dessen Widerstand. Durch den Regelkreis aus Messbrücke und Verstärker G wird die Speisespannung

$$E_b^2 = \frac{Nu\pi\lambda(R_w - R_0)(R_1 + R_2)^2}{R_w R_0 \alpha_0} \quad (\text{A.11})$$

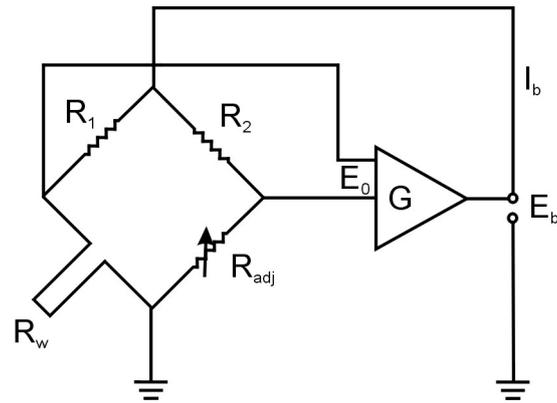


Abbildung A.5: Wheatstone'sche Messbrücke des Constant Temperature Anemometers nach Bruun (1995)

angepasst, sodass die Spannung E_0 der Brückendiagonalen konstant auf Null gehalten wird. E_b ist damit ein Maß für die Geschwindigkeit des Fluids am Hitzdraht.

A.4 Kalibrierkurven für die pneumatischen Sonden

Nach Bubolz (2005) sind nachfolgend die Koeffizienten und die Kalibrierkurven für den Gierwinkel, den statischen Druck und den Totaldruck angegeben.

Der Gierwinkelkoeffizient YAC (Yaw Angle Coefficient) wird über

$$YAC = \frac{p_2 - p_3}{p_1 - 0.5(p_2 + p_3)} \quad (\text{A.12})$$

berechnet. In Abb. A.6 ist die Kalibrierkurve für eine in dieser Arbeit eingesetzte 3-Loch-Kobrasonde dargestellt.

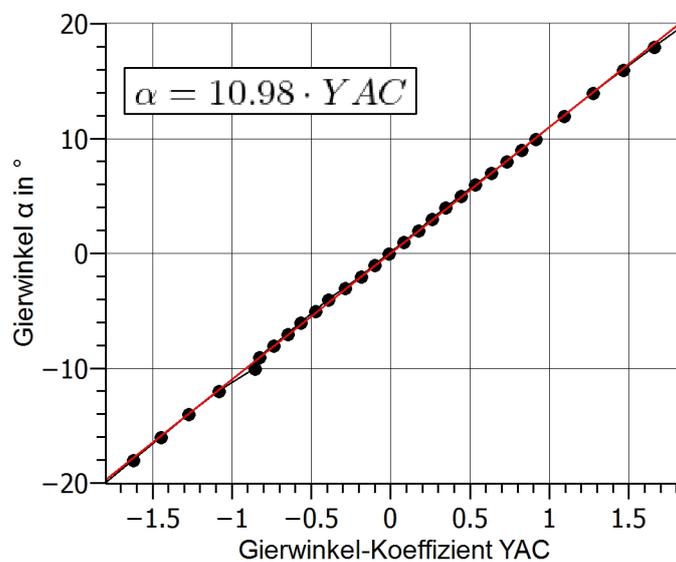


Abbildung A.6: Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den Gierwinkel

Anhand dieser Kurve, die im Messprogramm hinterlegt ist, kann über den Differenzdruck zwischen den beiden äußeren Bohrungen die Sonde in die Strömung ausgerichtet werden.

A.4 Kalibrierkurven für die pneumatischen Sonden

Der Totaldruckkoeffizient TPC (Total Pressure Coefficient) wird über

$$TPC = \frac{p_{tot,k} - p_1}{p_1 - 0.5(p_2 + p_3)} \quad (\text{A.13})$$

berechnet. In Abb. A.7 ist die Kalibrierkurve für den TPC einer in dieser Arbeit eingesetzte 3-Loch-Kobrasonde dargestellt.

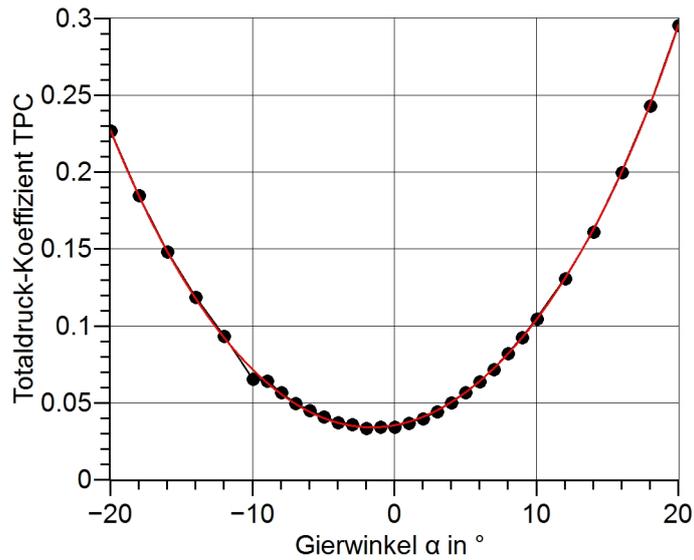


Abbildung A.7: Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den Totaldruck

Anhand dieser Kurve, die ein Polynom 6. Grades darstellt und im Messprogramm hinterlegt ist, kann über die Drücke an den drei Bohrungen der Totaldruck in der Strömung bestimmt werden.

A Anhang

Der Koeffizient für den Statischen Druck SPC (Static Pressure Coefficient) wird über

$$SPC = \frac{p_{stat,k} - 0.5(p_2 + p_3)}{p_1 - 0.5(p_2 + p_3)} \quad (A.14)$$

berechnet. In Abb. A.8 ist die Kalibrierkurve für den SPC einer in dieser Arbeit eingesetzte 3-Loch-Kobrasonde dargestellt.

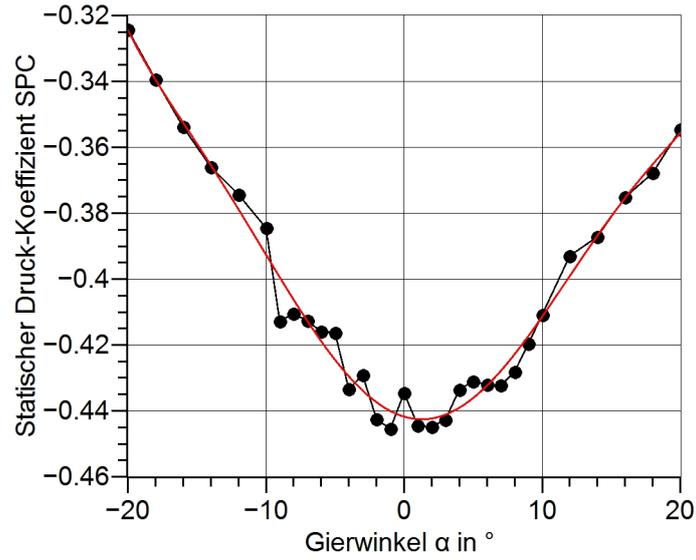


Abbildung A.8: Kalibrierkurve einer 3-Loch-Kobrasonde für den statischen Druck

Anhand dieser Kurve, die ein Polynom 6. Grades darstellt und im Messprogramm hinterlegt ist, kann über die Drücke an den drei Bohrungen der statische Druck in der Strömung bestimmt werden.

