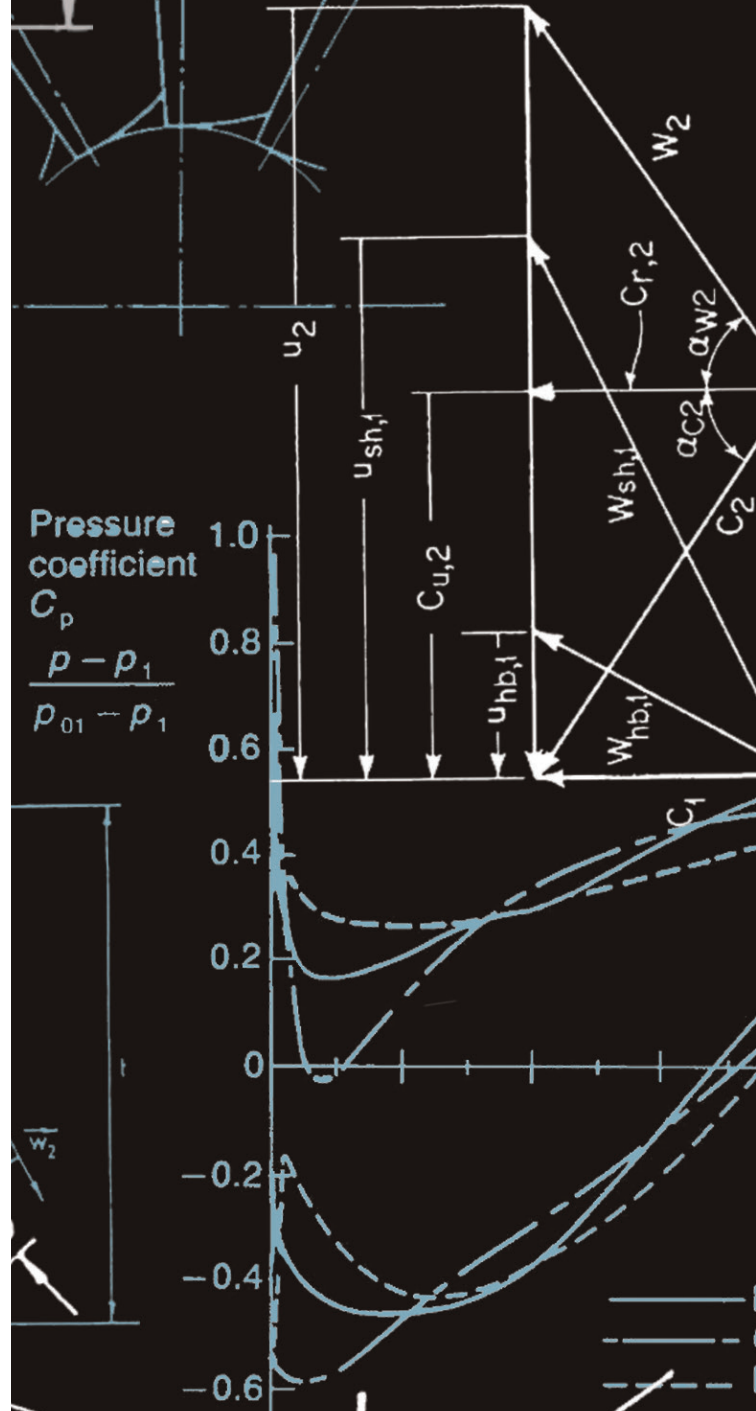
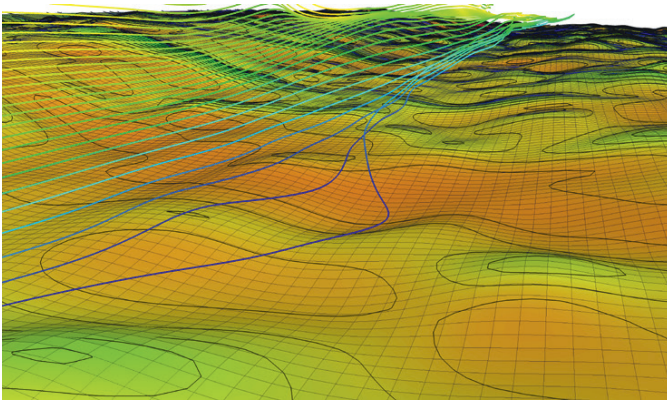


4

Sebastian Hohenstein

Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenbeschaufelungen



Berichte aus dem Institut für
Turbomaschinen und Fluid-Dynamik
Band 4/2014
Herausgeber: Jörg Seume



Institut für Turbomaschinen
und Fluid-Dynamik

Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenbeschaufelungen

Von der
Fakultät für Maschinenbau
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing Sebastian Hohenstein
geboren am 19. Januar 1984 in Hamburg

2014

Schlagwörter:

Oberflächenrauheiten, Turbine, Gitterwindkanal, Direkte Numerische Simulation

Keywords:

Surface Roughness, Turbine, Linear Cascade Wind Tunnel, Direct Numerical Simulation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Lutz Rissing

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

2. Referent: Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker

3. Referent: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis

Tag der mündlichen Prüfung: 11. November 2014

Zusammenfassung

Der Einsatz von Gasturbinen für den Antrieb von Flugzeugen wird aufgrund der hohen Leistungsdichte und Wirkungsgrade auch in den kommenden Jahrzehnten ohne Alternative sein. Dabei nimmt die Bedeutung von ökonomischen und ökologischen Aspekten stark zu. Um die Betriebskosten von Gasturbinen zu reduzieren, ist ein Weg bereits während der Produktion und Reparatur die Wechselwirkung von Fertigungsprozessen und funktionalen Eigenschaften zu berücksichtigen. Ein großes Potential die Reparaturkosten zu senken liegt in der Wartung von Hochdruckturbinenschaufeln, die aufgrund hoher thermischer und mechanischer Belastung einem hohen Verschleiß unterliegen. Durch eine geschickte, lokale Reparatur von Turbinenschaufeln, kann die Reparaturzeit gesenkt werden. Besondere Bedeutung kommt bei der Reparatur der Oberflächenbeschaffenheit der Turbinenschaufeln zu, da durch Oberflächenrauheiten der Wirkungsgrad signifikant gesenkt wird. Für eine geschickte und effiziente Reparatur ist daher die Kenntnis über die Wechselwirkung von Oberflächenrauheiten mit den lokalen Strömungsbedingungen entlang der Schaufeloberfläche notwendig.

Ein Merkmal betriebsbeanspruchter Turbinenschaufeln ist eine lokale Inhomogenität in der Höhe, der Dichte und Anordnung von Rauheitselementen auf Turbinenschaufeln. Aus Messungen von Oberflächenstrukturen betriebsbeanspruchter Turbinenschaufeln ergibt sich eine charakteristische Rauheitsverteilung, die besonders große Rauheitshöhen an der Vorderkante aufweist. Die Parametrisierung erfolgt mit Hilfe der äquivalenten Sandkornrauheit, um eine dreidimensionale Topographie in einen skalaren Kennwert zu überführen. Zur quantitativen Beschreibung der Isotropie bzw. Anisotropie der Oberflächenrauheiten wird ein Anisotropie-Parameter Λ_A eingeführt.

In dieser Arbeit werden experimentelle Untersuchungen zum Einfluss lokaler und komplexer Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufelungen durchgeführt. Dafür wird eine Schaufel ausgelegt, die eine ähnliche aerodynamische Belastung aufweist wie der Mittenschnitt einer Hochdruckturbinenschaufel eines modernen Flugtriebwerks. Aus den Rauheitsmessungen werden Oberflächenmodelle abgeleitet und auf der Turbinenschaufel appliziert. Aus Grenzschicht- und Nachlaufmessungen sowie Messungen der Profildruckverteilung folgt, dass Rauheiten im Wesentlichen den Reibungswiderstand beeinflussen. Abhängig von der Rauheitsposition auf der Schaufel ergeben sich stark unterschiedliche Verluständerung bis zu einer Erhöhung der Profilverluste von 11%. Mit Hilfe Direkter Numerischer Simulationen (DNS) erfolgt eine Klärung der Ursachen der Verlustentstehung von Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht. Dabei zeigt sich, dass durch Oberflächenrauheiten lokale Druckgradienten in die Grenzschicht induziert werden, welche die Stabilität kohärenter Wirbelstrukturen beeinflussen. Zusätzlich wird eine empirische Rauheitsfunktion anhand von Messwerten aus der Literatur hergeleitet. Dies ist notwendig, da viele technische Rauheiten Höhen von $k_s^+ \leq 20$ aufweisen, die vorhandenen Rauheitsfunktionen für diesen Bereich jedoch

keine allgemeingültigen Ergebnisse liefern. Eine Verifikation der allgemeinen Gültigkeit der neuen Rauheitsfunktion erfolgt mittels der DNS verschiedener Oberflächen.

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit folgt, dass unter Berücksichtigung der Wechselwirkung der lokalen Strömungsbedingungen mit Oberflächenstrukturen eine lokale Schaufelreparatur möglich ist. In Bereichen stark beschleunigter Strömungen kann die Oberflächenrauheit aus aerodynamischer Sicht vernachlässigt werden. Dadurch ist eine Senkung der direkten Betriebskosten von Gasturbinen über eine Reduzierung der Reparaturzeit möglich.

Abstract

Because of the high power density and efficiencies gas turbines will remain the first choice as a propulsion system for aircraft within the next decades. At the same time, the focus will change towards a more and more ecological and economical perspective. One approach to reducing the operating cost of gas turbines is to consider the interaction between manufacturing processes and functional properties during production and repair. The repair of high-pressure turbine blades offers a big potential to reduce cost. Due to high thermal and mechanical stresses, the deterioration rate of high-pressure turbine blades is high so that these parts are a main cost driver in gas turbine operation. One approach to lower direct operation cost is to repair the turbine blades locally where the surface roughness of the blade significantly influences the functional properties. With this, the time needed and therefore the cost of the repair process are reduced. In order to carry out a local blade repair the knowledge between the interactions of local surface roughness und fluid flow around the turbine blade is needed.

A distinguishing feature of high-pressure turbine blades after operation is local inhomogeneity of the height, density, and orientation of surface roughness elements along the surface of the blades. From surface roughness measurements a characteristic distribution of roughness elements is known. The surface roughness at the leading edge has the highest values of roughness height which diminishes with ongoing chord length towards the trailing edge. The surface roughness is parameterized by means of the equivalent sand grain roughness height which enables one to characterize a three dimensional topography with a scalar parameter. Additionally, the anisotropy parameter Λ_A is developed in order to parameterize the isotropy and anisotropy of surface roughness.

Experimental investigations on the effect of local and complex surface roughness on the aerodynamic loss behavior of turbine blades are carried out within the present investigations. For this purpose, a turbine blade is designed which features similar aerodynamic properties as the mid-span profile of a high-pressure turbine blade. Models of surface roughness are derived from roughness measurements and applied to the turbine blade. Measurements of the wake and the boundary layer flow as well as the pressure distribution lead to the conclusion that surface roughness influences the friction losses whereas the change in pressure loss can be neglected. An increase of profile losses of up 11% is measured, being dependent upon the roughness height and the position along the surface.

The causes of aerodynamic losses in turbulent boundary layers due to surface roughness are investigated using Direct Numerical Simulations. The results reveal that surface roughness induces local pressure gradients into the fluid flow, which have a stabilizing or destabilizing effect on near wall coherent vortices. Additionally, an empirical roughness function for the technically relevant roughness heights of $k_s^+ \leq 20$ is derived from measurement results available in literature. With this approach, the influence of surface

roughness in turbulent boundary layers can be predicted. A verification of the derived roughness function is conducted using the results of the DNS of different surface roughnesses.

From the results of the present work it can be concluded, that a local repair of the surfaces of gas turbine blades is possible if the interaction of the fluid flow and the surface roughness is accounted for. At areas with a strongly accelerated flow, surface roughness can be neglected from an aerodynamic point of view. Thus, the direct operating cost of gas turbines can be reduced by reducing the time needed to for the blade repair.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover im Rahmen des Sonderforschungsbereichs SFB 871 "Regeneration komplexer Investitionsgüter". Für die Finanzierung dieses Forschungsvorhabens möchte ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) meinen Dank aussprechen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume, Leiter des Instituts, möchte ich danken für die Unterstützung während der Bearbeitung dieses Forschungsprojekts. Sein Interesse und seine Impulse wie auch der Freiraum, den er mir in der Bearbeitung zugestand, haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Herrn Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker danke ich für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Lutz Rissing für die Übernahme des Vorsitzs meines Promotionsverfahrens. Zudem danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis für die Teilnahme als zusätzlicher Prüfer am Promotionsverfahren.

Ein großer Dank gilt allen meinen ehemaligen Kolleginnen und Kollegen am Institut für das Arbeitsklima und die fachliche Unterstützung. Besonderem Dank gilt hierbei Cristina Meinzer, Rafael Adamczuk und Jens Aschenbruck, mit denen ich mir über die Jahre das Büro geteilt habe. Die fachlichen Diskussionen und die Unterstützung bei der Bearbeitung des Forschungsprojekts sowie die stets gute Laune werden mir in guter Erinnerung bleiben. Zudem danke ich Christoph Lietmeyer und Florian Herbst für ihre wissenschaftlichen Anregungen im Laufe der Arbeit. Ohne die Hilfe von Studentinnen und Studenten wäre die Bearbeitung eines Forschungsprojekts dieses Umfangs und die Entstehung dieser Dissertation nicht möglich gewesen, so dass ich mich auch bei meinen Studentinnen und Studenten an dieser Stelle bedanken möchte.

Ganz herzlich danke ich meinen Eltern, die mir das Maschinenbaustudium ermöglicht und mich während all der Jahre wunderbar unterstützt haben. Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Olga. Ihr Verständnis und ihre Geduld in den vergangenen Jahren sind nicht selbstverständlich und waren mir ein großer Rückhalt. Sie hat mich stets ermutigt weiter zu arbeiten und war immer eine gute fachliche Diskussionspartnerin. Ohne die Unterstützung meiner Familie hätte ich die Arbeit in dieser Form nicht vollenden können.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
Formelzeichen	xi
1 Einleitung	1
2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten	5
2.1 Profilverluste in Turbinenkaskaden	5
2.2 Eigenschaften von Grenzschichten	9
2.2.1 Kohärente Strukturen in der turbulenten Grenzschicht	11
2.2.2 Quadranten-Analyse zur Identifizierung kohärenter Strukturen	11
2.2.3 Die Anisotropie-Invariantenkarte	12
2.3 Rauheiten in Grenzschichten	15
2.4 Laminar-turbulente Grenzschichttransition	16
2.4.1 Natürliche und Bypass-Transition	18
2.4.2 Ablösungsinduzierte Transition	19
2.5 Charakterisierung von Oberflächenrauheiten	21
3 Stand der Forschung	25
3.1 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf ebene, turbulente Grenzschichten	25
3.2 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf die Turbinenaerodynamik	29
3.3 Schlussfolgerungen aus vorangegangenen Untersuchungen	34
4 Oberflächenstrukturen	37
4.1 Messtechnik zur Erfassung von Oberflächenstrukturen	37
4.2 Filterung der Messergebnisse	38
4.3 Oberflächenstrukturen durch Betriebsbeanspruchung	40
4.3.1 Erosion und Korrosion	40
4.3.2 Ablagerungen	42
4.3.3 Parametrisierung lokaler Oberflächenstrukturen	43
4.4 Oberflächenstrukturen durch die Regeneration	47
4.4.1 Fräsbearbeitung	47
4.4.2 Heißgas-Korrosionsschutzschicht	49
5 Experimenteller Aufbau und Windkanal	51