A.5 Polare für NACA-Profil

A.5 Polare für NACA-Profil

XFOIL Version 6.97

Calculated polar for: NACA 0020

1 1 Reynolds number fixed Mach number fixed

xtrf = 1.000 (top) 1.000 (bottom)
Mach = 0.185 Re = 0.101 e 6 Ncrit = 9.000

alpha	CL	CD	CDp	CM	Top_Xtr	Bot_Xtr
0.100	0.0085	0.02159	0.01427	0.0008	0.7415	0.7546
0.200	0.0251	0.02154	0.01419	0.0004	0.7372	0.7595
0.300	0.0409	0.02164	0.01431	0.0002	0.7317	0.7634
0.400	0.0511	0.02177	0.01447	0.0007	0.7243	0.7685
0.500	0.0600	0.02169	0.01436	0.0015	0.7190	0.7758
0.600	0.0753	0.02164	0.01426	0.0013	0.7145	0.7811
0.700	0.0902	0.02181	0.01446	0.0012	0.7080	0.7846
0.800	0.1029	0.02195	0.01461	0.0013	0.7009	0.7890
0.900	0.1151	0.02193	0.01457	0.0016	0.6956	0.7951
1.000	0.1256	0.02182	0.01439	0.0021	0.6914	0.8021
1.100	0.1399	0.02206	0.01466	0.0020	0.6838	0.8051
1.200	0.1557	0.02221	0.01481	0.0017	0.6770	0.8087
1.300	0.1720	0.02226	0.01482	0.0013	0.6717	0.8133
1.400	0.1762	0.02211	0.01459	0.0028	0.6678	0.8224
1.500	0.1903	0.02236	0.01490	0.0025	0.6594	0.8252
1.600	0.2091	0.02251	0.01503	0.0017	0.6528	0.8279
1.700	0.2290	0.02261	0.01506	0.0008	0.6475	0.8312
1.800	0.2406	0.02276	0.01523	0.0010	0.6407	0.8362
1.900	0.2416	0.02270	0.01517	0.0029	0.6349	0.8449
2.000	0.2628	0.02283	0.01525	0.0016	0.6285	0.8470
2.100	0.2843	0.02298	0.01533	0.0003	0.6228	0.8494
2.200	0.2990	0.02319	0.01559	-0.0001	0.6147	0.8528
2.300	0.3142	0.02328	0.01564	-0.0005	0.6083	0.8573
2.400	0.3176	0.02319	0.01548	0.0011	0.6042	0.8658
2.500	0.3375	0.02339	0.01569	-0.0002	0.5969	0.8679
2.600	0.3571	0.02356	0.01586	-0.0014	0.5891	0.8702
2.700	0.3785	0.02366	0.01588	-0.0028	0.5829	0.8729
2.800	0.3961	0.02381	0.01601	-0.0038	0.5762	0.8766
2.900	0.3931	0.02379	0.01602	-0.0012	0.5711	0.8862
3.000	0.4170	0.02390	0.01607	-0.0033	0.5637	0.8879
3.100	0.4413	0.02399	0.01606	-0.0053	0.5575	0.8897
3.200	0.4597	0.02416	0.01630	-0.0066	0.5490	0.8926
3.300	0.4787	0.02423	0.01632	-0.0078	0.5421	0.8961
3.400	0.4931	0.02427	0.01625	-0.0082	0.5372	0.9013
3.500	0.4999	0.02437	0.01641	-0.0074	0.5307	0.9074
3.600	0.5213	0.02445	0.01648	-0.0092	0.5228	0.9097
3.700	0.5428	0.02449	0.01642	-0.0109	0.5167	0.9124
3.800	0.5584	0.02463	0.01658	-0.0117	0.5095	0.9166
3.900	0.5653	0.02470	0.01666	-0.0109	0.5036	0.9234
4.000	0.5835	0.02472	0.01660	-0.0121	0.4973	0.9268
4.100	0.6043	0.02481	0.01665	-0.0138	0.4905	0.9294
4.200	0.6214	0.02489	0.01678	-0.0149	0.4827	0.9331
4.300	0.6371	0.02493	0.01674	-0.0157	0.4767	0.9376
4.400	0.6474	0.02500	0.01671	-0.0155	0.4723	0.9434
4.500	0.6667	0.02510	0.01690	-0.0171	0.4636	0.9462
4.600	0.6862	0.02512	0.01687	-0.0187	0.4567	0.9495

Abbildung A.9: Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 1 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.73$

A Anhang

XFOIL Version 6.97

Calculated polar for: NACA 0020

1 1 Reynolds number fixed Mach number fixed

xtrf = 1.000 (top) 1.000 (bottom)
Mach = 0.149 Re = 0.081 e 6 Ncrit = 9.000

alpha	CL	CD	CDp	CM	Top_Xtr	Bot_Xtr
0.200	0.0314	0.02750	0.01987	-0.0005	0.7621	0.7832
0.300	0.0600	0.02747	0.01982	-0.0024	0.7586	0.7867
0.400	0.0711	0.02763	0.01999	-0.0021	0.7517	0.7918
...						
...						
...						
9.300	1.0426	0.03612	0.02719	0.0002	0.2665	1.0000
9.400	1.0466	0.03636	0.02741	0.0014	0.2634	1.0000
9.500	1.0570	0.03647	0.02741	0.0017	0.2602	1.0000
9.600	1.0684	0.03676	0.02757	0.0017	0.2571	1.0000
9.700	1.0612	0.03731	0.02826	0.0044	0.2548	1.0000
9.800	1.0563	0.03781	0.02888	0.0067	0.2523	1.0000
9.900	1.0548	0.03823	0.02935	0.0086	0.2496	1.0000
10.000	1.0576	0.03853	0.02964	0.0098	0.2469	1.0000
10.100	1.0666	0.03869	0.02972	0.0103	0.2439	1.0000
10.200	1.0860	0.03889	0.02970	0.0092	0.2405	1.0000
10.300	1.0764	0.03950	0.03047	0.0121	0.2387	1.0000
10.400	1.0689	0.04009	0.03118	0.0147	0.2367	1.0000
10.500	1.0639	0.04064	0.03181	0.0170	0.2346	1.0000
10.600	1.0621	0.04110	0.03230	0.0188	0.2323	1.0000
10.700	1.0658	0.04142	0.03261	0.0199	0.2297	1.0000
10.800	1.0778	0.04156	0.03265	0.0199	0.2269	1.0000
10.900	1.0954	0.04187	0.03281	0.0191	0.2239	1.0000
11.000	1.0837	0.04258	0.03366	0.0221	0.2225	1.0000
11.100	1.0733	0.04329	0.03449	0.0249	0.2210	1.0000
11.200	1.0648	0.04399	0.03527	0.0273	0.2194	1.0000
11.300	1.0587	0.04462	0.03596	0.0295	0.2176	1.0000
11.400	1.0545	0.04515	0.03653	0.0314	0.2158	1.0000
11.500	1.0577	0.04552	0.03687	0.0325	0.2136	1.0000
11.600	1.0856	0.04543	0.03661	0.0305	0.2101	1.0000
11.700	1.0924	0.04603	0.03718	0.0310	0.2080	1.0000
11.800	1.0770	0.04686	0.03811	0.0342	0.2071	1.0000
11.900	1.0618	0.04777	0.03913	0.0371	0.2063	1.0000
12.000	1.0470	0.04881	0.04028	0.0397	0.2054	1.0000
12.100	1.0327	0.04998	0.04155	0.0420	0.2044	1.0000
12.200	1.0190	0.05124	0.04291	0.0439	0.2033	1.0000
12.300	1.0063	0.05258	0.04434	0.0454	0.2022	1.0000
12.400	0.9963	0.05388	0.04570	0.0467	0.2009	1.0000
12.500	0.9979	0.05455	0.04638	0.0473	0.1990	1.0000
12.600	1.0714	0.05210	0.04351	0.0436	0.1935	1.0000
12.700	1.0519	0.05361	0.04515	0.0459	0.1930	1.0000
12.800	1.0310	0.05539	0.04707	0.0477	0.1926	1.0000
12.900	1.0080	0.05752	0.04934	0.0492	0.1922	1.0000
13.000	0.9814	0.06017	0.05213	0.0503	0.1920	1.0000
13.100	0.9484	0.06369	0.05579	0.0508	0.1920	1.0000
13.200	0.9014	0.06910	0.06137	0.0502	0.1924	1.0000