Inhaltsverzeichnis

5.1	Gitterwindkanal	51
5.2	Turbinenkaskade	53
5.3	Nachlaufmessungen	55
5.3.1	Messtechnik	55
5.3.2	Auswertung von Nachlaufmessungen	57
5.4	Grenzschichtmessungen	59
5.4.1	Optische L2F-Messtechnik	59
5.4.2	Auswertung der Grenzschichtmessungen	60
6	Integrales aerodynamisches Verlustverhalten	63
6.1	Periodizität der Strömung	63
6.2	Applikation von Oberflächenstrukturen	66
6.3	Profilverluständerung	68
6.4	Ableiten eines Modells zur Vorhersage der Profilverluständerung	71
6.5	Einfluss auf den Druckwiderstand	72
6.6	Einfluss auf den Reibungswiderstand	76
6.6.1	Rauheits-induzierte Beeinflussung der Grenzschichttransition	78
6.6.2	Erhöhung der Dissipation durch Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht	80
6.7	Gekoppelter Einfluss von Oberflächenrauheiten und Druckgradient auf die Profilverluste	84
7	Numerische Strömungssimulationen	87
7.1	Allgemeine Bewegungsgleichungen	87
7.2	Eigenschaften der Turbulenz	88
7.3	Diskretisierung und Lösung der Bewegungsgleichung in OpenFOAM	89
7.4	Rechendomäne und Simulationszeit	91
8	Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht	93
8.1	Untersuchte Oberflächenstrukturen	93
8.2	Einfluss auf die Wandschubspannung und Ableiten einer Rauheitsfunktion für $k_s^+ < 20$	94
8.3	Einfluss von Oberflächenstrukturen auf wandnahe, kohärente Strukturen	98
8.4	Entropiegenerierung durch Oberflächenstrukturen	103
8.5	Anisotropie der Turbulenz	106
9	Schlussfolgerungen	113
10	Ausblick	117
	Literaturverzeichnis	119
A	Literaturüberblick zu Rauheitsuntersuchungen in Turbinen	129
B	Profilkoordinaten	131

C	Messgenauigkeit und Fehlerrechnung	133
D	Kennwerte von Oberflächentopographien infolge Fräsbearbeitung	137
E	Validierung von OpenFOAM 2.1.1	139
F	Numerische Strömungssimulationen mit TRACE	143
F.1	Statistische Beschreibung der Turbulenz	144
F.2	Turbulenzmodellierung	145
F.3	Transitionsmodellierung	146
	Wissenschaftlicher Werdegang	149

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1.1	Direkte Betriebskosten eines Flugzeugs und der Triebwerke, nach Rupp (2002)	1
2.1	Kräfte an einem umströmten Turbinenprofil	6
2.2	Minimaler Widerstandsbeiwert ebener, glatter Plattenströmungen (Kozulovic 2007)	7
2.3	Profilverluste in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl, nach Herbst (2013), Hourmouziadis (1989)	8
2.4	Universelles Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Grenzschicht	10
2.5	Kohärente Strukturen in der turbulenten Grenzschicht, nach Robinson (1991) und Fröhlich (2006)	12
2.6	Quadranten des $\pm u'v'$ Ergebnisraums	12
2.7	Anisotropie-Invariantenkarte der Turbulenz	14
2.8	Stufen der natürlichen Transition (Herbst 2013, Schlichting und Gersten 2005)	19
2.9	Einfluss von Turbulenzgrad und Druckgradient auf die Transitionsmodi (Herbst 2013, Mayle 1991)	20
2.10	Transitionsverlauf über eine abgelöste Strömung (Herbst 2013, Mayle 1991)	20
2.11	Rauheitsprofil zur Definition der Rauheitskennwerte	21
2.12	Unterschiedliche Oberflächentopographien mit nahezu gleichem Ra (Volk 2013)	22
3.1	Skizze zur Sandkornrauheit nach Schlichting und Gersten (2005)	25
3.2	Skizze zu Rauheiten vom d-Typ und k-Typ nach Jimenez (2004)	26
3.3	Konfigurationen lokaler Oberflächenrauheiten der Untersuchungen von Yuan und Kind (2006) (links) und Zhang und Ligrani (2006) (rechts)	31
4.1	Prinzipskizze zur Funktionsweise eines Konfokalmikroskops (Gilge 2012)	37
4.2	Oberfläche mit Profilkrümmung (links) und neu um Nullachse angeordnet (rechts)	38
4.3	Einfluss der Grenzwellenlänge λ_{grenz} auf den Oberflächenkennwert Λ_S	40
4.4	Oberflächentopographien infolge Erosion und Korrosion: links an der Vorderkante, rechts bei 85% Sehnenlänge	41
4.5	Oberflächentopographien infolge Ablagerung auf der Schaufeldruckseite	42
4.6	Arithmetische mittlere Rauheit Ra (links) und absolute Rauheitshöhe Rz (rechts) entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln	43
4.7	Zusammenhang zwischen Ra , Rz und der relativen Sehnenlänge x/l	44

Abbildungsverzeichnis

4.8	Äquivalente Sandkornrauheit k_s entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln	45
4.9	Schiefe Rsk (links) und Kurtosis Rku (rechts) der Rauheitselemente entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln	46
4.10	Anisotropie-Parameter Λ_A entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln	47
4.11	Reale Oberflächentopographie durch Fräsbearbeitung (rechts) als Kombination aus idealer (links) und stochastischer Rauheit (nicht dargestellt) .	48
4.12	Einfluss der stochastischen Topographie (links) sowie verschiedener Fräsparemeter (rechts) auf den Anisotropie-Parameter Λ_A	48
4.13	Oberflächentopographie einer MCrAlY-Korrosionsschutzschicht	49
5.1	Schematischer Aufbau des Gitterwindkanals	52
5.2	Definition der Profilparameter der Turbinenkaskade	55
5.3	Gitterkasten mit Keilsonden, Grenzschichtabsaugung und Tailboard . . .	56
5.4	Korrektur des Totaldrucks im Nachlauf	58
5.5	Kontrollvolumen zur Berechnung der homogenen Gitterabströmung (Amecke 1967, Lietmeyer 2013)	58
5.6	Schematischer Aufbau des Laser-2-Fokus Messsystem (Lietmeyer 2008) .	59
5.7	Messebene des L2F-Systems (Nitsche und Brunn 2005)	60
5.8	Flugzeiten-Histogramm für eine Winkelposition α_i , nach Lietmeyer (2008)	61
5.9	Häufigkeitsverteilung der gemessenen Partikelflugzeiten	62
6.1	Profildruckverteilung und Totaldruck im Nachlauf, mittlere Schaufel, Referenzseite	64
6.2	Abströmwinkel und Gradient des Abströmwinkels, mittlere Schaufel, Referenzseite	65
6.3	Anstrichbild der Saugseite, mittlere Schaufelreihe	65
6.4	Krümmung der Oberflächenstrukturen	68
6.5	Gemessene prozentuale Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}$ in Abhängigkeit von der Position und Höhe der Rauheit auf der Schaufel . .	69
6.6	Gemessene prozentuale Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}$ komplexer Oberflächenstrukturen kombinierter lokaler Rauheiten	70
6.7	Modellierte Verluständerung nach Gleichung 6.2 in Abhängigkeit lokaler Oberflächenrauheiten	72
6.8	Profildruckverteilungen der Konfigurationen $M1b1$ (links) sowie $M2b1$ und $M2b2$ (rechts)	73
6.9	Profildruckverteilungen der Konfigurationen $M3b1$ und $M3b2$	74
6.10	Profildruckverteilungen der Konfigurationen $M4b1$ und $M4b2$ (links) sowie $M2b1\&M4r1$ (rechts)	75
6.11	Anstrichbild der Saugseite der glatten Referenzschaufel, Skizze der Ablöseblase nach Hatman und Wang (1999)	77
6.12	Anstrichbild der Konfiguration $M1b1$ mit Rauheiten an der Vorderkante .	78

6.13	Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration <i>M2b2</i> , Rauheiten bei $x/l = 0, 2$	79
6.14	Anstrichbild der Konfiguration <i>M3b2</i> mit Rauheiten bei $x/l = 0, 5$	80
6.15	Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration <i>M4b1</i>	81
6.16	Anstrichbild der Konfiguration <i>M2b1&M4r1</i> mit komplexen Oberflächenstrukturen	82
6.17	Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration <i>M2b1&M4b1</i> mit komplexen Oberflächenstrukturen	83
6.18	Reynolds-Zahl am Transitionsende Re_{end} (links) und Totaldruckverluständerung $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}$ (rechts) in Abhängigkeit der Rauheitshöhe k_s^+ und des Beschleunigungsparameters K	84
7.1	Energiespektrum der isotropen Turbulenz (Herbst et al. 2013, Scholz et al. 2009)	89
7.2	Parameter der Finite-Volumen Diskretisierung (OpenFOAM Foundation 2013)	91
7.3	Rechendomäne und -netz der Direkten Numerischen Simulation einer ebenen Kanalströmung	92
8.1	Rauheitsfunktion $\Delta u^+ = f(k_s^+)$, Gleichungen 2.20 und 8.2	96
8.2	Geschwindigkeitsprofile verschiedener Oberflächenstrukturen: <i>reg. Nr. 6*_{ideal}</i> (links), <i>betrieb.</i> (rechts)	97
8.3	Geschwindigkeitsprofile regenerationsspezifischer Oberflächenstrukturen: <i>reg. Nr. 4_{ideal}</i> (links), <i>reg. Nr. 4</i> (rechts)	97
8.4	Kohärente Strukturen über einer glatten Oberfläche bei $y^+ = 11, 5$. Häufigkeit des Auftretens von Ejections (oben) und von Sweeps (unten)	99
8.5	Kohärente Strukturen in der Wandnähe, Oberfläche <i>reg., Nr. 4_{ideal}</i> . Von oben nach unten: Häufigkeit des Auftretens von Ejections und von Sweeps, Stärke von Ejections und von Sweeps.	101
8.6	Kohärente Strukturen in der Wandnähe, Oberfläche <i>reg., Nr. 6*_{ideal}</i> . Von oben nach unten: Häufigkeit des Auftretens von Ejections und von Sweeps, Stärke von Ejections und von Sweeps.	102
8.7	Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. <i>6*_{ideal}</i>	104
8.8	Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch betriebsbeanspruchte Oberflächenstruktur <i>betrieb.</i>	104
8.9	Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. <i>4_{ideal}</i>	105

Abbildungsverzeichnis

8.10	Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. 4	105
8.11	Invariantenkarte der wandnahen Strömung: ideale Fräsrauheit, Strömungsrichtung 45° zur Fräsrichtung	107
8.12	Invariantenkarte der wandnahen Strömung: betriebsbeanspruchte Oberflächenstrukturen	108
8.13	Invariantenkarte der wandnahen Strömung: ideale Fräsrauheit	110
8.14	Invariantenkarte der wandnahen Strömung: reale Fräsrauheit	111
10.1	Typische Druckverteilungen von Verdichter- und Turbinenbeschaufelungen, nach Mayle (1991)	117
C.1	Messstellen der Keilsonden, nach Schreyer (2008)	135
C.2	Messkette und Messbereiche inkl. Messtoleranz nach Herstellerangaben der Druckmesstechnik	135
E.1	Vergleich der mit OpenFOAM 2.1.1 berechneten Geschwindigkeitsverteilung mit den Ergebnissen von Moser et al. (1999). Links: innere Skalierung, rechts: äußere Skalierung	140
E.2	Vergleich der mit OpenFOAM 2.1.1 berechneten Reynoldsspannungen mit den Ergebnissen von Moser et al. (1999)	141
F.1	Verwendetes Rechennetz bei der numerischen Strömungssimulation der Turbinenschaufel	144

Tabellenverzeichnis

4.1	Grenzwellenlänge in Abhängigkeit von Ra und Rz nach DIN EN ISO 4787	39
5.1	Parameter der Turbinenkaskade	54
5.2	Funktionen zur Berechnung der mittleren Strömungsgrößen (Schodl 1998)	61
6.1	Experimentell untersuchte Oberflächenstrukturen	67
6.2	Koeffizienten des Modells zur Vorhersage der Profilverluständerung	71
8.1	Oberflächenkennwerte der mit DNS untersuchten Topographien	94
8.2	Einfluss der untersuchten Oberflächenstrukturen auf die Wandschubspannung und die Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils	95
A.1	Abkürzungslegende zu Tabelle A.2	129
A.2	Details zu Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Turbinenaerodynamik	130
B.1	Position der Profildruckbohrungen	131
B.2	Profilkoordinaten des untersuchten Turbinenprofils	132
C.1	Bezeichnung der Messstellen und Messtoleranz	134
D.1	Oberflächenkennwerte typischer Topographien infolge von Fräsbearbeitung	137

Tabellenverzeichnis

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
A	m^2	Fläche	
a	m/s	Schallgeschwindigkeit	
C_d	–	Dissipationskoeffizient	Gl. (2.8)
CFL	–	Courant-Friedrichs-Levy-Zahl	$\frac{U \Delta t}{\Delta x}$
c_A	–	Auftriebsbeiwert	Gl. (2.2)
c_p	J/kgK	spezifische isobare Wärmekapazität	
c_p	–	Druckbeiwert	Gl. (6.3)
c_v	J/kgK	spezifische isochore Wärmekapazität	
c_W	–	Widerstandsbeiwert	Gl. (2.4)
D_L	–	Diffusions-Zahl nach Lieblein	
E	m^3/s^2	Spektralfunktion der turbulenten Energie	
F_A	N	Auftriebskraft	Gl. (2.1)
F_R	N	resultierende Kraft	
F_W	N	Widerstandskraft	Gl. (2.3)
h	m	Schaufelhöhe	
II_a	–	zweite Invariante	
III_a	–	dritte Invariante	
K	–	Beschleunigungsparameter	$\left(\frac{\mu}{\rho U^2} \frac{dU_e}{ds} \right)$
k	m	Rauheitshöhe	
k_s	m	äquivalente Sandkornrauheit	
k_s^+	–	dimensionslose Sandkornrauheit	
l	m	Sehnenlänge des Profils	
l_{ax}	m	Axiale Sehnenlänge des Profils	
l_K	m	Kolmogorov Länge	
l_T	m	turbulentes Längenmaß	
\dot{m}	kg/s	Massenstrom	
Ma	-	Mach-Zahl	U/a

Formelzeichen

N	–	Anzahl	
n	m	Koordinate normal zur Wand	
n_i	m	Oberflächennormalenvektor	
p	Pa	statischer Druck	
p_t	Pa	Totaldruck	$p \cdot \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$
q_i	J/m ² s	Wärmestromdichtevektor	
R_s	J/kgK	spezifische Gaskonstante	
Re	–	Reynolds-Zahl	$Ul\rho/\mu$
Re ₂	-	Reynolds-Zahl der Abströmung	$u_2l\rho_2/\mu_2$
Re _x	–	mit der Lauflänge gebildete Reynolds-Zahl	$Ux\rho/\mu$
Re _{end}	–	mit dem Transitionsende gebildete Reynolds-Zahl	$Ux_{end}\rho/\mu$
S_{ij}	1/s	Scherratenensor	
\dot{S}_A	J/mol·K·m ²	Entropiegenerierung pro Flächeneinheit	Gl. (2.7)
s	m	Lauflänge auf der saugseitigen Oberfläche	
s	J/mol·K	Entropiegenerierung	Gl. (2.5)
s_{ij}	kg/mKs ³	Entropiegenerierung infolge Scherbewegung	
Δs	J/kgK	spezifische Entropiegenerierung	
T	K	statische Temperatur	
T_t	K	Totaltemperatur	
Tu	–	Turbulenzgrad	
t	s	Zeit	
t	m	Teilung des Profils	
U	m/s	Betrag der Geschwindigkeit	
u_i	m/s	Geschwindigkeitsvektor	
u^+	–	dimensionslose Geschwindigkeit	
u_τ	m/s	Wandschubspannungsgeschwindigkeit	$\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
V	m ³	Volumen	
w	m/s	Betrag der Relativgeschwindigkeit	
x_i	m	Vektor der kartesischen Koordinaten	
x, y, z	m	kartesische Koordinaten	
y^+	–	dimensionsloser Wandabstand	$\frac{u_\tau y \rho}{\mu}$

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
α	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit	
β_1	$^\circ$	Anströmwinkel	
β_2	$^\circ$	Abströmwinkel	
Δ	-	Differenz oder Zellabstand	
δ	m	Grenzschichtdicke	
δ_{ij}	-	Kronecker-Delta	
ζ	-	integraler Totaldruckverlustbeiwert	Gl. (2.6)
κ	-	Isentropenexponent	
κ	-	von Karman Konstante	
κ_T	$1/\text{m}$	Wellenzahl	$\frac{2\pi f_T}{U}$
μ	Pa s	dynamische Viskosität	
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität	$\frac{\mu}{\rho}$
ρ	kg/m^3	Dichte	
τ_{ij}	N/m^2	Spannungstensor	
τ_{ij}	N/m^2	Reynolds-Spannungstensor	Gl. (2.6)
τ_w	N/m^2	Wandschubspannung	$\mu \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_w$
ϕ		beliebige Erhaltungsgrößen	