Abbildung A.10: Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 4 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 1.21$

A.5 Polare für NACA-Profil

XFOIL Version 6.97

Calculated polar for: NACA 0020

1 1 Reynolds number fixed Mach number fixed

xtrf = 1.000 (top) 1.000 (bottom)
Mach = 0.203 Re = 0.111 e 6 Ncrit = 9.000

alpha	CL	CD	CDp	CM	Top_Xtr	Bot_Xtr
0.100	0.0140	0.01988	0.01264	0.0000	0.7312	0.7414
0.200	0.0239	0.01996	0.01275	0.0006	0.7241	0.7468
0.300	0.0331	0.01988	0.01264	0.0012	0.7187	0.7541
0.400	0.0480	0.01984	0.01256	0.0011	0.7142	0.7593
...						
...						
...						
4.000	0.5631	0.02342	0.01546	-0.0083	0.4883	0.9151
4.100	0.5757	0.02350	0.01555	-0.0085	0.4817	0.9202
4.200	0.5852	0.02354	0.01554	-0.0081	0.4767	0.9260
4.300	0.6066	0.02366	0.01559	-0.0099	0.4701	0.9281
4.400	0.6249	0.02376	0.01574	-0.0112	0.4622	0.9310
4.500	0.6426	0.02382	0.01574	-0.0124	0.4559	0.9346
4.600	0.6565	0.02392	0.01574	-0.0128	0.4509	0.9395
4.700	0.6676	0.02403	0.01593	-0.0129	0.4440	0.9444
4.800	0.6878	0.02408	0.01595	-0.0146	0.4368	0.9469
4.900	0.7074	0.02415	0.01590	-0.0160	0.4311	0.9498
5.000	0.7214	0.02428	0.01610	-0.0167	0.4240	0.9543
5.100	0.7315	0.02438	0.01620	-0.0166	0.4182	0.9600
5.200	0.7529	0.02440	0.01612	-0.0185	0.4120	0.9622
5.300	0.7710	0.02451	0.01626	-0.0199	0.4050	0.9654
5.400	0.7873	0.02459	0.01634	-0.0210	0.3981	0.9693
5.500	0.8018	0.02466	0.01633	-0.0216	0.3927	0.9737
5.600	0.8191	0.02476	0.01642	-0.0229	0.3865	0.9768
5.700	0.8375	0.02482	0.01652	-0.0244	0.3790	0.9799
5.800	0.8557	0.02486	0.01647	-0.0258	0.3730	0.9833
5.900	0.8718	0.02499	0.01656	-0.0269	0.3673	0.9870
6.000	0.8881	0.02507	0.01672	-0.0281	0.3602	0.9903
6.100	0.9072	0.02508	0.01666	-0.0297	0.3540	0.9930
6.200	0.9256	0.02519	0.01669	-0.0312	0.3482	0.9961
6.300	0.9425	0.02529	0.01688	-0.0325	0.3411	0.9993
6.400	0.9513	0.02537	0.01692	-0.0323	0.3363	1.0000
6.500	0.9580	0.02546	0.01692	-0.0316	0.3326	1.0000
6.600	0.9632	0.02562	0.01707	-0.0308	0.3285	1.0000
6.700	0.9669	0.02576	0.01728	-0.0297	0.3239	1.0000
6.800	0.9717	0.02587	0.01739	-0.0287	0.3196	1.0000
6.900	0.9776	0.02596	0.01743	-0.0279	0.3158	1.0000
7.000	0.9849	0.02611	0.01746	-0.0273	0.3123	1.0000
7.100	0.9877	0.02629	0.01773	-0.0261	0.3082	1.0000
7.200	0.9911	0.02645	0.01793	-0.0249	0.3040	1.0000
7.300	0.9957	0.02657	0.01804	-0.0238	0.3000	1.0000
7.400	1.0016	0.02669	0.01809	-0.0230	0.2965	1.0000
7.500	1.0091	0.02688	0.01816	-0.0224	0.2931	1.0000
7.600	1.0100	0.02708	0.01849	-0.0208	0.2893	1.0000
7.700	1.0127	0.02726	0.01871	-0.0195	0.2854	1.0000
7.800	1.0168	0.02741	0.01884	-0.0183	0.2818	1.0000
7.900	1.0224	0.02754	0.01891	-0.0174	0.2784	1.0000

Abbildung A.11: Polaren für unterschiedliche Anströmwinkel, Anströmbedingungen nach Betriebspunkt 3 lt. Tab. 7.2 mit einer Durchflusszahl von $\phi = 0.88$

A.6 Invariantenkarte

Die Invariantenkarten der Betriebspunkte, die im Abschn. 7.9 nicht detailliert erläutert wurden, sind in diesem Abschnitt dargestellt. Es werden für den NACA-profilierten Rotor und das 5 mm-Speichenrad jeweils Betriebspunkte mit vergleichbaren Durchflusszahlen am 15°- und am 20°-Ringdiffusor gegenübergestellt. Eine Auflistung der Betriebspunkte, deren Invariantenkarten gegenübergestellt werden, findet sich in Tab. A.1. Für den Betriebspunkt mit NACA-profiliertem Rotor, 15°-Ringdiffusor und einer Durchflusszahl von $\phi = 1.31$ ist ein Ausschnitt der Spannungstensoren, die für die Berechnung der Invarianten herangezogen werden, in Abb. A.12 dargestellt.

Tabelle A.1: Betriebspunkte Invariantenkarte

15°-Ringdiffusor			20°-Ringdiffusor		
Nr. nach Tab. 7.1	Rotor	Durchfluss- zahl ϕ	Nr. nach Tab. 7.1	Rotor	Durchfluss- zahl ϕ
2	NACA	0.7	17	NACA	0.7
5	NACA	0.63	20	NACA	0.65
6	NACA	1.10	21	NACA	1.13
7	NACA	0.70	22	NACA	0.73
12	5 mm	4.24	28	5 mm	4.24
11	5 mm	1.41	30	5 mm	1.41
14	5 mm	1.06	31	5 mm	1.06
15	5 mm	0.94	32	5 mm	0.94

	0.082			0.1			0.13		
	h/h_{ein}								
0.016	12.8702278	3.84431117	3.1416167	8.95659278	-2.50538788	2.93597545	6.2630071	-3.22020243	2.48528558
	3.84431117	39.0646712	4.15804551	-2.50538788	16.6949716	1.40804978	-3.22020243	9.16827941	1.4873325
	3.1416167	4.15804551	16.5361887	2.93597545	1.40804978	9.93483012	2.48528558	1.44873325	7.5078192
0.032	10.9724468	6.04707374	8.35192612	10.1857355	2.29756325	4.21945775	9.16623904	-1.92328666	2.25903453
	6.04707374	65.9749107	10.6381834	2.29756325	39.4957322	4.36201672	-1.92328666	13.6242683	1.46439166
	8.35192612	10.6381834	30.7703765	4.21945775	4.36201672	15.601634	2.25903453	1.46439166	8.8324764
0.047	14.5464255	5.37447206	11.4219579	10.8982494	6.94693277	7.88391586	10.8391354	1.86454634	4.81973909
	5.37447206	54.8021158	9.04397557	6.94693277	59.1729598	8.64325333	1.86454634	39.687419	4.9674249
	11.4219579	9.04397557	30.9008269	7.88391586	8.64325333	23.4382492	4.81973909	4.9674249	15.3698059
0.063	13.5853059	6.04512432	7.18256086	12.300854	2.00505697	9.11810178	10.1130233	3.78489909	7.56293336
	6.04512432	35.0435239	7.24189683	2.00505697	53.2893751	6.70989475	3.78489909	67.5304316	9.53541908
	7.18256086	7.24189683	23.1577107	9.11810178	6.70989475	24.1723319	7.56293336	9.53541908	21.0296003
0.078	12.4216807	10.8615363	4.57095097	12.8854563	5.82889614	7.7120568	11.799903	3.047417	7.87900557
	10.8615363	30.7193196	3.14369079	5.82889614	28.9094835	5.07427033	3.047417	53.0582505	9.72173171
	4.57095097	3.14369079	14.8992819	7.7120568	5.07427033	20.0984993	7.87900557	9.72173171	20.72603331
0.094	9.34741987	12.9540984	3.31842762	12.2073789	9.62494878	6.12590331	11.3538912	9.43034675	6.02150604
	12.9540984	32.6151867	1.19925825	9.62494878	24.4892019	1.95505182	9.43034675	31.9796742	4.21501999
	3.31842762	1.19925825	11.4159058	6.12590331	1.95505182	13.5823837	6.02150604	4.21501999	15.6656137
0.109	8.24409463	13.0684832	2.471824	9.75382539	13.642035	2.89584276	11.0843875	11.4308205	5.5330784
	13.0684832	30.5715457	2.36658712	13.642035	31.9274356	1.00932474	11.4308205	28.0074028	2.00292578
	2.471824	2.36658712	4.67678958	2.89584276	1.00932474	7.92588402	5.5330784	2.00292578	11.7951528
0.125	3.74206638	6.81719661	0.7465344	8.59487657	14.6202631	2.26165182	8.51150455	13.4554204	3.48940424
	6.81719661	19.7626504	0.75349013	14.6202631	34.7529131	1.94292497	13.4554204	35.5199468	1.64017139
	0.7465344	0.75349013	2.10138654	2.26165182	1.94292497	4.61490692	3.48940424	1.64017139	6.57736895
0.141	1.90766963	3.19848477	0.10663092	4.10588456	7.29975709	1.23338558	5.92260878	10.5022355	1.75919592
	3.19848477	10.5922742	0.53592672	7.29975709	20.5008911	1.65162207	10.5022355	27.12452	1.73666391
	0.10663092	0.53592672	1.24009939	1.23338558	1.65162207	2.62008922	1.75919592	1.73666391	3.25007508
	UU	UV	UW	UV	UV	UV	UV	UV	UV
	UV	VV	VW	VV	VV	VV	VV	VV	VV
	UW	VW	WW	VW	VW	VW	VW	VW	VW

Schaufeldurchlauf τT

Abbildung A.12: Ausschnitt der Spannungstensoren für die Punkte 1-8 eines Schaufeldurchlaufs und der normierten radialen Höhe 0.08 bis 0.13, NACA-profilierter Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, 15° -Ringdiffusor, $\phi = 0.70$

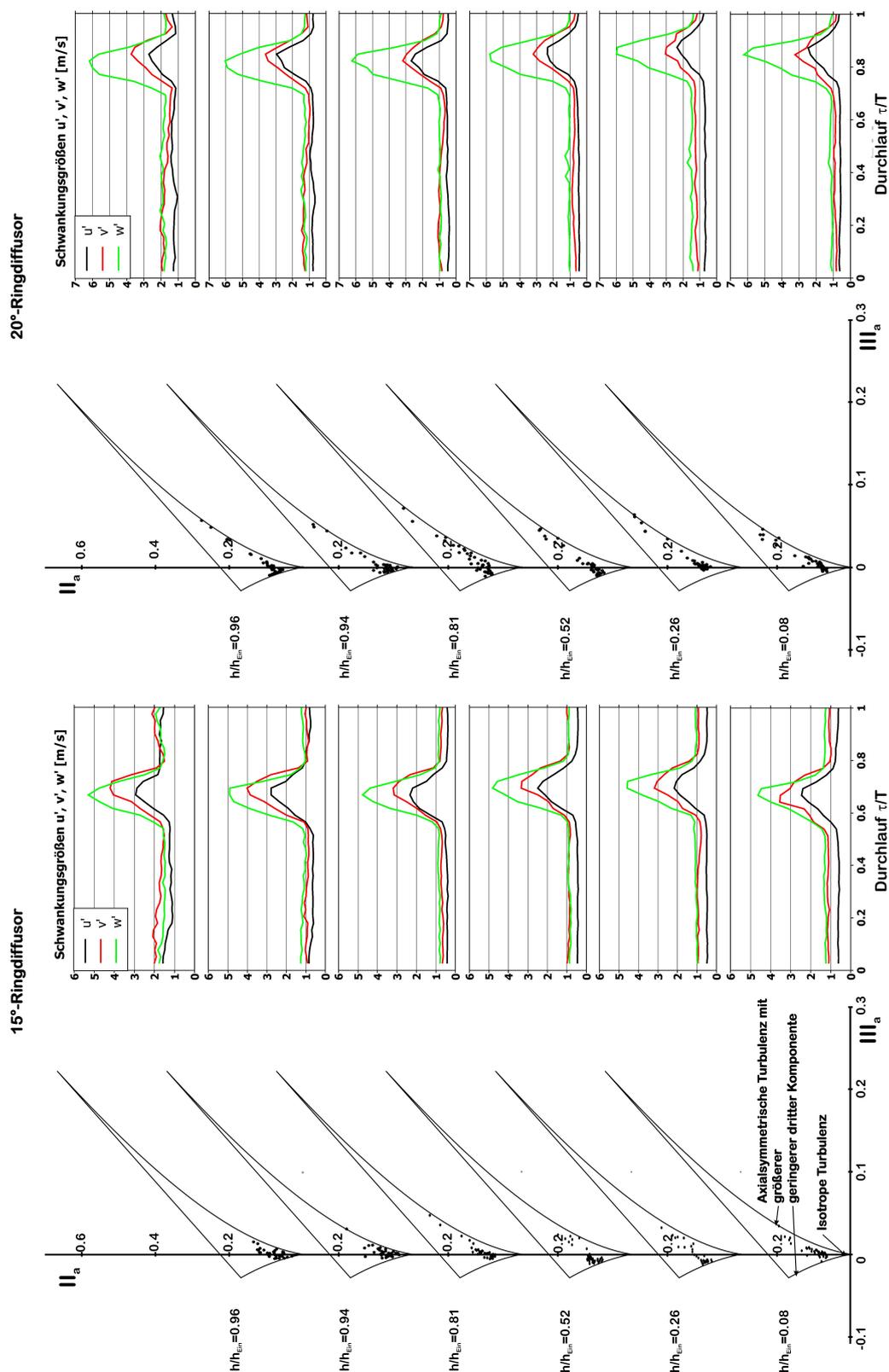


Abbildung A.13: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufelddurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilertem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$