Tiefgestelle Indizes

Index	Bedeutung
∞	Größe der ungestörten Außenströmung oder der Zuströmung
1	Einströmrand; stromaufwärts der Schaufelreihe
2	Ausströmrand; stromabwärts der Schaufelreihe
DS	Druckseite des Profils
e	Größe am Grenzschichtrand (engl. edge)
end	Transitionsende
HK	Hinterkante des Profils
K	Kolmogorov
max	Maximalwert
min	Minimalwert
num	numerisch
ref	Referenzgröße
rms	root mean square
SS	Saugseite des Profils
t	Transitionspunkt
VK	Hinterkante des Profils
w	Wand

Überstreichungen

Symbol	Bedeutung
$\bar{}$	zeitlicher Mittelwert nach Reynolds
$\overset{\sim}{}$	Schwankungsgröße nach Reynolds

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
CFD	C omputational F luid D ynamics
DLR	D eutsches Zentrum für L uft- und R aumfahrt
DNS	D irekte N umerische S imulation
DS	D ruckseite
HDT	H och d ruckturbine
HK	H inter k ante des Profils
NDT	N ieder d ruckturbine
NDV	N ieder d ruck v erdichter
SS	S augseite
TRACE	T urbomachinery R esearch A erodynamic C omputational E nvironment
VK	V order k ante des Profils

1 Einleitung

Wegen ihrer hohen Leistungsdichte gepaart mit einem hohen Wirkungsgrad und relativ geringem Schadstoffausstoß kommen Gasturbinen in einem breiten Anwendungsspektrum zum Einsatz. Die wichtigsten Anwendungsbereiche sind dabei die Produktion von elektrischer Energie über stationäre Gasturbinen in Kraftwerken und der Antrieb im Bereich der Luftfahrt. Daran wird sich auch in den kommenden Jahrzehnten aufgrund fehlender Alternativen nichts ändern. So lag der weltweite Anteil der mittels Gasturbinen produzierten elektrischen Energie im Jahr 2008 bei 21% der gesamten gewandelten Energie. Im Rahmen der Energiewende kommt den Gasturbinen die spezielle Aufgabe zu, ausreichend elektrische Energie bereitzustellen, falls dies nicht über Wege der erneuerbaren Energie möglich ist. Daher wird davon ausgegangen, dass auch im Jahr 2035 der Anteil der mit Hilfe von Gasturbinen erzeugten Energie bei 21% liegen wird (Siemens 2011). Ähnlich verhält es sich mit Gasturbinen, die zum Antrieb von Flugzeugen eingesetzt werden. Die internationale Luftfahrtindustrie rechnet bis zum Jahr 2031 mit einem jährlichen Wachstum des Passagieraufkommens von 4,5%-4,7%. Um die zunehmende Anzahl von Passagieren befördern zu können, werden in der Zeitspanne von 2012 bis 2031 ca. 68.000 neue Flugzeuge in Betrieb genommen, die von 149.000 Triebwerken mit Gasturbinen angetrieben werden (Rolls-Royce 2012).

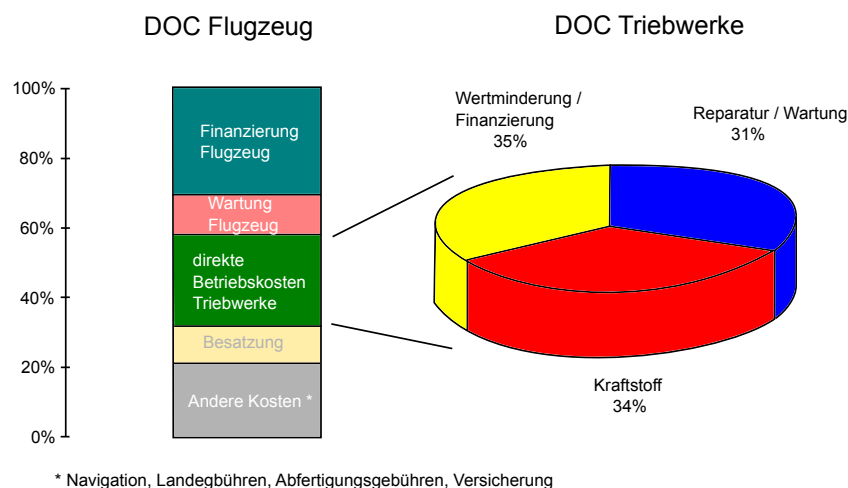


Abbildung 1.1: Direkte Betriebskosten eines Flugzeugs und der Triebwerke, nach Rupp (2002)

Insbesondere die Anwendung von Gasturbinen in modernen Flugzeugtriebwerken stellt hohe Anforderungen hinsichtlich der Zuverlässigkeit und Sicherheit auf der einen und der Wirtschaftlichkeit auf der anderen Seite. Auf die Triebwerke eines zivilen Flugzeugs ent-

1 Einleitung

fallen ca. 26% der direkten Betriebskosten (**D**irect **O**perating **C**osts), wie in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Je nach Flugzeugtyp ergeben sich bis zu \$11.000 DOC pro Stunde, so dass die Triebwerke eine Hauptkostenquelle beim Betrieb eines Flugzeugs sind. Die DOC eines Triebwerks setzen sich zu ca. je einem Drittel aus der Finanzierung, der Wartung und dem Kraftstoffverbrauch zusammen. Daraus ergibt sich aus ökonomischer Sicht das Bestreben die Wartungskosten zu reduzieren und den Wirkungsgrad zu erhöhen, um den Kraftstoffverbrauch zu senken.

Bei den Reparaturkosten entfallen fast 50% auf die Instandsetzung von Schaufeln (Rupp 2002). Aus der hohen mechanischen Belastung von mehreren tausend Newton Zugkraft bei gleichzeitiger sehr hoher thermischer Belastung, bei der die Temperatur des Heißgases über der Schmelztemperatur der Turbinenschaufeln liegt, ergibt sich eine besonders hohe Wartungsintensivität der Schaufeln in der Hochdruckturbinen. Hinzu kommt noch erosiver Verschleiß der Oberflächen von Turbinenschaufeln infolge von in das Triebwerk eingesaugten Fremdkörpern sowie korrosiv bedingter Verschleiß. Mit Neuteilpreisen von ca. \$500.000 für einen Satz Laufschaufeln (Rupp 2002) der ersten Stufe einer Hochdruckturbinen stellen geschickte Reparaturverfahren eine kostengünstige Alternative zum Austausch der Turbinenschaufeln dar und gewinnen deshalb zunehmend an Bedeutung.

Ein wichtiger Einflussfaktor auf den Wirkungsgrad eines Triebwerks ist die Oberflächengüte der Beschauung, da eine Verringerung der Oberflächenrauheit maßgeblich zu einer Verbesserung des Wirkungsgrads beiträgt. Neuteile weisen in der Regel eine homogene und niedrige Oberflächenrauheit auf, die während des Betriebs von Triebwerken stark zunimmt. Dabei führen Materialabtrag durch Erosion und Korrosion sowie Ablagerungen von Fremdkörpern auf der Schaufel zu einer inhomogenen Oberflächenrauheit. Diese ist gekennzeichnet durch eine lokale Variation in der Höhe, der Dichte sowie der Ausrichtung der Rauheitselemente. Dabei können die Rauheitselemente auf der Oberfläche sowohl stochastisch (isotrop) verteilt als auch relativ zur Strömungsrichtung (anisotrop) ausgerichtet sein. Bei den heutigen Reparaturverfahren wird die Inhomogenität der Oberflächenrauheit nicht berücksichtigt und die Schaufeloberfläche großflächig instandgesetzt.

Ein Weg, die Reparatur von Turbinenschaufeln in Zukunft effizienter und damit kostengünstiger durchzuführen, ist die lokale Reparatur von Turbinenschaufeln. Für den Ansatz der lokalen Reparatur ist neben der Kenntnis des Einflusses lokaler Rauheiten auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln auch die Kenntnis der Wechselwirkung von Fertigungsprozessen mit den funktionalen Eigenschaften nötig. Im Idealfall kann diese Methode dazu führen, dass eine Reparatur nicht notwendig ist, da die lokalen Rauheiten keinen Einfluss auf die aerodynamischen Verluste ausüben und somit eine kostenintensive Schaufelreparatur vermieden werden kann. Überschreiten die Oberflächenrauheiten lokal einen Grenzwert, ist eine Reparatur notwendig. Dabei wird beim Ansatz der lokalen Reparatur nicht mehr die gesamte Oberfläche repariert, sondern nur noch die Bereiche, deren Rauheitshöhen vordefinierte Grenzwerte überschreiten. Durch die lokale Reparatur können somit die Kosten sowohl über eine Verringerung der Arbeitszeit als auch durch einen geringeren Materialeinsatz reduziert werden. In bisherigen Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Verluste von Turbinen-

schaufeln kam der Eigenschaft der lokalen Inhomogenität der Oberflächenbeschaffenheit keine bis wenig Beachtung zu. Demzufolge steht keine Datenbasis zur Bewertung komplexer und lokal variabler Oberflächen hinsichtlich des aerodynamischen Verlustverhaltens zur Verfügung.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, durch eine geeignete Charakterisierung komplexer Oberflächenstrukturen den Einfluss auf das aerodynamische Verlustverhalten zu berücksichtigen und die Ursachen der Verlustentstehung zu klären. Vor diesem Hintergrund werden im Rahmen dieser Arbeit Messungen der Oberflächenbeschaffenheit von realen, betriebsbeanspruchten Turbinenschaufeln durchgeführt und die Oberflächenstrukturen charakterisiert und parametrisiert. Der Einfluss lokaler, realer Oberflächenstrukturen auf das integrale Verlustverhalten von Turbinenschaufeln wird über Messungen in einem Gitterwindkanal bestimmt. Auf Basis der Messdaten wird ein analytisches Modell hergeleitet, um die Verluständerung in Abhängigkeit von der Position und der Höhe lokaler Rauheiten auf der Schaufelsaugseite vorherzusagen.

Die Klärung der Ursachen der Verlustentstehung erfolgt mit Hilfe numerischer Strömungssimulationen. Mit den in den letzten Jahren stark gestiegenen Rechenkapazitäten ist nun erstmals die Durchführung von Direkten Numerischen Simulationen an realen Oberflächenstrukturen möglich, um die Wechselwirkung zwischen rauer Oberfläche und wandnahe Fluid zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in drei größere Abschnitte, die sich an die Einführung der grundlegenden physikalischen Vorgänge in Kapitel 2 und die Übersicht zum Stand der Forschung in Kapitel 3 anschließen. Den ersten größeren Abschnitt stellt das Kapitel 4 dar, in dem eine Charakterisierung und Parametrisierung betriebsbeanspruchter und fertigungsbedingter Oberflächenstrukturen erfolgt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf einer eindeutigen und geschickten Parametrisierung der Oberflächen, welche die Form, Höhe und Isotropie bzw. Anisotropie der Oberflächen quantitativ abbildet. Den zweiten Abschnitt bilden die Kapitel 5 und 6. In diesen werden der experimentelle Aufbau sowie die Ergebnisse zum Einfluss der Oberflächenstrukturen auf das integrale aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln vorgestellt. Den dritten großen Abschnitt bildet die Klärung der strömungsmechanischen Ursachen der Verlustentstehung durch die Wechselwirkung von Oberflächenstrukturen und wandnahe Fluid, die mit Hilfe Direkter Numerischer Simulationen durchgeführt wurde (Kapitel 7 und 8). Abgeschlossen wird diese Arbeit mit Schlussfolgerungen, die aus den Ergebnissen der durchgeführten Untersuchungen gezogen werden (Kapitel 9) sowie einem Ausblick (Kapitel 10).

1 Einleitung

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

Die Aufgabe von Turbinen besteht darin, einem Fluid Energie zu entziehen und diese in Form von kinetischer Energie dem Verdichter der Gasturbine und/oder einem Generator zur Stromerzeugung zur Verfügung zu stellen. Um Turbinen so auszulegen, dass diese die Aufgabe möglichst effizient erfüllen, ist ein Verständnis der auftretenden Verlustmechanismen notwendig. Die auftretenden Verluste lassen sich den drei Kategorien “Leckageverluste”, “Sekundärströmungsverluste” und “Profilverluste” zuordnen (Denton 1993). Obwohl der Anteil der einzelnen Verlustkategorien am Gesamtverlust sowohl vom Typ als auch den geometrischen Eigenschaften einer Turbomaschine abhängt, beträgt dieser in der Regel jeweils ca. 1/3 an den Gesamtverlusten. Bei Leckageverlusten handelt es sich um Verluste die entstehen, wenn z.B. die Schaufelblattspitze von der Saug- zur Druckseite überströmt wird und sich dadurch Fluide mit hohem und niedrigem Impuls vermischen (Buske 2013). Die Sekundärströmungsverluste beschreiben Verluste infolge von Strömungsgrenzschichten an den Seitenwänden von Turbomaschinen und deren Auswirkung auf die Kernströmung (Langston 2001). Profilverluste bezeichnen die Verluste, die in den Strömungsgrenzschichten der Schaufeln sowie an der Hinterkante entstehen.

Da Oberflächenrauheiten einen Einfluss auf den Grenzschichtzustand und somit auf die Profilverluste haben, erfolgt im folgenden Abschnitt eine Betrachtung der einzelnen Verlustmechanismen der Profilverluste, des Aufbaus von Grenzschichten sowie des Einflusses von Rauheiten auf die Grenzschichtströmung. Abschließend werden Methoden zur Charakterisierung und Parametrisierung von Oberflächenrauheiten vorgestellt.

2.1 Profilverluste in Turbinenkaskaden

Die bei der Umströmung von Turbinenschaufeln entstehende Kraft F_R setzt sich vektoriell aus der Auftriebskraft F_A und der Widerstandskraft F_W zusammen (Abbildung 2.1). Dabei stellt die Auftriebskraft den Anteil dar, der zur Verrichtung von Arbeit genutzt wird. Die Auftriebskraft entsteht durch die unterschiedlichen statischen Drücke auf der Schaufelsaug- und der Druckseite und ist proportional zu der von der Turbine aufgenommenen Leistung. Sie lässt sich über die Integration der Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite ($p_{SS} - p_{DS}$), die auf die Schaufeloberfläche A wirkt, berechnen (Bräunling 2009).

$$F_A = \int_A (p_{SS} - p_{DS}) \cdot dA \quad (2.1)$$

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

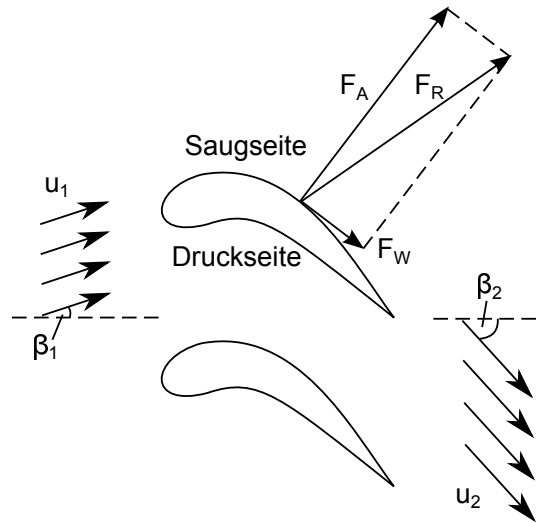


Abbildung 2.1: Kräfte an einem umströmten Turbinenprofil

In dimensionsloser Form wird die Auftriebskraft in Form des Auftriebsbeiwerts c_A wie folgt definiert (Scholz 1965):

$$c_A = \frac{F_A}{0,5 \cdot h l \rho_1 u_1^2} = 2 \frac{t}{l} \frac{(u_1 \cos \beta_1 - u_2 \cos \beta_2)}{u_1} \quad (2.2)$$

Dabei wird die Auftriebskraft auf die Fläche der Schaufel, gegeben über die Höhe der Schaufel h und der Sehnenlänge l , sowie auf die kinetische Energie der Zuströmung $0,5 \cdot \rho_1 u_1^2$ bezogen. Der Auftrieb kann gemäß dem dritten Newton'schen Axiom auch über die Umlenkung des Fluids ausgedrückt werden (Bräunling 2009), wie in Gleichung 2.2 über die Differenz der Zuström- und Abströmwinkel β_1 und β_2 dargestellt ist.