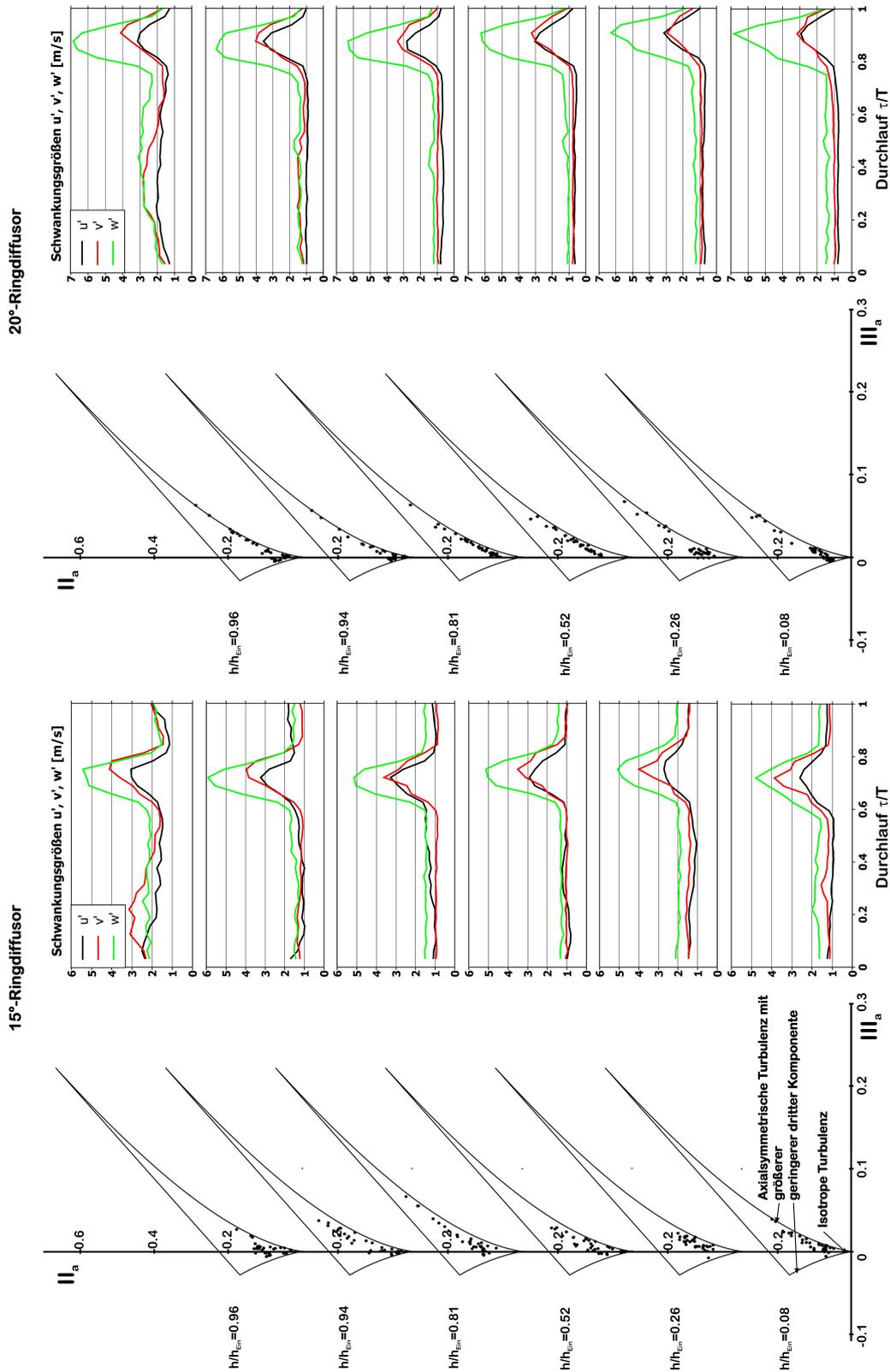


Abbildung A.14: Invariantenkart und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilertem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.63$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.65$

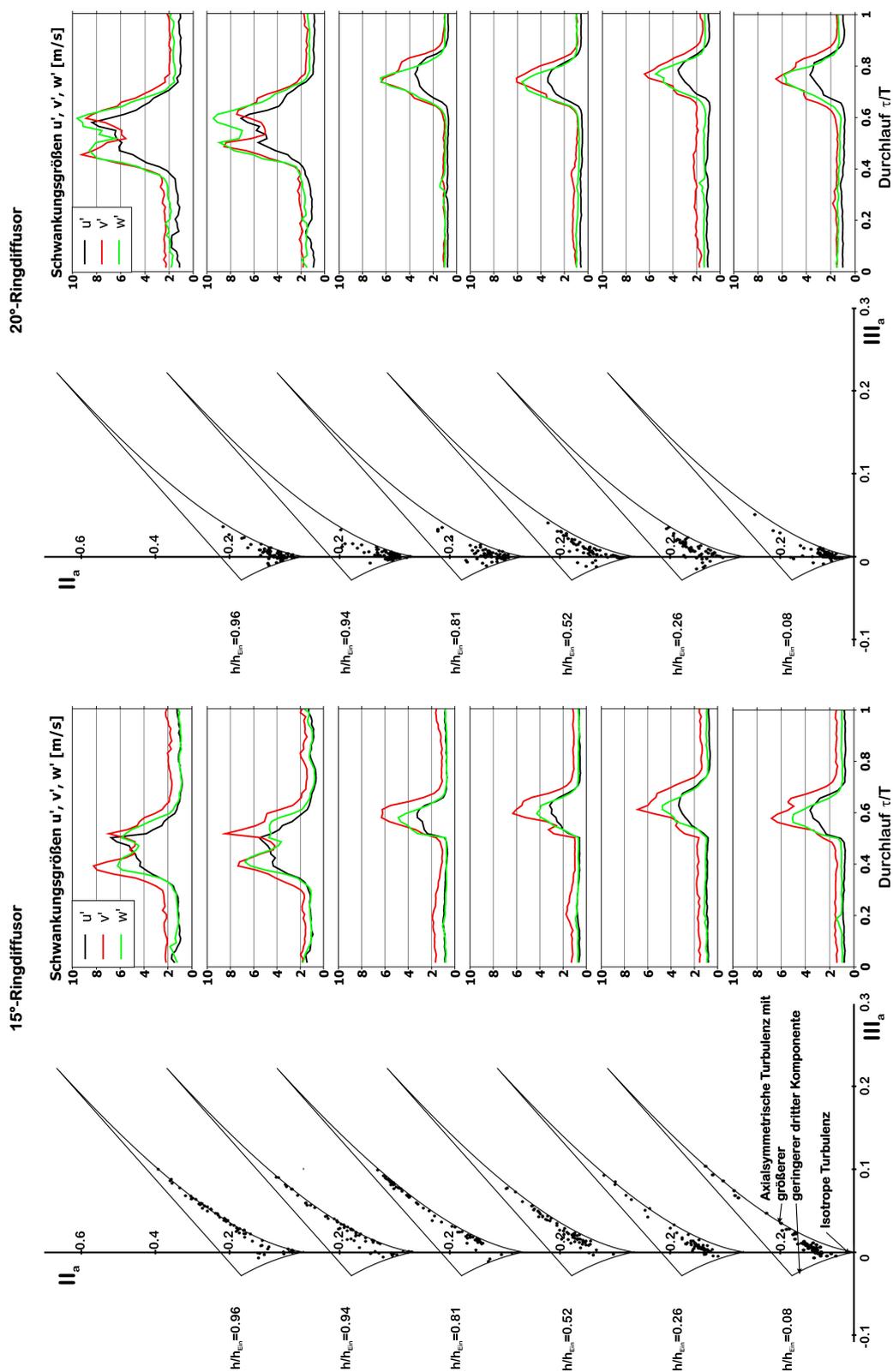


Abbildung A.15: Invariantenkartens und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilierem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.10$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.13$