Orthogonal zur Auftriebskraft wirkt die Widerstandskraft, die den Auftrieb des Profils und damit die aufgenommene Leistung mindert. Diese setzt sich aus dem Druckwiderstand $F_{W,D}$ und dem Reibungswiderstand $F_{W,R}$ zusammen (Bräunling 2009)

$$F_W = F_{W,D} + F_{W,R} = \oint_A p \cdot \cos \phi \cdot dA + \oint_A \tau \cdot \sin \phi \cdot dA, \quad (2.3)$$

wobei ϕ den Winkel zwischen der Oberflächennormalen von dA und der Zuströmrichtung angibt. In dimensionsloser Form wird der Widerstand als Widerstandsbeiwert c_W angegeben:

$$c_W = \frac{F_W}{0,5 \cdot h l \rho_1 u_1^2} \quad (2.4)$$

Der Druckwiderstand resultiert aus den Normalspannungen und der Reibungswiderstand aus den Tangentialspannungen, die auf die Oberfläche der Turbinenschaufel wirken. Die Auftriebskraft und der Druckwiderstand stellen in erster Linie einen potentialtheoretischen Effekt dar (Kozulovic 2007), da diese maßgeblich von der Profilform abhängig sind. Der Reibungswiderstand weist hingegen eine starke Abhängigkeit vom Zustand der

Grenzschicht auf. Wie Abbildung 2.2 entnommen werden kann, ist der Reibungswiderstand für eine ebene Plattenströmung im Fall der turbulenten Grenzschichtströmung um mindestens das Dreifache höher als bei einer laminaren Grenzschichtströmung. Demnach hat der Zustand der Grenzschicht einen wesentlichen Einfluss auf die Profilverluste einer Turbinenschaufel.

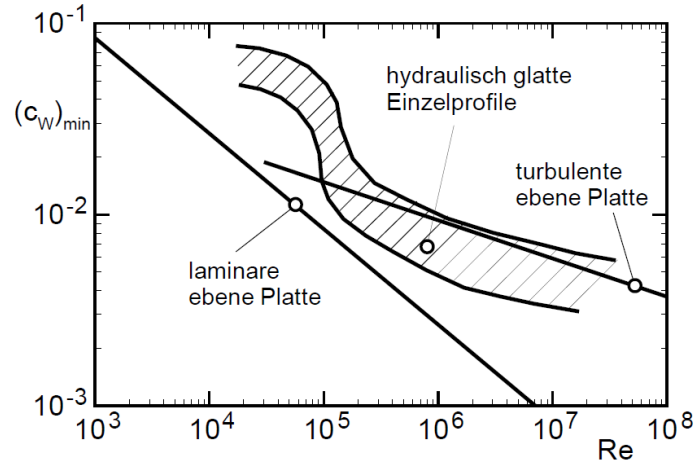


Abbildung 2.2: Minimaler Widerstandsbeiwert ebener, glatter Plattenströmungen (Kozulovic 2007)

Nach Denton (1993) eignet sich der Widerstand nur bedingt für die Beschreibung von Profilverlusten in Turbomaschinen, da die Definition einer Wirkrichtung der Widerstandskraft in Turbomaschinen aufgrund der Rotation der Schaufeln und der Strömungsrichtung des Fluids nicht immer eindeutig ist. Unter der Annahme einer adiabaten, stationären Zustandsänderung lassen sich die Profilverluste in ebenen Turbinenkaskaden mit der allgemeinen Gaskonstanten R und den Totaldrücken in der Zu- und Abströmebene $p_{t,1}$ und $p_{t,2}$ über die Entropiegenerierung beschreiben.

$$\Delta s = -R \ln \frac{p_{t2}}{p_{t1}} \quad (2.5)$$

In experimentellen Untersuchungen wird der Profilverlust im Allgemeinen in Form des Totaldruckverlustbeiwerts ζ angegeben, da dieser einfacher als die Entropiegenerierung bestimmt werden kann.

$$\zeta = \frac{p_{t2} - p_{t1}}{p_{t2} - p_2} \quad (2.6)$$

Die Gesamtentropiegenerierung auf der Oberfläche einer Turbinenschaufel ergibt sich zu (Denton 1993)

$$\dot{S} = \int_A \frac{C_d \rho u_e^3}{T} dA, \quad (2.7)$$

wobei C_d den dimensionslosen Dissipationskoeffizienten und u_e die lokale Geschwindigkeit am Rand der Grenzschicht darstellt. C_d stellt in Gleichung 2.7 die Rate der Entro-

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

piegengerierung pro Flächeneinheit \dot{S}_A dar.

$$C_d = \frac{T \dot{S}_A}{\rho u_e^3} \quad (2.8)$$

Aus dem kubischen Zusammenhang zwischen \dot{S} und u_e sowie der deutlich höheren Strömungsgeschwindigkeit auf der Saugseite als auf der Druckseite eines Profils ist ersichtlich, dass die Saugseite wesentlich stärker zu den Profilverlusten beiträgt als die Druckseite. Nach Curtis et al. (1997) setzen sich die Profilverluste zu 60% aus den Verlusten der Saugseite und je ca. 20% aus den Verlusten der Druckseite und den Mischungs- und Hinterkantenverlusten an der Hinterkante zusammen.

Neben dem Zustand der Grenzschicht hat auch die Art des laminar-turbulenten Umschlags der Grenzschichttransition einen wesentlichen Einfluss auf die von einer Turbine aufgenommene Leistung. Abhängig von der Reynolds-Zahl sowie weiteren verschiedenen Einflussfaktoren stellen sich unterschiedliche Transitionsmodi ein, wie in Abschnitt 2.4 erläutert wird. In Abbildung 2.3 ist qualitativ die Änderung der Profilverluste einer Niederdruckturbine in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und den dazugehörigen typischen Grenzschichttransitionsmodi und -zuständen dargestellt. Nach Hourmouziadis

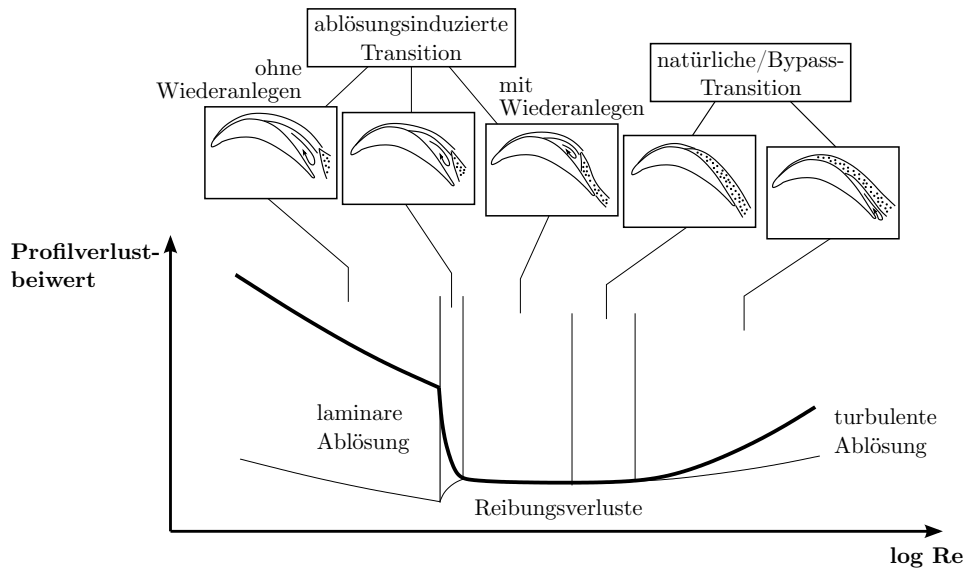


Abbildung 2.3: Profilverluste in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl, nach Herbst (2013), Hourmouziadis (1989)

(1989) ergeben sich besonders hohe Verluste für geringe Reynolds-Zahlen, für welche die Grenzschicht laminar vom Profil ablöst, im abgelösten Zustand in eine turbulente Grenzschicht umschlägt und anschließend nicht wieder anlegt. Ein weiterer starker Anstieg der Verluste ergibt sich für den Fall einer frühen Transition in der Nähe der Vorderkante oder vollturbulenten Grenzschicht mit anschließender turbulenter Strömungsablösung. Für diese Grenzschichtzustände ergibt sich neben einem überproportionalen Anstieg der Druckverluste auch eine Reduktion der Umlenkung, was nach Gleichung 2.2 zu einer

Reduktion des Auftriebs und somit zu einer geringeren Leistungsaufnahme durch die Turbine führt. Für den Bereich mittlerer Reynolds-Zahlen, in denen die ablösungsinduzierte Transition mit Wiederanlegen sowie die natürliche und Bypass-Transition ohne Strömungsablösung dominieren, werden die Profilverluste wesentlich über den Reibungswiderstand und damit über die Länge der turbulenten Grenzschicht bestimmt.

2.2 Eigenschaften von Grenzschichten

Die Grenzschichttheorie teilt die Strömung um einen Körper in zwei Teile auf: das ist zum einen der Bereich der Außenströmung, der weit genug von der Oberfläche entfernt ist, so dass diese keinen Einfluss auf die Strömung hat und die Viskositätskräfte vernachlässigt werden können. Zum anderen in den sehr dünnen, wandnahen Bereich der überströmten Oberfläche, der Grenzschicht, in dem die Viskositätskräfte einen signifikanten Einfluss haben. Die Grenzschicht ist durch zwei Randbedingungen gekennzeichnet: am unteren Ende der Grenzschicht, der Wand, ist die Geschwindigkeit aufgrund der Haftbedingung Null. Am oberen Ende der Grenzschicht nimmt die Geschwindigkeit den Wert der unbeeinflussten Außenströmung an. Zwischen diesen beiden Grenzen bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil aus, das die Haftbedingung an der Wand und die Bedingung eines tangentialen Übergangs der Geschwindigkeit in die Außenströmung erfüllt. Welche Form das Geschwindigkeitsprofil dabei annimmt, hängt im Wesentlichen vom Zustand der Grenzschicht ab.

Bei der laminaren Grenzschicht handelt es sich um eine ebene Schichtenströmung, deren Geschwindigkeiten u , v und w nur vom Ort, definiert über die Raumkoordinaten x , y und z , abhängig sind. In der turbulenten Grenzschicht setzen sich die Geschwindigkeiten im Gegensatz dazu, gemäß der Reynolds'schen Zerlegung (Scholz et al. 2009), aus einer zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} , \bar{v} und \bar{w} und einer überlagerten turbulenten Schwankungsbewegungen u' , v' und w' zusammen. Der Impulsaustausch in Grenzschichten wird über die Schubspannung $\tau = \tau_l + \tau_t$ charakterisiert. Diese lässt sich unterteilen in die viskosen Spannungen

$$\tau_l = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.9)$$

und die turbulenten Spannungen

$$\tau_t = -\rho \overline{u'v'} . \quad (2.10)$$

Da diese dazukommen, sind die Schubspannungen aufgrund des Vorhandenseins der Schwankungsbewegungen u' und v' in turbulenten Grenzschichten größer als in laminaren Grenzschichten.

Nach Schlichting und Gersten (2005) haben ebene turbulente Gleichdruckgrenzschichten mit einer endlichen Wandschubspannung τ_w eine universelle Geschwindigkeitsverteilung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, die in Form der dimensionslosen Geschwindigkeit u^+ und dem dimensionslosen Wandabstand y^+ dargestellt werden kann

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

(siehe Abbildung 2.4). Die dimensionslose Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich mit der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ zu

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} . \quad (2.11)$$

Der dimensionslose Wandabstand wird mit der kinematischen Viskosität ν gebildet.

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (2.12)$$

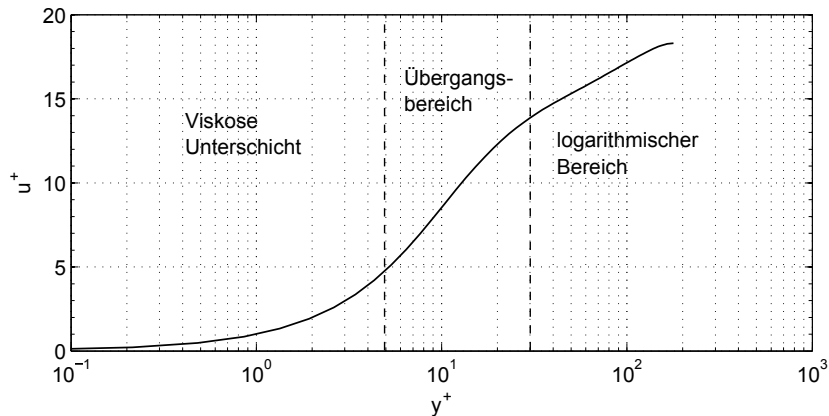


Abbildung 2.4: Universelles Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Grenzschicht

Der universelle Geschwindigkeitsverlauf der turbulenten Gleichdruckgrenzschichten wird durch die folgenden drei Bereiche charakterisiert:

1. **Viskose Unterschicht:** Der Bereich in unmittelbarer Wandnähe $0 \leq y^+ < 5$ ist dadurch gekennzeichnet, dass der wandnormale Impulsaustausch nahezu vollständig über die viskosen Kräfte des Fluids erfolgt und somit maßgeblich von der kinematischen Viskosität ν abhängt. Die dimensionslosen Größen u^+ und y^+ sind über eine linearen Zusammenhang miteinander gekoppelt:

$$u^+ = y^+ \quad (2.13)$$

2. **Übergangsbereich:** Der Bereich $5 \leq y^+ \leq 30$ bildet den Übergang zwischen den Bereichen, in denen entweder die molekularen oder die turbulenten Schubspannungen dominieren. Mit steigendem Wandabstand nimmt der Anteil der viskosen Schubspannungen ab und kann ab einem Wandabstand von $y^+ \approx 30$, im Vergleich zu den turbulenten Schubspannungen, vernachlässigt werden. Gleichzeitig liegt im Übergangsbereich bei einem Wandabstand von $y^+ = 10,6$ der Ort der maximalen Produktion turbulenter kinetischer Energie. Dieser Punkt trennt die Bereiche, in denen die direkte Dissipation ($y^+ < 10,6$) und die Turbulenz-Produktion ($y^+ > 10,6$) überwiegen.

3. **Logarithmischer Bereich:** Im äußeren Bereich der Grenzschicht mit $y^+ > 30$ nimmt die Geschwindigkeit logarithmisch mit dem Abstand von der Wand gemäß Gleichung 2.14 zu.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(y^+) + B^+ \quad (2.14)$$

Dabei wurden die Konstanten $\kappa = 0,41$ und $B^+ = 5,0$ für die glatte Wand aus Messungen bestimmt (Schlichting und Gersten 2005). Charakteristisch für den logarithmischen Bereich ist die Dominanz der turbulenten Schubspannungen τ_t . Mit steigendem Wandabstand nehmen die turbulenten Schwankungsbewegungen ab, so dass am Grenzschichtrand die Schubspannungen und die Turbulenzintensität asymptotisch in den Wert der Außenströmung übergehen.

2.2.1 Kohärente Strukturen in der turbulenten Grenzschicht

Der wandnormale Austausch von Impuls und die Produktion von Turbulenz erfolgt in der turbulenten Grenzschicht über kohärente Wirbelstrukturen, wie in Abbildung 2.5 dargestellt (Robinson 1991). Dabei bilden sich nach Pope (2011) im wandnahen Bereich längliche, in Hauptströmungsrichtung orientierte Wirbel aus, die impulsarmes Fluid von der Wand weg befördern ("low-speed Streak"). Aus Gründen der Kontinuität wird andererseits das dadurch entstandene Impulsdefizit durch den Transport von impulsreichem Fluid hin zu Wand ausgeglichen ("high-speed Streak"). Die Charakterisierung von high- und low-speed Streaks kann über die Quadrant-Analyse erfolgen, wie im folgenden Abschnitt 2.2.2 erläutert wird. Dieser Austausch von Fluid führt dazu, dass sich die Streaks langsam von den Wand wegbewegen. Ab einem Wandabstand von $y^+ \approx 10$ richten sich diese, je nach vorliegender Reynolds-Zahl, in Form von Hufeisen- oder Haarnadelwirbeln auf und bewegen sich schnell von der Wand weg ("Ejection"), was den wandnormalen Impulsaustausch weiter begünstigt. Um das Impulsdefizit in Wandnähe auszugleichen erfolgt ein Transport von impulsreichem Fluid in Richtung der Oberfläche ("Sweep"). Mit steigendem Wandabstand werden die Ejections instabil und platzen ("Bursting"), wodurch lokale Scherschichten in der Grenzschicht entstehen und die Turbulenzintensität zunimmt. Dies führt zu der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen dominierenden Turbulenz-Produktion für $y^+ > 10,6$.

2.2.2 Quadranten-Analyse zur Identifizierung kohärenter Strukturen

Die Unterteilung und Zuordnung kohärenter Strukturen der turbulenten Grenzschicht in Ejections und Sweeps erfolgt in dieser Arbeit über die Quadranten-Analyse (Lu und Willmarth 1973). Diese Methode erlaubt dabei nicht nur die Charakterisierung kohärenter Strukturen, sondern auch die Quantifizierung des Beitrags der Strukturen zu den Reynolds-Spannungen. Dazu wird der Ergebnisraum von $\overline{u'v'}$ in vier Quadranten aufgeteilt, wie in Abbildung 2.6 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in den Quadranten 2 und 4 das Produkt aus u' und v' negativ ist und somit zur Produktion turbulenter kinetischer Energie $P = -\overline{u'v'} \frac{d\bar{u}}{dy}$ beiträgt. In den Quadranten 1 und 3 kommt es zur Interaktion der

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

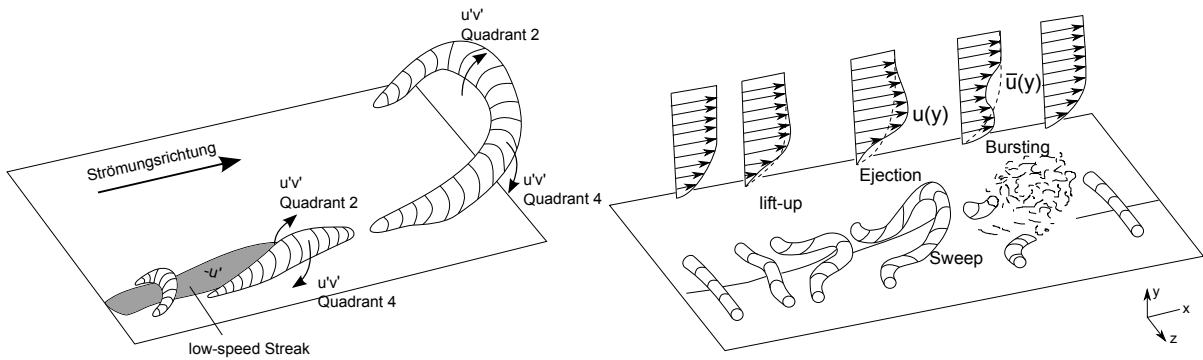


Abbildung 2.5: Kohärente Strukturen in der turbulenten Grenzschicht, nach Robinson (1991) und Fröhlich (2006)

kohärenten Strukturen untereinander. Das Produkt aus u' und v' besitzt ein positives Vorzeichen, so dass der Beitrag zur Produktion turbulenter kinetischer Energie negativ ist. Dies führt zu einer höheren Dissipation turbulenter kinetischer Energie. Die vier Quadranten charakterisieren folgende vier Ereignisse (Kunen 1984):

1. $u' > 0, v' > 0$: Sweeps werden in den äußeren Bereich der Grenzschicht reflektiert ("outward-interaction")
2. $u' < 0, v' > 0$: Auftreten von Ejections
3. $u' < 0, v' < 0$: Ejections werden zurück in Richtung der Wand reflektiert ("inward-interaction")
4. $u' > 0, v' < 0$: Auftreten von Sweeps

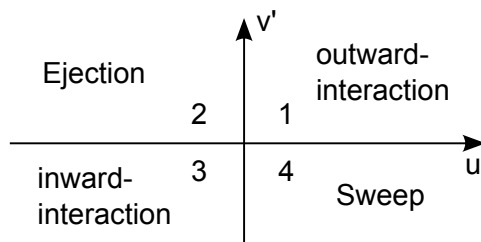


Abbildung 2.6: Quadranten des $\pm u'v'$ Ergebnisraums

2.2.3 Die Anisotropie-Invariantenkarte

Die Existenz kohärenter Strukturen in der turbulenten Grenzschicht zeigt, dass die Turbulenz zumindest im wandnahen Bereich nicht isotrop, sondern anisotrop ist. Zur quantitativen Bewertung der Stärke der Anisotropie der Turbulenz einer Strömung haben Lumley und Newman (1977) die Anisotropie-Invariantenkarte (AIM: **A**nistropy **I**nvariant)

Map) eingeführt. Als Basis dient der symmetrische Reynolds-Spannungstensor. Zur Definition der Invarianten wird die Einstein-Notation genutzt. Dazu wird der Reynolds-Spannungstensor in Indexschreibweise mit $\overline{u'_i u'_j}$ ($i, j = 1, 2, 3$) wie folgt gegeben:

$$-\rho \cdot \overline{u'_i u'_j} = -\rho \cdot \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Der Reynolds-Spannungstensor ist in Analogie zum strukturmechanischen Spannungstensor diagonalisierbar und eine Drehung des Tensors ermöglicht es, dass nur noch Normalspannungen und keine Schubspannungen auftreten (Scholz et al. 2009). Daraus folgt, dass die Diagonalelemente des diagonalisierten Tensors n Eigenwerte $\lambda \geq 0$ darstellen, wobei n die Dimension des Tensors ist. Die Dekomposition des Reynolds'schen Spannungstensors führen Lumley und Newman (1977) mit dem Kronecker-Symbol δ_{ij} und der turbulenten kinetischen Energie $q^2 = \overline{u'_i u'_i}$, die mathematisch die Spur des Spannungstensors darstellt, wie folgt durch

$$\overline{u'_i u'_j} = q^2 \cdot a_{ij} + q^2 \cdot \delta_{ij}/3 . \quad (2.16)$$

Die rechte Seite von Gleichung 2.16 repräsentiert mit $q^2 \cdot \delta_{ij}/3$ den isotropen und mit a_{ij} den anisotropen Anteil der Turbulenz. Der Anisotropie-Tensor a_{ij} ist dimensionslos, spurfrei (Scholz et al. 2009) und nimmt den Wert $a_{ij} = 0$ für den Fall isotroper Turbulenz an. Der Anisotropie-Tensor ergibt sich aus umschreiben von Gleichung 2.16 zu

$$a_{ij} = \frac{\overline{u'_i u'_j}}{q^2} - \frac{1}{3} \delta_{ij} . \quad (2.17)$$

Die Bewertung der Anisotropie der Turbulenz einer Strömung erfolgt über die zweite II_a und dritte III_a Invariante, die skalare Größen darstellen und auch bei der Rotation des Spannungstensors erhalten bleiben.

$$II_a = a_{ij} a_{ij} \quad (2.18)$$

$$III_a = a_{ij} a_{jk} a_{ki} \quad (2.19)$$

Die in Abbildung 2.7 dargestellte Anisotropie-Invariantenkarte zeigt die Extremfälle der zweiten und dritten Invariante. Alle physikalisch realisierbaren Turbulenzarten liegen innerhalb der Grenzen folgender Zustände:

- Die **Isotrope Turbulenz** bezeichnet den Zustand einer Turbulenz, in der alle drei Komponenten der Schwankungsbewegung gleich groß sind. Aus der Tatsache, dass alle Eigenwerte des Spannungstensors gleich groß sind folgt, dass die Eigenwerte des Anisotropie-Tensors Null sind. Aus $a_{ij} = 0$ folgt demnach $II_a = III_a = 0$ für die isotrope Turbulenz.

- Die **axialsymmetrische Turbulenz** zeichnet sich dadurch aus, dass zwei der Schwankungskomponenten gleich groß sind, während die dritte Schwankungskomponente entweder größer oder kleiner ist. Für den Fall, dass die dritte Schwankungskomponente größer ist, stellt sich eine zigarrenförmige axialsymmetrische Turbulenz ein, deren dritte Invariante stets positiv ist (Choi und Lumley 2001). Für den Fall, dass die dritte Schwankungskomponente kleiner als die anderen beiden ist, ergibt sich eine tellerförmige axialsymmetrische Turbulenz mit einer dritten Invariante $III_a < 0$. Diese Zustände stellen sich z.B. ein, wenn eine Strömung mit homogener Turbulenz in einer Düse beschleunigt bzw. in einem Diffusor verzögert wird.
- Die **Zwei-Komponenten Turbulenz** besitzt zwei Schwankungsbewegungen gleicher Stärke, während die Dritte gegen Null strebt. Der Zustand der Zwei-Komponenten Turbulenz stellt sich z.B. in der Nähe einer Wand ein, in der sich die wandnormale Komponente der Schwankungsbewegungen nicht ausbreiten kann. In diesem Fall streben die Schubspannungselemente und eines der Diagonalelemente gegen Null.
- Die **isotrope Zwei-Komponenten Turbulenz** stellt den Grenzfall der Zwei-Komponenten Turbulenz dar, in dem zwei Komponenten der Schwankungsbewegungen gleich groß sind und die dritte Komponente nicht existiert.
- Der Fall der **Ein-Komponenten Turbulenz** stellt einen Grenzfall der zigarrenförmigen axialsymmetrischen Turbulenz dar, in dem nur noch eine der drei Komponenten der Schwankungsbewegungen vorhanden ist.

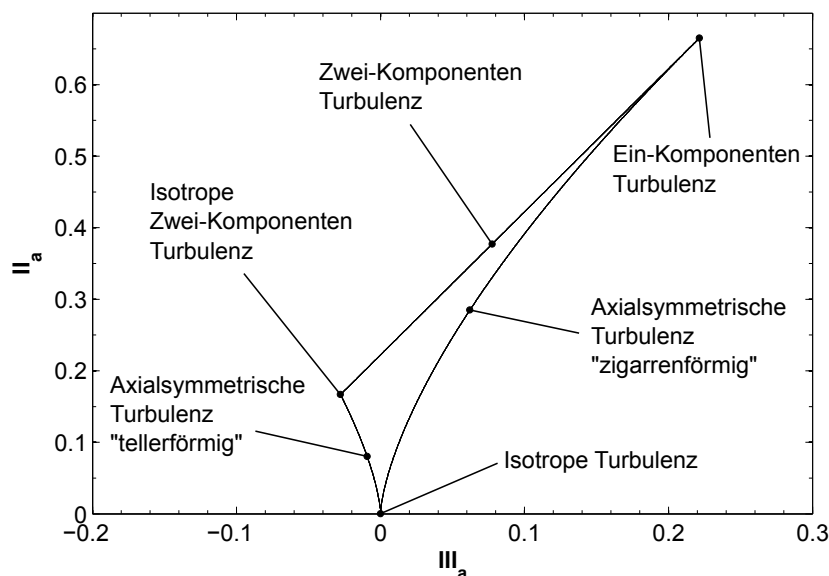


Abbildung 2.7: Anisotropie-Invariantenkarte der Turbulenz

Untersuchungen haben gezeigt, dass die Turbulenz die Tendenz hat, den Zustand der isotropen Turbulenz mit gleich starken Schwankungsbewegungen in alle drei Raumrichtungen einzunehmen. Die experimentellen Untersuchungen von Choi und Lumley (2001) zeigen zudem, dass die Zustandsänderung von der Zwei-Komponenten Turbulenz hin zur isotropen Turbulenz nicht auf dem direktesten Weg führt, sondern ein ausgeprägtes Stadium der axialsymmetrischen Turbulenz durchläuft. Für eine ebene Kanalströmung stellt sich nach Jovanovic und Hillerbrand (2005) an der Wand eine Zwei-Komponenten Turbulenz ein. Die Änderung der Turbulenzart erfolgt mit zunehmendem Wandabstand zuerst in Richtung der Ein-Komponenten Turbulenz und anschließend über den Zustand der zigarrenförmigen axialsymmetrischen Turbulenz hin zur isotropen Turbulenz.

2.3 Rauheiten in Grenzschichten

Der Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Verluste von Strömungen ist Gegenstand der Forschung seit den 1930er Jahren. Die Ergebnisse der Untersuchungen liefern die Erkenntnis, dass

- Rauheiten in der laminaren Grenzschicht primär eine destabilisierende Wirkung haben und unter sonst gleichen Strömungsbedingungen den laminar-turbulenten Umschlag im Vergleich zu einer glatten Wand begünstigen. Demnach stellen Oberflächenrauheiten in der laminaren Grenzschicht ein Problem der Stabilitätstheorie dar.
- Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht führen zu einer signifikanten Erhöhung der Strömungsverluste. Dabei steigen die Strömungsverluste mit steigender Rauheitshöhe.

Aufgrund der Relevanz von turbulenten Grenzschichten in technischen Anwendungen wird im Folgenden der Einfluss von Rauheiten auf die turbulente Grenzschicht betrachtet. Der Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Transition wird im folgenden Abschnitt 2.4 genauer dargestellt.

Die ersten systematischen Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten wurden von Nikuradse (1933) an Rohren durchgeführt, deren Wände mit Sandkörnern versehen waren. Um die Rauheit zu beschreiben definierte Nikuradse einen dimensionslosen Rauheitskennwert $k^+ = ku_\tau/\nu$, der auf der Höhe der Sandkörner k , der Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ sowie der kinematischen Viskosität des Fluids ν basiert. Schlichting (1936) führte weitere Untersuchungen mit Rauheiten bestehend aus Kugeln, Kalotten, Kegeln und Winkeln durch. Die resultierenden Änderungen in der Wandschubspannung korrelierte er mit den Ergebnissen von Nikuradse (1933). Das Ergebnis der Untersuchungen ist das Modell der äquivalenten Sandkornrauheit, das der heutige Standard zur Beschreibung von Rauheiten in der Strömungsmechanik ist. Das Modell der äquivalenten Sandkornrauheit ordnet jeder technischen Rauheitshöhe k eine äquivalente Sandkornrauheitshöhe k_s zu, die den gleichen Effekt auf die Wandschubspannung

hat wie die technische Rauheit (Schlichting und Gersten 2005). Dabei wird die vereinfachende Annahme getroffen, dass die Oberflächenrauheit aus Kugeln in der dichtest möglichen Anordnung aufgebaut ist.

Ein wesentliches Merkmal von Rauheiten in turbulenten Grenzschichten ist eine von der Rauheitshöhe k_s^+ abhängige parallele Verschiebung des logarithmischen Teils der universellen Geschwindigkeitsverteilung (Abbildung 2.4). Die Verschiebung Δu^+ lässt sich nach Nikuradse (1933) für vollraue Oberflächen, d.h mit einer dimensionslosen Rauheitshöhe von $k_s^+ > 20$, analytisch bestimmen:

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(k_s^+) + B^+ - B'_{FR}, \text{ mit } B'_{FR} = 8,5. \quad (2.20)$$

Ein weiteres Merkmal von Rauheiten in turbulenten Grenzschichten wird durch die "Reynolds'sche Ähnlichkeitshypothese" beschrieben. Diese besagt, dass nur die wandnahe Turbulenz beeinflusst wird und bereits ein paar Rauheitshöhen k von der Rauheit entfernt die Turbulenz einer rauen Oberfläche der einer glatten entspricht (Schultz und Flack 2007). Dabei wird die Annahme vorausgesetzt, dass die Rauheitshöhe sehr viel kleiner als die Grenzschichtdicke ist: $k \ll \delta$.

2.4 Laminar-turbulente Grenzschichttransition

Der laminar-turbulente Umschlag stellt ein Stabilitätsproblem der Grenzschicht dar. Den Ausgangspunkt der Transition bilden Störungen in der laminaren oder transitionalen Grenzschicht, die über die viskosen Kräfte des Fluids nicht ausreichend gedämpft werden. Dadurch kommt es zu einer Anfachung der Störungen und somit zu einer Destabilisierung der Grenzschicht, die letztlich in einem laminar-turbulenten Umschlag mündet. Neben der Stärke der Störung gibt es eine Reihe von Einflussfaktoren der Transition, von denen folgende wichtig für Turbomaschinen-Anwendungen sind:

- Die **Reynolds-Zahl** ist das Verhältnis von Trägheitskräften und viskosen Reibungskräften eines Fluids. Für kleine Reynolds-Zahlen dominieren die viskosen Reibungskräfte und wirken dämpfend auf Störungen und Instabilitäten in der Grenzschicht, so dass sich laminare Grenzschichten einstellen. Im Gegensatz dazu dominieren für hohe Reynolds-Zahlen die Trägheitskräfte, die in diesem Fall größer als die viskosen Reibungskräfte sind. In die Grenzschicht induzierte Störungen können nicht mehr ausreichend gedämpft werden, so dass sich eine turbulente Grenzschicht ausbildet.
- Der **Turbulenzgrad** relativ zu einer ungestörten Außenströmung ist ein Maß für die Schwankungsbewegungen. Je höher der Turbulenzgrad ist, desto größer sind die Störungen, die in die Grenzschicht eingebracht werden. Turbomaschinenströmungen weisen in der Regel Turbulenzgrade von $Tu > 1\%$ auf, die einen laminar-turbulenten Umschlag der Grenzschicht begünstigen (Mayle 1991).
- Der negative **Druckgradient** einer beschleunigten Strömung wirkt stabilisierend auf Störungen in Grenzschichten, während ein positiver Druckgradient zu einer An-

fachung von Störungen und damit zu einer Destabilisierung der laminaren Grenzschicht führen. Wie in Schlichting und Gersten (2005) gezeigt, führt ein Druckabfall von 10% an einer ebenen Platte zu einer vollständigen Dämpfung von Störungen in der Grenzschicht. Hingegen bewirkt ein Druckanstieg von bereits 5% zum Einsetzen der Transition. Der Druckgradient hat einen Einfluss auf die Krümmung des Geschwindigkeitsprofils der Grenzschicht

$$\mu \left(\frac{d^2 U}{dy^2} \right)_w = \frac{dp}{dx}, \quad (2.21)$$

so dass negative Druckgradienten stabilisierend und positive Druckgradienten destabilisierend auf Störungen in der Grenzschicht wirken.