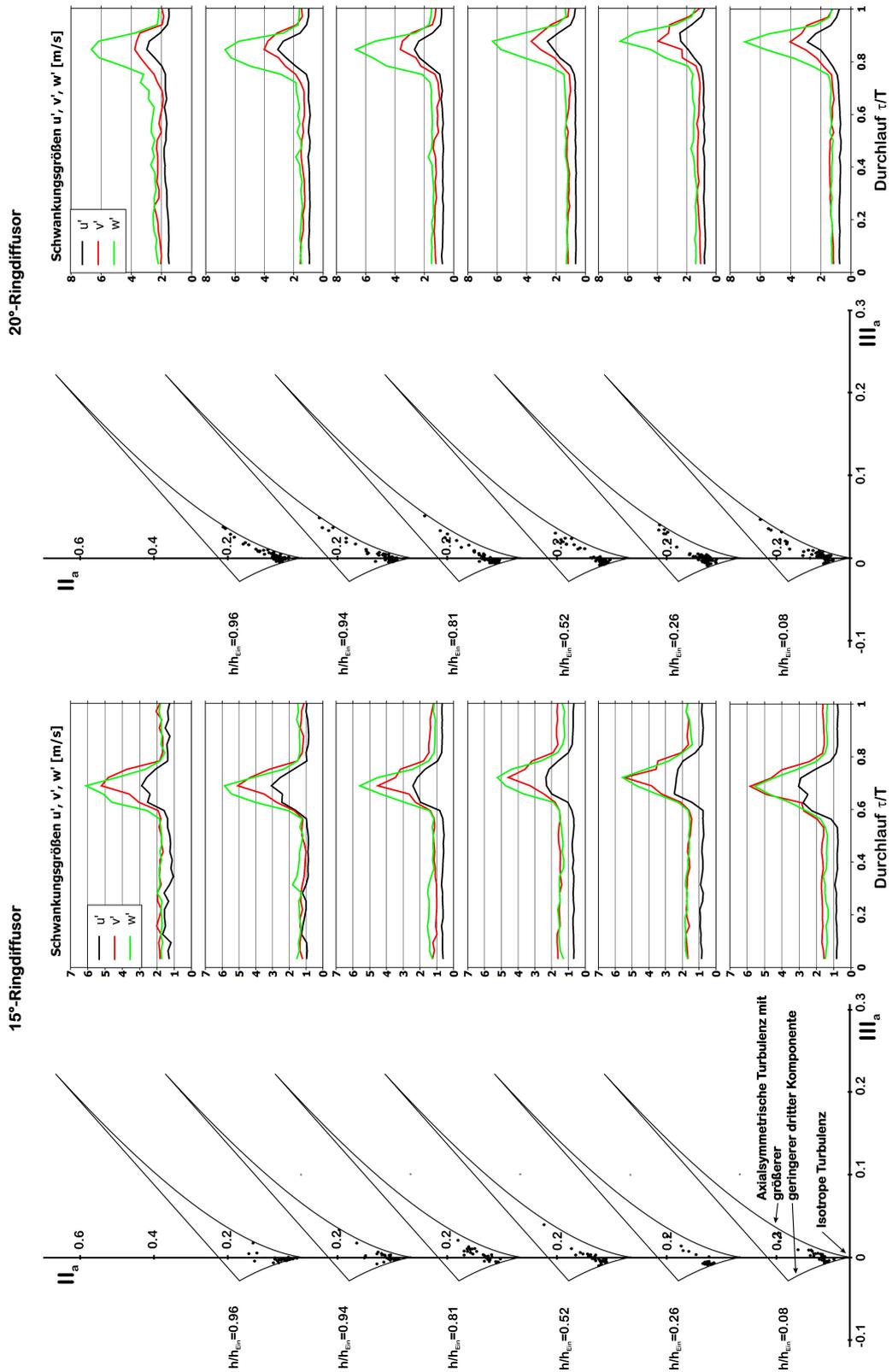


Abbildung A.16: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit NACA-profilertem Rotor, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.70$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.73$