- **Oberflächenrauheiten** in laminaren Grenzschichten induzieren Störungen und wirken verstärkend bei bereits vorhandenen Störungen, so dass der laminar-turbulente Umschlag in der Regel begünstigt wird. Nach Herbst (2013) kann jedoch auch durch eine geschickte Formgebung und Anordnung von Rauheitselementen die Transition verzögert werden. Bei Rauheiten in der Grenzschicht ist zwischen zwei- und dreidimensionalen Rauheiten wie z.B. dem Prandtl'schen Stolperdraht und der Sandkornrauheit zu unterscheiden. Zudem muss nach Kozulovic (2007) eine kritische Rauheitshöhe zur Beeinflussung der Transition erreicht werden.
- **Strömungsablösungen** führen zu einem Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht. Aus der Orr-Sommerfeld-Gleichung folgt die allgemeine Schlussfolgerung, dass Geschwindigkeitsprofile mit Wendepunkt instabil sind (Schlichting und Gersten 2005) und eine starke Sensitivität gegenüber Störungen aufweisen (Scholz et al. 2009). Bei Vorhandensein einer Strömungsablösung, wie z.B. einer laminaren Ablöseblase (siehe Abbildung 2.3), wird der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht begünstigt.
- Die **Grenzschichthistorie** hat nach Abu-Ghannam und Shaw (1980) einen signifikanten Einfluss auf die Transition. Demnach ist nicht der lokale Druckgradient einer laminaren Grenzschicht für die Dämpfung oder Anfachung von Störungen entscheidend, sondern der maximal bzw. minimal auftretende Druckgradient. Die Untersuchungen von Abu-Ghannam und Shaw (1980) zeigen, dass für die natürliche und Bypass-Transition der Ort der Transition mit dem zuvor auftretenden maximalen und minimalen Druckgradienten korreliert. Ein ähnliches Verhalten ergibt sich nach Kozulovic (2007) auch für den Fall einer Vorderkantenablösung, die den laminar-turbulenten Umschlag auslöst, so dass sich stromabwärts eine turbulente Grenzschicht einstellt, die für den Fall, dass die Vorderkantenablösung nicht vorhanden ist, laminar ist.

Neben den genannten Einflussfaktoren gibt es noch weitere, wie z.B. Stromlinienkrümmung, Kompressibilität des Fluids, Dreidimensionalität und Instationarität der Hauptströmung, Ausblasung und Absaugung und Wärmeübertragung. Um den Effekt von Rauheiten auf die Transition eindeutig bestimmen zu können, wird der Versuchsaufbau

so gewählt, dass die genannten weiteren Einflussfaktoren bewusst vernachlässigt werden können. Daraus resultiert in dieser Arbeit ein Versuchsaufbau mit einer zweidimensionalen, stationären Profilströmung einer Turbinenkaskade.

Abhängig von den verschiedenen Einflussfaktoren ergeben sich folgende, in Turbomaschinen dominierende Transitionsmodi der zweidimensionalen Profilumströmung:

- natürliche Transition
- Bypass-Transition
- ablösungsinduzierte Transition
- nachlaufinduzierte Transition

Im folgenden Abschnitt erfolgt eine Erläuterung der natürlichen und Bypass-Transition sowie der ablösungsinduzierten Transition. Auf die nachlaufinduzierte Transition wird aufgrund des gewählten Versuchsaufbaus im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen.

2.4.1 Natürliche und Bypass-Transition

Der Modus der natürlichen Transition tritt normalerweise bei niedrigen Turbulenzgraden der Außenströmung auf ($Tu < 1\%$). Die einzelnen Phasen der natürlichen Transition sind in Abbildung 2.8 dargestellt. In der laminaren Grenzschicht ① bilden sich bei Erreichen einer Indifferenz-Reynolds-Zahl primäre Instabilitäten in Form von Tollmien-Schlichting-Wellen ② aus, die linear angefacht werden. Wird eine kritische Störampplitude überschritten bilden sich sekundäre Instabilitäten in Form von Λ -Strukturen ③ aus, die stromab zerfallen ④ und zur Ausbildung von Turbulenzflecken ⑤ führen. Durch eine nicht-lineare Anfachung von Störungen in den Turbulenzflecken kommt es zur Aufweitung der Störungen in Strömungsrichtung und dem Zusammenwachsen zu einer vollturbulenten Grenzschicht.

Die Bypass-Transition tritt in der Regel bei der Erhöhung des Turbulenzgrads der Außenströmung auf ($Tu > 1\%$). Durch den höheren Turbulenzgrad erfolgt eine schnellere Anfachung von Störungen in der Grenzschicht, so dass die ersten Stufen der Transition ② und ③ verkürzt oder gar übergangen werden und somit durch die hohe Turbulenz der Außenströmung direkt Turbulenzflecken ⑤ in der Grenzschicht ausgebildet werden. Da bei dieser Art der Transition einige Stufen der natürlichen Transition übergangen werden, wird dieser Modus Bypass-Transition genannt. Neben einem erhöhten Turbulenzgrad kann auch die Oberflächenrauheit ausreichend starke Störungen induzieren und zur direkten Bildung von Turbulenzflecken und somit zur Bypass-Transition führen. Eine klare Unterscheidung zwischen natürlicher und Bypass-Transition ist aufgrund des kontinuierlichen Übergangs nicht möglich.

In Abbildung 2.9 sind verschiedene Transitionsmechanismen in Abhängigkeit von der Impulsverlustdicken-Reynolds-Zahl zu Beginn der Transition $Re_{\Theta,t} = \frac{u_e \cdot \Theta_t}{\nu}$ und dem Druckgradienten in Form des Beschleunigungsparameters K aufgetragen.

$$K = \frac{\nu}{u_1^2} \frac{du_e}{ds} \quad (2.22)$$

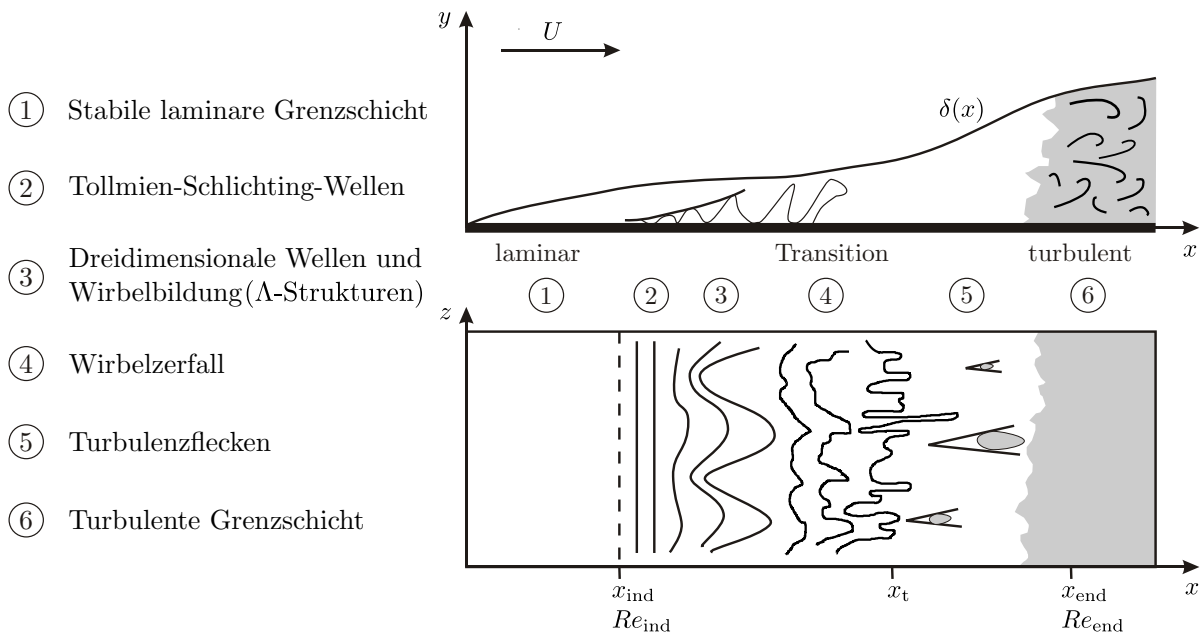


Abbildung 2.8: Stufen der natürlichen Transition (Herbst 2013, Schlichting und Gersten 2005)

Die Stabilitätsgrenze gibt an, ab welcher Kombination von $Re_{\theta,t}$ und K sich Instabilitäten in Form von Tollmien-Schlichting-Wellen in der Grenzschicht ausbreiten können. Auffällig ist dabei, dass die Stabilitätsgrenze eine horizontale Asymptote nahe $K = 3 \cdot 10^{-7}$ hat und für eine beschleunigte Strömung mit $K > 0$ keine natürliche Transition, sondern nur die Bypass-Transition stattfindet. Dabei führt ein steigender Turbulenzgrad der Außenströmung zu einer Verringerung der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl, ab der die Transition einsetzt.

2.4.2 Ablösungsinduzierte Transition

Die ablösungsinduzierte Transition resultiert aus der Sensitivität von Grenzschichten mit einem Wendepunkt gegenüber Störungen. Charakteristisch für die ablösungsinduzierte Transition ist ein Gebiet konstanten Drucks bzw. konstanter Geschwindigkeit am Grenzschichttrand. Wie in Abbildung 2.10 skizziert, löst die laminare oder transitionale Grenzschicht ① bei x_{abl} von der Oberfläche ab und es bildet sich ein Rückströmgebiet in Wandnähe aus, so dass ein Geschwindigkeitsprofil mit einem Wendepunkt vorliegt. In dem Bereich zwischen dem Rückströmgebiet und der Außenströmung bildet sich eine Scherschicht, die zu einer Anfachung von Instabilitäten führt. Über die Scherschicht bildet sich ein Transitionsgebiet $x_t < x < x_{end}$ aus ②, das zu einem Umschlag der laminaren in eine turbulente Grenzschicht führt. Der größere wandnormale Impulsaustausch einer turbulenten Grenzschicht ermöglicht stromab das Wiederanlegen der Strömung. Gleichzeitig sinkt mit dem Wiederanlegen der Strömung die Geschwindigkeit sprunghaft ab, während die Dicke der Grenzschicht über die Ablöseblase stark zunimmt. Wie

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

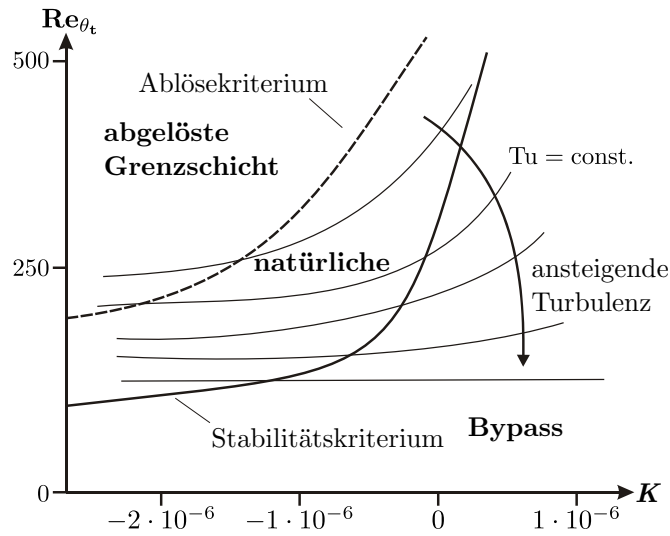


Abbildung 2.9: Einfluss von Turbulenzgrad und Druckgradient auf die Transitionsmodi (Herbst 2013, Mayle 1991)

auch die natürliche und die Bypass-Transition zeigt die ablösungsinduzierte Transition eine Sensitivität gegenüber dem Turbulenzgrad der Außenströmung. Nach Mayle (1991) führen hohe Turbulenzgrade der Außenströmung zu kurzen Ablöseblasen, die bei gleichbleibendem Ablösepunkt früher wieder anlegen. Auf der anderen Seite führen niedrige Turbulenzgrade zu langen Ablöseblasen, die Stufen der natürlichen Transition beinhalten können und bei gleichbleibendem Ablösepunkt später wieder anlegen.

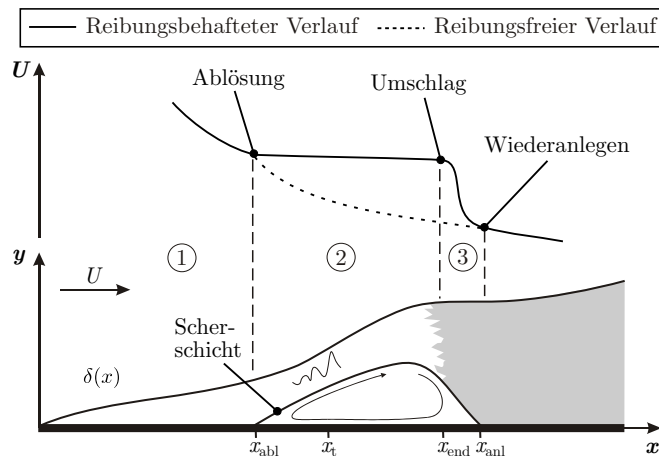


Abbildung 2.10: Transitionsverlauf über eine abgelöste Strömung (Herbst 2013, Mayle 1991)

2.5 Charakterisierung von Oberflächenrauheiten

Neben der funktionalen Beschreibung von Oberflächenrauheiten mit der äquivalenten Sandkornrauheit haben sich auch geometrische Rauheitskennwerte zur Parametrisierung etabliert. Der Vorteil der geometrischen Rauheitskennwerte ist, dass diese nicht über die aerodynamische Wirkung der Rauheiten, sondern über deren Geometrie definiert sind. Somit lassen sich diese leicht aus Rauheitsmessungen bestimmen. Dabei werden insbesondere die mittlere arithmetische Rauheit Ra , die quadratische mittlere Rauheit Rq sowie die gemittelte Rauheitstiefe Rz genutzt.

Bei der mittleren arithmetischen Rauheit Ra handelt es sich um einen Kennwert, der maßgeblich zur Charakterisierung von regellosen Oberflächenstrukturen eingesetzt wird. Eine aerodynamisch relevante Aussage über die Beschaffenheit der Oberfläche kann mit diesem Kennwert jedoch nicht getroffen werden. Die quadratische mittlere Rauheit Rq ist, wie Ra , ebenfalls ein Mittelwert der Höhenwerte eines Rauheitsprofils. Im Gegensatz zu Ra wird jedoch eine Gewichtung der Höhenwerte durch Quadrierung vorgenommen, so dass eine Aussage darüber getroffen werden kann, ob eine Oberflächenrauheit mehrere größere Höhenwerte enthält. Die maximale Höhe einer Rauheit vom tiefsten Punkt bis zur maximalen Erhebung wird mit der Kenngröße Rz angegeben. Zur Berechnung dieser Kennwerte wird ein zweidimensionales Rauheitsprofil der Länge l (Abbildung 2.11) in n Einzelmessstrecken unterteilt. Anschließend wird für jede Einzelmessstrecke die Rauheitshöhe h bestimmt und die Kennwerte nach Gleichung 2.23 bis Gleichung 2.25 berechnet (Thomas 1981).

$$Ra = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |h(x)_i| \quad (2.23)$$

$$Rq = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h(x)_i^2} \quad (2.24)$$

$$Rz = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (h(x)_{max,i} + |h(x)_{min,i}|) \quad (2.25)$$

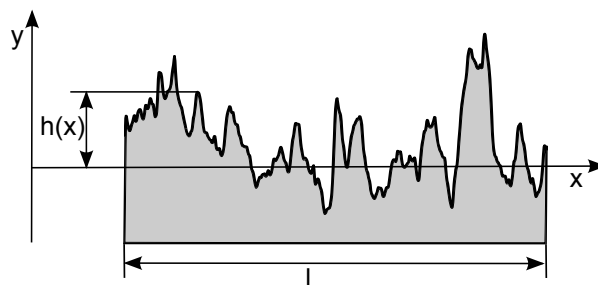


Abbildung 2.11: Rauheitsprofil zur Definition der Rauheitskennwerte

Die Kennwerte Ra , Rq und Rz lassen keine eindeutige Aussage über die Topographie der Oberflächenrauheit zu, so dass komplett unterschiedliche Oberflächenrauheiten

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

eine nahezu gleiche mittlere arithmetische Rauheit Ra aufweisen können, wie in Abbildung 2.12 dargestellt. Wesentliche zusätzliche Informationen über die Topographie einer Oberflächenrauheit liefern die Kennwerte Schiefe

$$Rsk = \frac{1}{Rq^3} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h(x)_i^3} \quad (2.26)$$

und Kurtosis.

$$Rku = \frac{1}{Rq^4} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n h(x)_i^4} \quad (2.27)$$

Die Schiefe einer Oberfläche gibt an, ob die Oberflächenrauheit aus mehrheitlich tiefen Kratern ($Rsk < 0$) oder Erhebungen ($Rsk > 0$) besteht. Mit Hilfe der Kurtosis sind Aussagen über die Steilheit der Flanken der Rauheitselemente möglich. Dabei stehen Werte von $Rku > 3$ für steil zulaufende Rauheiten und Werte von $Rku < 3$ für Rauheitselemente mit abgeflachten Flanken und somit einer stumpfen Rauheitsspitze.