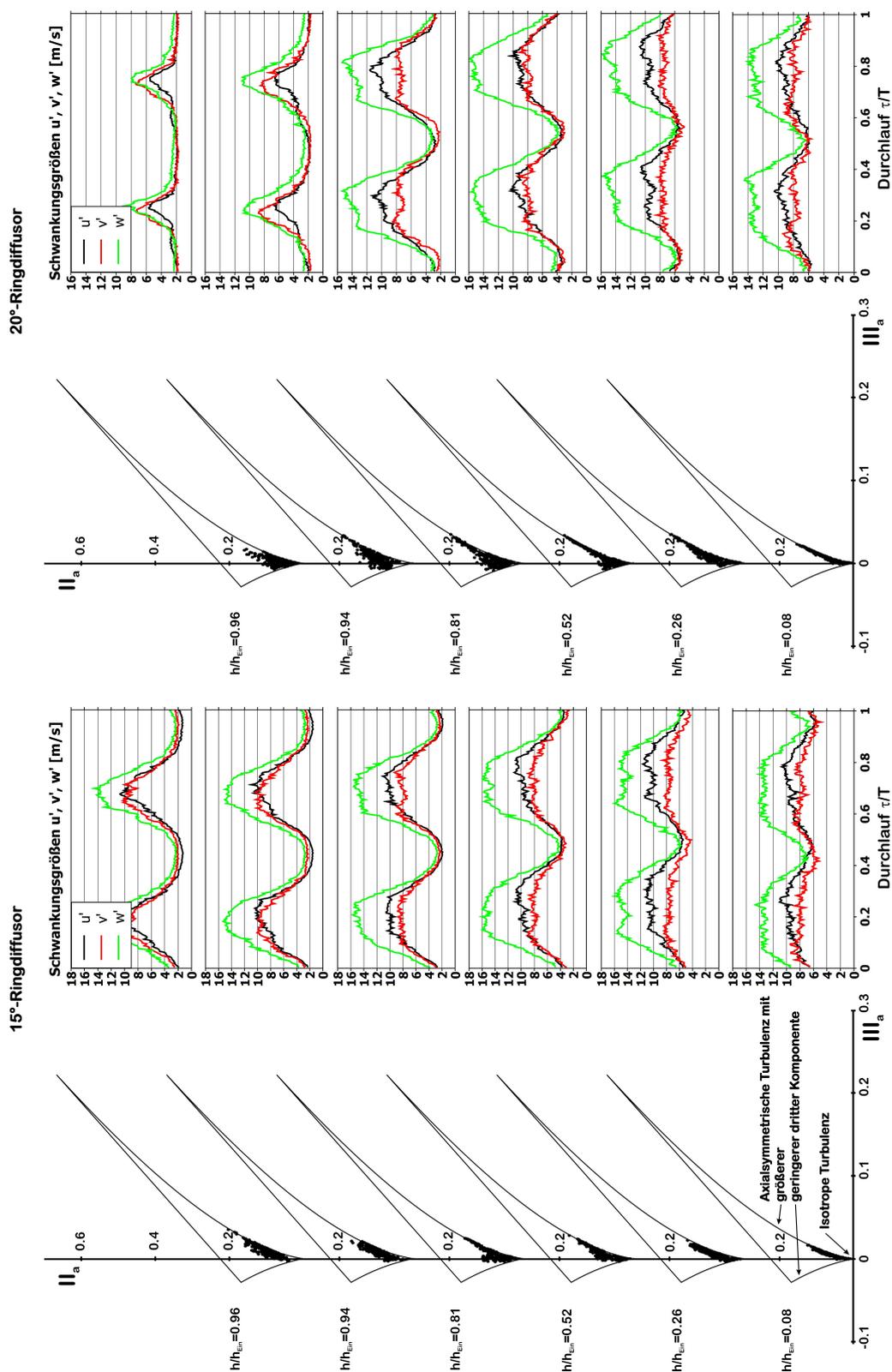


Abbildung A.17: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 4.24$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 4.24$

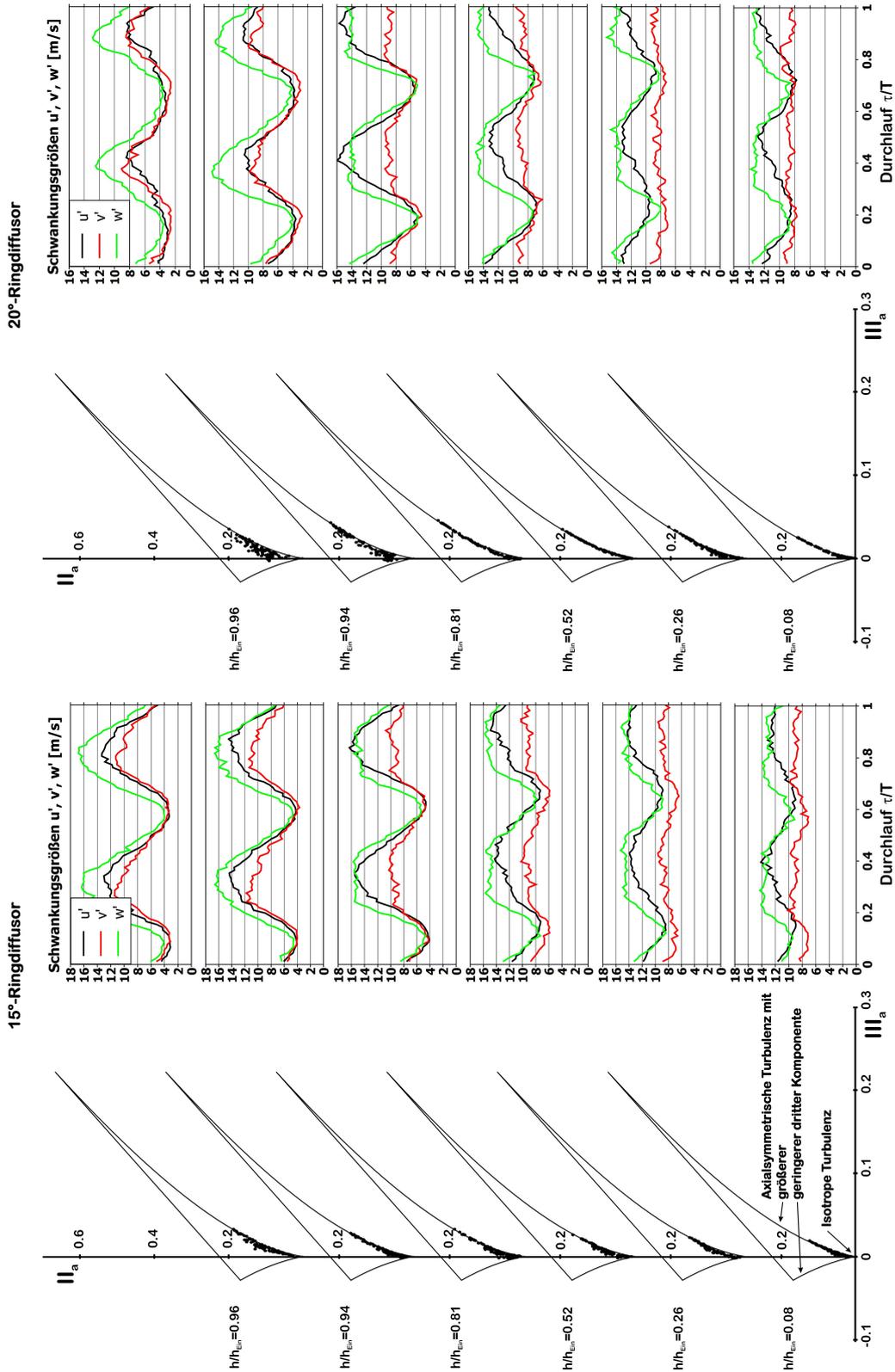


Abbildung A.18: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.41$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.41$

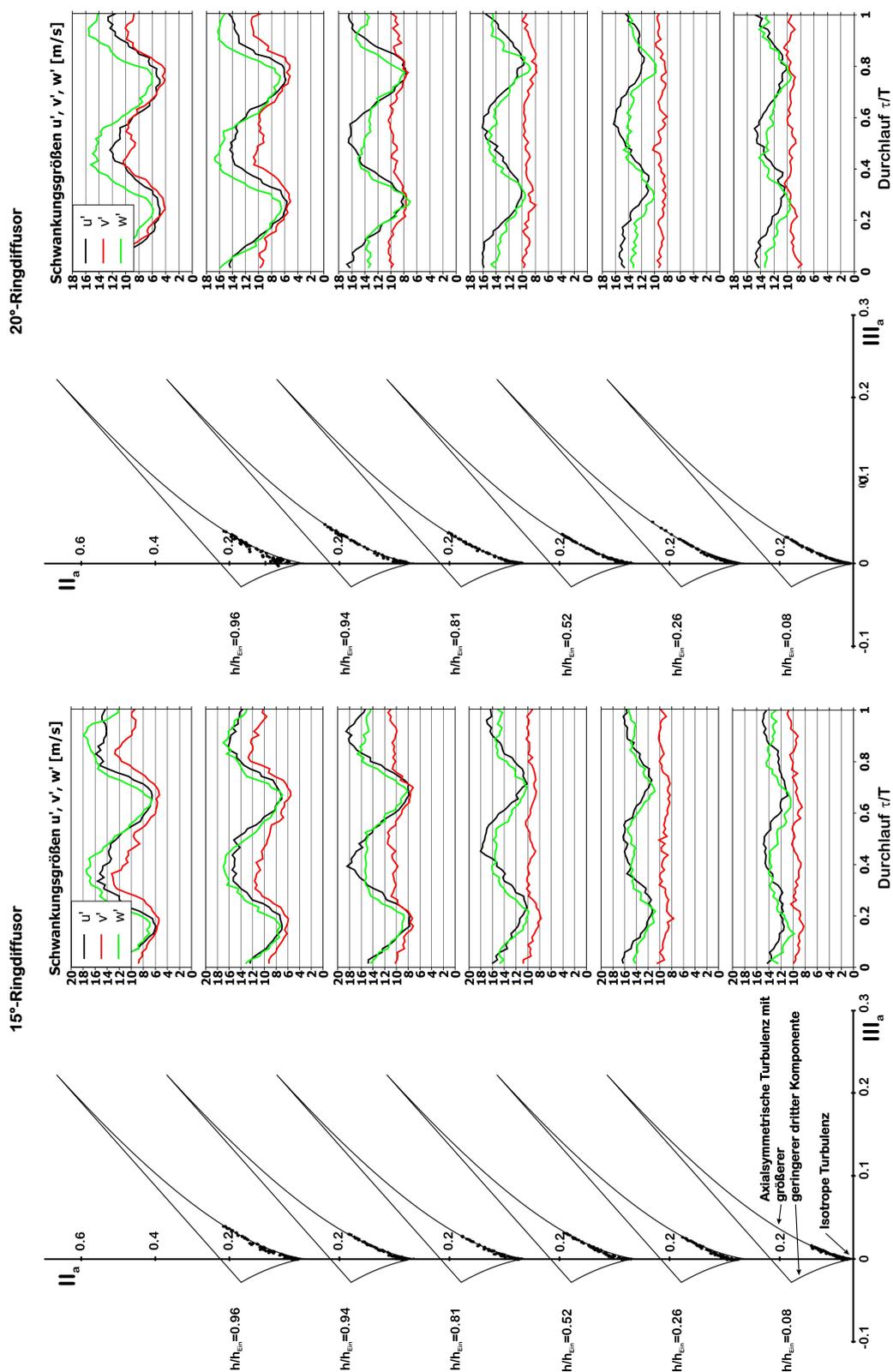


Abbildung A.19: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufelddurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 1.06$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 1.06$

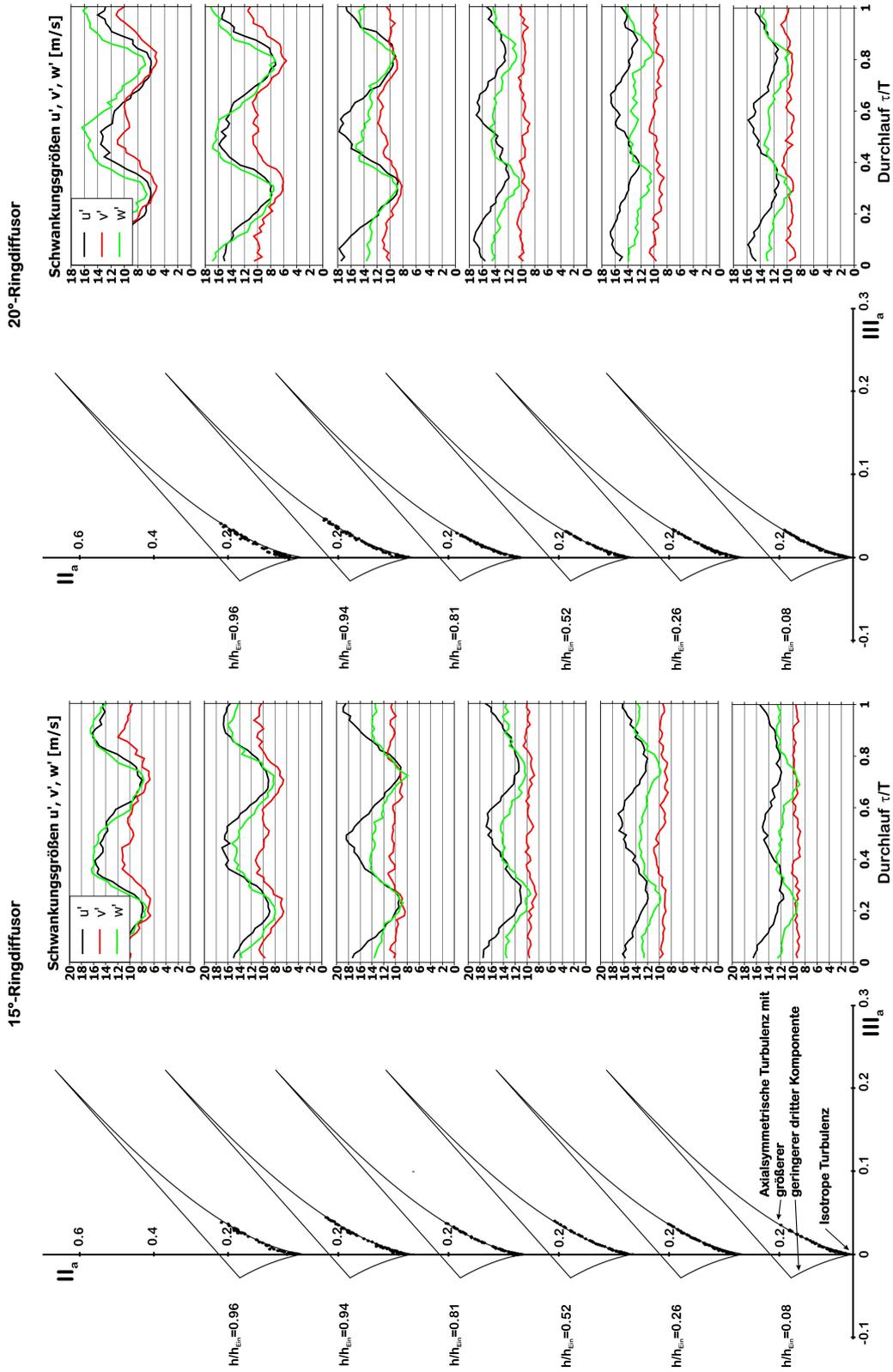


Abbildung A.20: Invariantenkarten und Schwankungsgrößen über einen Schaufeldurchlauf im Diffusoreintritt mit 5 mm-Speichenrad, $l/l_{Diff} = 0$, links: 15°-Ringdiffusor und $\phi = 0.94$, rechts: 20°-Ringdiffusor und $\phi = 0.94$

A Anhang

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name	Marcus Kuschel
Geburtsdatum	29. Mai 1978
Geburtsort	Minden/Westf.
Familienstand	ledig

Schulbildung

1984 - 1988	Grundschule Stolzenau
1988 - 1990	Orientierungsstufe Stolzenau
1990 - 1997	Gymnasium Stolzenau, Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

1997 - 1998	Grundwehrdienst beim 1. Raketenartilleriebataillon 12 in Nienburg/Weser
-------------	---

Ausbildung

1998 - 2001	Ausbildung zum Sozialversicherungsfachangestellten bei der AOK Stolzenau
-------------	--

Studium

2001 - 2007	Leibniz Universität Hannover, Abschluss: Diplom Maschinenbau
2006	6 Monate Praktikum bei Rolls Royce in Derby/England
seit 2007	Leibniz Universität Hannover, Promotionsstudium Maschinenbau

Berufstätigkeit

2007 - 2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover
seit 2011	Berechnungsingenieur Thermodynamik Dampfturbinen bei MAN Diesel & Turbo in Oberhausen

Dinslaken, im August 2014