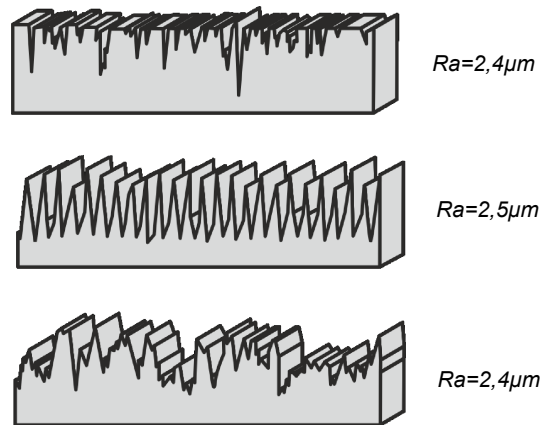


Abbildung 2.12: Unterschiedliche Oberflächentopographien mit nahezu gleichem Ra (Volk 2013)

Eine Verknüpfung der geometrischen Kennwerte Ra und Rz mit der strömungsmechanischen Kenngröße k_s erfolgt über empirische Korrelationen, die für verschiedene Werte k_s die Verschiebung Δu^+ des universellen Geschwindigkeitsprofils beschreiben. Aufgrund der fehlenden Information über die Topographie der Rauheit ergibt sich das Problem, dass die Korrelationen nur für einzelne, bekannte Rauheitstopographien anwendbar sind und dementsprechend für neue bzw. unbekannte Oberflächentypen jeweils neue empirische Korrelationen zur Beschreibung von k_s hergeleitet werden müssen. Die Anzahl und die Tatsache, dass die Korrelationen um bis zu einem Faktor von fünf variieren, verdeutlichen die Problematik hinsichtlich der strömungsmechanischen Beschreibung von Rauheiten mit geometrischen Kennwerten wie Ra . Somit ergibt sich die Notwendigkeit, nicht nur die Höhe sondern auch die Form der Rauheit bei der Berechnung einer

äquivalenten Sandkornrauheit zu berücksichtigen. Einen ersten Ansatz liefert hierfür Bettermann (1965), der mit dem Abstand x von quer angeströmten Balken und deren Höhe h einen Dichtekennwert $\lambda_h = p/h$ definierte. Aufbauend auf der Arbeit von Bettermann (1965) wurden weitere Form- und Dichteparameter entwickelt (Dvorak 1969, Simpson 1973, Dirling 1973, Grabow und White 1975). Aus dem Dichteparameter nach Simpson (1973) und dem Formparameter nach Dirling (1973) entwickelten Sigal und Danberg (1990) einen Parameter zur Parametrisierung geordneter, zwei- und dreidimensionaler Rauheiten. Der Parameter berücksichtigt sowohl die Form als auch die Dichte der Rauheitselemente einer Oberflächenrauheit in Relation zur Strömungsrichtung:

$$\Lambda_S = \frac{S}{S_f} \left(\frac{A_f}{A_s} \right)^{-1,6} \quad (2.28)$$

Der erste Faktor der rechten Seite in Gleichung 2.28 gibt die Dichte der Rauheitselemente als Verhältnis einer glatten Referenzfläche S zur Summe der stromaufwärts projizierten Flächen aller Rauheitselemente S_f an. Die Form wird über den zweiten Faktor beschrieben. Dabei stellt A_f die stromaufwärts zeigende, vom Fluid benetzte Fläche eines Rauheitselements dar und A_s die stromaufwärts projizierte Fläche. Kleine Werte von Λ_s geben an, dass es sich um eine raue Oberfläche handelt, während Werte von $\Lambda_s \geq 1000$ eine eher glatte Oberfläche charakterisieren. Mit Hilfe von Gleichung 2.28 kann für geordnete Strukturen relativ leicht ein Wert für Λ_s berechnet werden. Dies ist für ungeordnete Strukturen jedoch wesentlich aufwändiger, da für eine dreidimensionale Oberflächentopographie für jedes Rauheitselement die Flächen A_f , A_s und S_f bestimmt werden müssen. Dazu müssen die einzelnen Rauheitselemente jedoch zuerst identifiziert werden. Wird die ungeordnete Oberflächenstruktur in N Zellen aufgeteilt, vereinfacht sich die Berechnung von Λ_s , da dann die Flächen der Rauheiten in einzelnen Zellen numerisch bestimmt werden können (Bons 2005). Mit $S_f = \sum A_{f,Zelle}$ und $S = \sum A_{Zelle}$ es ergibt sich Gleichung 2.29 .

$$\Lambda_S = \frac{\sum A_{Zelle}}{\sum A_{f,Zelle}} \left(\frac{\frac{1}{N} \sum A_{f,Zelle}}{\frac{1}{N} \sum A_{s,Zelle}} \right)^{-1,6} \quad (2.29)$$

Mit Hilfe einer empirischen Korrelation lässt sich aus der Höhe der Oberflächenrauheit k und dem Form-und-Dichte-Parameter Λ_s eine äquivalente Sandkornrauheit k_s berechnen. Diese ist sowohl für ungeordnete, homogene zwei- und dreidimensionale Oberflächenstrukturen wie auch für homogene, ungeordnete Oberflächenrauheiten anwendbar (van Rij et al. 2002).

$$\frac{k_s}{k} = \begin{cases} 1,583 \cdot 10^{-5} \cdot \Lambda_s^{5,683} & \Lambda_s \leq 7,842 \\ 1,802 \cdot \Lambda_s^{0,03038} & 7,842 \leq \Lambda_s \leq 28,12 \\ 255,5 \cdot \Lambda_s^{-1,454} & 28,12 \leq \Lambda_s \end{cases} \quad (2.30)$$

Eine weitere Anpassung der Korrelation von Sigal und Danberg (1990) zur Berechnung von k_s mit Hilfe von Λ_s für reale, inhomogene Oberflächenrauheiten auf Turbinenbeschaukelungen wurde von Bons (2005) durchgeführt, die zu Gleichung 2.31 führt.

$$\log \left(\frac{k_s}{k} \right) = -0,43 \cdot \log(\Lambda_s) + 0,82 \quad (2.31)$$

2 Grundlagen zum aerodynamischen Einfluss von Rauheiten

Diese Formulierung ermöglicht es, auch ungeordnete, anisotrope Oberflächenstrukturen zu charakterisieren und in eine äquivalente Sandkornrauheit zu überführen, wie in Hohenstein und Seume (2013) gezeigt ist.

3 Stand der Forschung

3.1 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf ebene, turbulente Grenzschichten

Der Einfluss von Oberflächenstrukturen auf die Strömung ist Gegenstand der Forschung seit den 1930er Jahren. Die ersten systematischen Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten wurden von Nikuradse (1933) durchgeführt, indem er die Wände durchströmter Rohre mit Sandkörnern beklebte. Seine Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass die Druckverluste in Rohren mit rauen Wänden im Vergleich zu glatten Rohren signifikant ansteigen. Dabei führen insbesondere Oberflächenrauheiten in turbulent durchströmten Rohren zu einem starken Anstieg der Verluste. Weiterführende Untersuchungen führte Schlichting (1936) an unterschiedlichen Oberflächenstrukturen, wie z.B. Kalotten, Kegel und Winkel, durch. Die Ergebnisse korrelierte er mit den Ergebnissen von Nikuradse (1933) und entwickelte das Modell der äquivalenten Sandkornrauheit. Diese ermöglicht es, jeder technisch relevanten Rauheit eine äquivalente Sandkornrauheit zuzuordnen, die den gleichen Einfluss auf die mittlere Wandschubspannung hat, wie eine Rauheit bestehend aus Kugeln in der dichtest möglichen Anordnung (Abbildung 3.1).

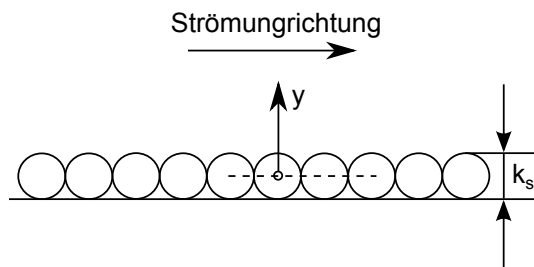


Abbildung 3.1: Skizze zur Sandkornrauheit nach Schlichting und Gersten (2005)

Ein grundlegendes Problem des Modells der äquivalenten Sandkornrauheit besteht in der Vielzahl unterschiedlicher, technisch relevanter Oberflächentopographien, die in eine äquivalente Sandkornrauheit überführt werden müssen. Wird nur die Höhe der Rauheit bei der Überführung in eine äquivalente Sandkornrauheit verwendet, ist für jeden Oberflächentyp eine eigene Korrelation notwendig. Aus der Notwendigkeit heraus, die fertigungsbedingten Oberflächenstrukturen auf Turbinenschaufeln in Form einer Sandkornrauheit zu beschreiben, führten Achary et al. (1986) umfangreiche Geschwindigkeitsmessungen an verschiedenen Oberflächenrauheiten durch. Das Ergebnis der Untersuchungen führte zu der Korrelation $k_s = 4,2 \cdot Ra$ für eine begrenzte Auswahl an fer-

3 Stand der Forschung

tigungsspezifischen Oberflächenrauheiten. Zudem erkannten Achary et al. (1986), dass der Flankenwinkel der Rauheitselemente α einen Einfluss auf die Sandkornrauheit hat. Dieses Erkenntnis wird durch weitere Untersuchungen gestützt, die sich mit der Parametrisierung beliebiger Oberflächenstrukturen beschäftigten (Dvorak 1969, Simpson 1973, Dirling 1973, Grabow und White 1975). Der Dichteparameter nach Simpson (1973) führte letztlich zum Form-und-Dichte Parameter Λ_S nach Sigal und Danberg (1990) (Gleichung 2.28) und einer Korrelation zur Überführung von beliebigen Rauheiten in eine äquivalente Sandkornrauheit nach Bons (2005) (Gleichung 2.31).

Viele experimentelle und numerische Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten wurden an Oberflächenstrukturen bestehend aus diskreten Rauheitselementen durchgeführt. Zur Beschreibung diskreter Rauheiten ist neben der äquivalenten Sandkornrauheit auch die Kategorisierung in Rauheiten vom "d-Typ" und "k-Typ" gebräuchlich (Abbildung 3.2). Diskrete Rauheiten des k-Typs repräsentieren Sandkornrauheiten, während Rauheiten vom d-Typ hauptsächlich zweidimensionale Rauheiten beschreiben (Cardillo et al. 2013). Der wesentliche Unterschied zwischen diskreten Rauheiten des k- und des d-Typs besteht im Abstand zwischen den Rauheitselementen und der daraus resultierenden Wechselwirkung mit dem Fluid (siehe Abbildung 3.2). Bei Rauheiten vom d-Typ sammelt sich zwischen den Rauheitselementen Fluid und reduziert auf diese Weise die effektive Rauheitshöhe der Oberflächenstrukturen. Durch den größeren Abstand zwischen den Rauheitselementen des k-Typs erfolgt keine Reduzierung der effektiven Rauheitshöhe.

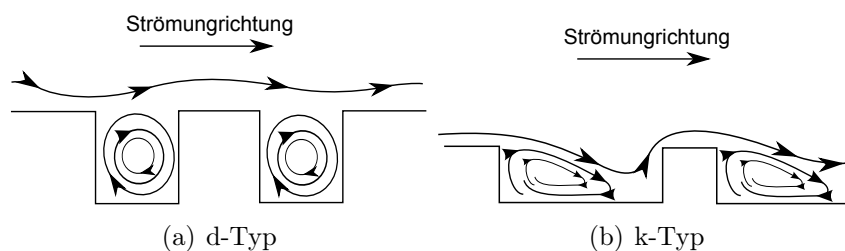


Abbildung 3.2: Skizze zu Rauheiten vom d-Typ und k-Typ nach Jimenez (2004)

Eine Eigenschaft turbulenter Grenzschichten über rauen Oberflächen ist in Form der Townsend'schen Ähnlichkeitshypothese (Schultz und Flack 2007, Kunkel et al. 2007) gegeben, nach der nur der wandnahe Bereich der Grenzschicht durch die Oberflächenrauheit beeinflusst wird. Unter der Voraussetzung, dass die Höhe der Rauheitselemente sehr viel kleiner ist als die Dicke der Grenzschicht, ist demnach die Turbulenz in einer Entfernung von der Oberfläche, die mehreren Rauheitshöhen entspricht, unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit. Untersuchungen an regulären, diskreten Rauheiten (Flack et al. 2005, Kunkel et al. 2007, Schultz und Flack 2007, Singh et al. 2007) wie auch an irregulären Rauheiten (Allen et al. 2007, Shockling et al. 2006, Mejia-Alvarez und Christensen 2009) erbrachten den Nachweis, dass das Geschwindigkeitsprofil der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in einer gewissen Entfernung von der Wand unabhängig von der Oberflächenrauheit der Wand ist. Dem stehen die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung von Krogstad et al. (1992) an Rauheiten bestehend aus Sandpapier sowie

3.1 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf ebene, turbulente Grenzschichten

diskreten d-Typ Rauheiten und der numerischen Untersuchung von Cui et al. (2003b) an Rauheiten bestehend aus quer angeströmten Balken (d- und k-Typ) gegenüber. In beiden Untersuchungen wurde gezeigt, dass der Einfluss der Oberflächenrauheiten auch in, relativ zur Grenzschichtdicke, großer Entfernung von der Wand noch vorhanden ist und demnach die Townsend'sche Ähnlichkeitshypothese nur bedingt gültig ist. Nach Schultz und Flack (2007) ergibt sich zur Erfüllung der Townsend'schen Ähnlichkeitshypothese die Bedingung, dass die turbulenten Längenskalen von der Höhe der äquivalenten Sandkornrauheit k_s entkoppelt sind. Dadurch wird die Bedingung $k \ll \delta$ erweitert.

Da es sich bei turbulenten Grenzschichten um dreidimensionale, instationäre Strömungen handelt, ist neben der Beschreibung des Rauheitseinflusses auf die mittleren Strömungsgrößen auch der Einfluss auf die instationären Komponenten der Strömung wichtig. Bedeutende Ergebnisse lieferten Krogstad und Antonia (1999) sowie Antonia und Krogstad (2001) in experimentellen Untersuchungen an diskreten d-Typ Rauheiten in Form von quer angeströmten Zylindern und Gittern. Sie zeigten, dass für eine nahezu identische Verschiebung Δu^+ der universellen Geschwindigkeitsverteilung signifikante Unterschiede in den Reynolds-Spannungen auftreten. Bhaganagar et al. (2004) ziehen hierzu aus ihren numerischen Untersuchungen an homogen verteilten, kegelförmigen Rauheiten die Schlussfolgerung, dass die Abstände der Rauheitselemente in Spannweiten- und Strömungsrichtung bei konstanter Höhe von Bedeutung ist. Während der Abstand der Rauheitselemente in Spannweitenrichtung keinen Einfluss auf die Verschiebung Δu^+ hat, zeigt sich ein signifikanter Einfluss auf die Schwankungsbewegungen im äußeren Bereich.

Aus den genannten Untersuchungen geht hervor, dass nicht nur die Höhe, sondern auch die Form der Oberflächenrauheit einen starken Einfluss auf die Strömung hat. Im Gegensatz zu diskreten Rauheiten zeichnen sich reale Oberflächenstrukturen dadurch aus, dass diese aus einer Vielzahl von Elementen unterschiedlicher Größenskalen bestehen, die sich in Form und Höhe unterscheiden. Um zu identifizieren, welche Skalen von realen Oberflächenrauheiten einen Einfluss auf die turbulente Strömung haben, führten Mejia-Alvarez und Christensen (2009), Mejia-Alvarez et al. (2007) und Johnson und Christensen (2009) eine Zerlegung von irregulären Oberflächenstrukturen betriebsbeanspruchter Turbinenschaufeln in einzelne Größenskalen, auch Moden genannt, durch. Die experimentellen Ergebnisse von Mejia-Alvarez und Christensen (2009) zeigen, dass durch die ersten fünf von insgesamt 383 Moden 65% der Oberflächentopographie wiedergegeben werden. Um jedoch einen ähnlichen Einfluss auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sowie die Reynolds-Spannungen zu erreichen, wie im Fall der vollständigen Oberflächentopographie, werden die ersten 16 Moden benötigt. Diese repräsentieren die großen und mittleren Strukturen. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Johnson und Christensen (2009), die eine zur vollständigen Oberflächenrauheit ähnliche Strömungsbeeinflussung mit den ersten 20 von 216 Moden erzielten. Weiterhin zeigen die Ergebnisse, dass durch die realen, irregulären Oberflächenstrukturen eine signifikante Heterogenität der Reynolds-Spannungen verursacht werden kann, die zu lokalen Gebieten erhöhter Turbulenzproduktion und Dissipation führen (Mejia-Alvarez et al. 2007). Dies wurde sowohl für die vollständige Rauheit als auch für die Oberfläche bestehend aus den ersten 16 Moden beobachtet.

3 Stand der Forschung

In experimentelle Untersuchungen von Sanz Garcia et al. (2007) an Oberflächenrauheiten, die vollständig in der viskosen Unterschicht eingebettet waren, konnte kein messbarer Einfluss der Oberflächenstrukturen auf die Strömungsgrenzschicht festgestellt werden. Es zeigte sich jedoch, dass die Oberflächenrauheiten die thermische Grenzschicht beeinflussen und den konvektiven Wärmeübergang in der viskosen Unterschicht erhöhen. Dabei kamen Sanz Garcia et al. (2007) zu dem Schluss, dass die Anisotropie von Rauheitselementen in Strömungsrichtung von wesentlicher Bedeutung ist.

Anhand der Untersuchungen wurde gezeigt, dass für eine vollständige Beschreibung des Einflusses von Oberflächenrauheiten auf die turbulente Grenzschichtströmung nicht nur eine Bewertung der mittleren Strömungsgrößen, sondern auch der Schwankungskomponenten notwendig ist. Zur quantitativen Beschreibung der Struktur der Turbulenz eignet sich die in Abschnitt 2.2.3 vorgestellte Anisotropie-Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977). Die experimentellen Untersuchungen an Rauheiten bestehend aus einem Gitter (Shafi und Antonia 1995) und quer angeströmten Balken (Keirbulck et al. 2002) zeigen, dass die Anisotropie der wandnahen Turbulenz infolge von Oberflächenrauheiten signifikant reduziert wird. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Smalley et al. (2002), die verschiedene experimentelle und numerische Untersuchungen an diskreten Oberflächenrauheiten hinsichtlich der Anisotropie ausgewertet haben. Aus verschiedenen numerischen Untersuchungen zur Widerstandminderung durch Oberflächenstrukturen kommen Frohnappfel et al. (2007) zu der Schlussfolgerung, dass eine Verstärkung der Anisotropie der wandnahen Turbulenz in Richtung der Ein-Komponenten Turbulenz zu einer Reduzierung der Dissipationsverluste führt. Wichtig für die Widerstandminderung ist, dass die dominierende Komponente die Schwankungskomponente in Hauptströmungsrichtung ist.

Eine signifikante Eigenschaft der turbulenten Grenzschicht über glatten Oberflächen ist das Auftreten kohärenter Wirbelstrukturen, über die der Impulsaustausch erfolgt, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Den experimentellen Nachweis für das Auftreten von kohärenten Wirbelstrukturen in turbulenten Grenzschichten über rauen Oberflächen erbrachten Grass et al. (1991). Die Messungen zeigen, dass die hufeisenförmigen Wirbel beim Impulsaustausch eine ebenso zentrale Rolle im Fall rauer Oberflächen spielen wie bei glatten Wänden. Ergänzend hierzu zeigt die Direkte Numerische Simulation von Bhaganagar et al. (2004) eine starke Beeinflussung der high- und low-speed Streaks in direkter Wandnähe. Die Streaks der rauen Wand weisen im Vergleich zur glatten Wand eine deutliche Reduzierung der Größe in Hauptströmungs- und Spannweitenrichtung auf. Ein ähnliches Ergebnis zeigen Lee et al. (2010) in ihren numerischen und experimentellen Untersuchungen diskreter Rauheiten, die aus quer angeströmten Quadern bestehen. In einem Wandabstand von $y^+ = 5$ verzeichnen sie eine deutliche, rauheitsbedingte Verkürzung der Streaks in Hauptströmungsrichtung. Auf Basis einer Quadranten-Analyse (Abschnitt 2.2.2) kommen Lee et al. (2010) zu dem Ergebnis, dass die Struktur der Turbulenz im Vergleich zu einer glatten Wand erhalten bleibt. Demnach sind die relativen Anteile von Sweeps und Ejections, die zur Produktion turbulenter kinetischer Energie beitragen, ähnlich den Anteilen einer glatten Wand. Krogstad und Antonia (1999) zeigen in experimentellen Untersuchungen hingegen, dass die Struktur der Turbulenz wesentlich von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt. Bei Rauheiten bestehend aus quer an-

geströmten Zylindern, verzeichnen sie eine Dominanz im Auftreten von Sweeps, während Ejections so gut wie nicht auftreten. Zudem registrieren sie einen deutlichen Anstieg von Sweeps, die in den äußeren Bereich der Grenzschicht reflektiert werden. Das Auftreten kohärenter Strukturen verhält sich im Fall Gitterrauheit hingegen ähnlich wie bei einer glatten Wand.

3.2 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf die Turbinenaerodynamik

Die Vielzahl der zuvor genannten Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenstrukturen auf ebene, turbulente Grenzschichten verdeutlicht die Komplexität der Thematik zur Wechselwirkung zwischen Oberflächenstrukturen und wandnaher Strömung. Eine weitere Steigerung der Komplexität ergibt sich durch Oberflächenstrukturen auf Turbinenschaufeln, deren Umströmung sich durch starke, lokale Druckgradienten, unterschiedliche Zustände der Grenzschicht (laminar, transitional, turbulent) und eine Dreidimensionalität der Strömung auszeichnen. Des Weiteren ist die Strömung in vielen Anwendungen kompressibel und trans- und/oder supersonisch mit hohen Turbulenzgraden der Außenströmung. Im Folgenden wird eine Übersicht über bisherige Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Turbinenaerodynamik gegeben. Ausführliche Informationen zur Rauheitshöhe, der Mach- und Reynolds-Zahlen sowie der Turbulenzgrade sind in Tabelle A.2 aufgelistet. Die Höhe der untersuchten Oberflächenrauheiten wird zur besseren Vergleichbarkeit der Sandkornrauheit k_s relativ zur Sehnenlänge l angegeben. Für den Fall, dass keine Sandkornrauheit angegeben wurde, wird die Rauheitshöhe in Form der geometrischen Kennwerte Ra , Rq oder Rz relativ zur Sehnenlänge angegeben.

Bereits seit den 1950er Jahren ist der Einfluss von Oberflächenstrukturen auf die Profilaerodynamik von Turbinenschaufeln Gegenstand der Forschung. Speidel (1954) führte experimentelle Untersuchungen an einer Turbinenkaskade durch, deren Schaufeln er homogen mit Sandkörnern mit verschiedenen Höhen versah. Ähnlich wie Speidel (1954) führte auch Gersten (1959) experimentelle Untersuchungen an einer ebenen Turbinenkaskade mit Schaufeln durch. Die Oberfläche der Turbinenschaufeln war homogen mit einer Sandkornrauheit versehen. Die Messungen zeigen eine signifikante Erhöhung der Profilverluste infolge von Oberflächenrauheiten. Die Ergebnisse beider Untersuchungen zeigen, dass sich bei einer Profilmströmung mit einer vollturbulenten Grenzschicht die Verlusterhöhung im Vergleich zu einer glatten Schaufel ähnlich verhält wie es bei einer ebenen Plattenströmung der Fall ist. Weiterhin zeigen die Untersuchungen von Speidel (1954), dass im Fall einer laminar-turbulenten Grenzschicht der Beginn der Grenzschichttransition bei sonst gleichen Strömungsbedingungen infolge von Rauheiten stromaufwärts verschoben wird. Die daraus resultierende Verlängerung der turbulenten Grenzschicht führt ebenfalls zu einem Verlustanstieg.

Experimentelle Untersuchungen an ebenen Turbinenkaskaden mit einer homogenen Sandkornrauheit wurden ebenfalls von Bammert und Fiedler (1966a), Bammert und Fiedler (1966b) und Bammert und Sandstede (1980) durchgeführt. Anhand der Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die Oberflächenrauheiten sowohl einen Einfluss auf

3 Stand der Forschung

die Druckverteilung haben als auch den laminar-turbulenten Umschlag der Grenzschicht begünstigen. Der Transitionsbeginn wandert mit steigender Rauheitshöhe stromaufwärts und im Fall großer Rauheitshöhen bis in den Bereich beschleunigter Strömung. Bammert und Fiedler (1966b) messen einen maximalen Anstieg der Profilverluste um 11,6%.

Neben den Kaskadenmessungen führten Bammert und Sandstede (1973) Untersuchungen in einer rotierenden vierstufigen Versuchsturbine mit einer Leistung von 700 kW durch. Dazu beklebten sie die Laufschaufeln aller Stufen homogen mit Sandkörnern. Vier verschiedene Konfigurationen mit Rauheitshöhen von $k_s/l = 1,09 \cdot 10^{-3}$ bis $k_s/l = 10,58 \cdot 10^{-3}$ wurden untersucht und eine maximale Reduzierung des Turbinenwirkungsgrads von 10,5% ermittelt.

Weitere experimentelle Untersuchungen an einer rotierenden Turbine wurden von Boynton et al. (1993) durchgeführt. Dabei handelte es sich um die zweistufige Hochdruckturbine zur Brennstoffförderung im Space-Shuttle. Durch das Polieren der Laufschaufeln beider Stufen wurde die Oberflächenrauheit von $Rq/l = 5,13 \cdot 10^{-4}$ auf $Rq/l = 3,83 \cdot 10^{-5}$ reduziert. Durch die gesteigerte Oberflächengüte konnte eine Erhöhung des Wirkungsgrads von 2,5% erreicht werden.

Yun et al. (2005) führten Untersuchungen an einer einstufigen Turbine durch, um den Einfluss von Rauheiten, die auf der Saug- und der Druckseite sowie auf den Lauf- und den Leitschaufeln aufgebracht waren, zu bestimmen. Zwei unterschiedliche Rauheiten, die aus Sandkörnern bestanden, wurden auf die Schaufeln geklebt, so dass die Oberflächenrauheit homogen war. Rauheiten mit der geringen Höhe von $k_s/l = 0,0016$, die jeweils nur auf Lauf- und Leitschaufel appliziert wurden, reduzierten den Wirkungsgrad um jeweils 4%. Die Kombination der rauen Lauf- und Leitschaufeln führte zur einer Wirkungsgradeinbuße von 8%. Ähnlich verhält es sich für die höhere Oberflächenrauheit, bei der eine raue Leitbeschaufelung den Wirkungsgrad um 11% und eine raue Laufbeschaufelung den Wirkungsgrad um 8% reduzierte. In Kombination sank der Wirkungsgrad um 19%. Eine isolierte Betrachtung von saug- und druckseitiger Rauheit bestätigt die vorangegangenen Untersuchungen an ebenen Kaskaden, dass Oberflächenrauheiten auf der Saugseite einen stärkeren Einfluss haben. So ergibt sich eine Wirkungsgradreduktion von 2% für eine druckseitige und von 6% für eine saugseitige Oberflächenrauheit.

Erste Untersuchungen mit nicht homogen auf der Schaufeloberfläche applizierten Rauheiten führten Kind et al. (1996) durch. Dazu wurden auf die Saugseite der Turbinenschaufeln einer ebenen Niedergeschwindigkeitskaskade bei $x/l = 0,1; 0,25; 0,53; 0,65$ sowie auf die Druckseite bei $x/l = 0,25$ Sandkörner geklebt. Zusätzlich variierten sie die Länge der lokalen Rauheiten auf den Schaufeln ($\Delta s/l = 0,24; \Delta s/l = 0,47; \Delta s/l = 0,71$). Die Messungen lieferten das Ergebnis, dass die Oberflächenrauheiten keinen Einfluss auf die Profildruckverteilung haben, jedoch den Totaldruckverlust um maximale 1,6% erhöhen.

Yuan und Kind (2006) führten experimentelle Untersuchungen an einer ebenen Turbinenkaskade mit zwei unterschiedlichen Rauheitskonfigurationen durch. An den in Abbildung 3.3 dargestellten Positionen wurden auf der Saugseite Sandkornrauheiten mit verschiedenen Höhen aufgebracht. Anhand der Ergebnisse wurde gezeigt, dass der Einfluss von Oberflächenrauheiten von der Mach-Zahl entkoppelt ist, solange $Ma < 1$ ist. Yuan und Kind (2006) nehmen an, dass mit Beginn des Rauheitspatches die Grenzschicht-

3.2 Untersuchungen zum Rauheitseinfluss auf die Turbinenaerodynamik

transition einsetzt und messen für die größte Rauheitshöhe und die längste Ausdehnung einen Verlustanstieg von 36%.

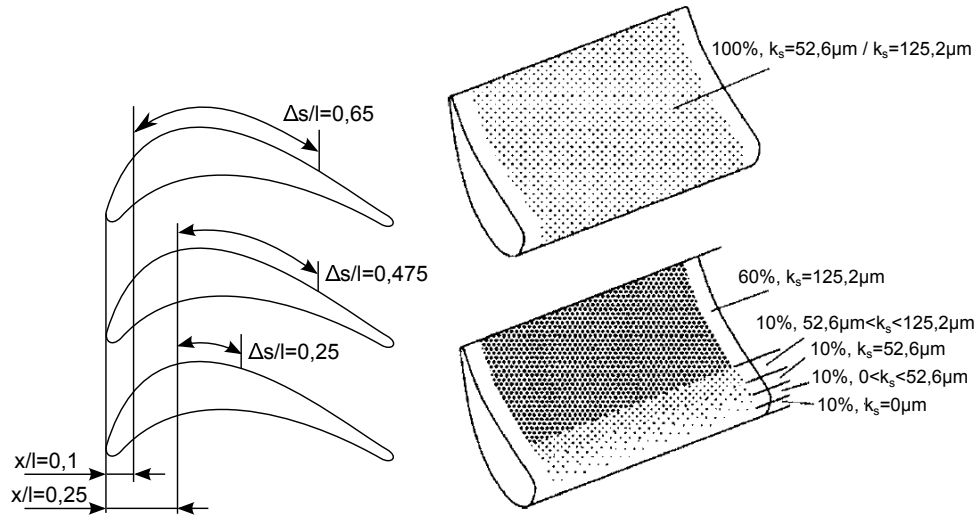


Abbildung 3.3: Konfigurationen lokaler Oberflächenrauheiten der Untersuchungen von Yuan und Kind (2006) (links) und Zhang und Ligrani (2006) (rechts)

Aus den Untersuchungen von Zhang und Ligrani (2006) an Turbinenschaufeln mit homogener und lokal inhomogener Sandkornrauheit auf der Druckseite geht hervor, dass der aerodynamische Einfluss von Oberflächenrauheiten auf der Druckseite gering ist, verglichen mit der saugseitigen Rauheit (vergleiche hierzu Abschnitt 2.1). Zudem kommen auch Zhang und Ligrani (2006) zu dem Ergebnis, dass die Oberflächenrauheiten keinen Einfluss auf die Druckverteilung haben. Eine Variation des Turbulenzgrads bestätigt die Ergebnisse von Boyle und Senyitko (2003), nach denen sich die Verluste durch die Oberflächenrauheiten und den Turbulenzgrad der Außenströmung additiv auf die Verlustserhöhung auswirken.

Die Oberflächenrauheiten der vorangegangenen Untersuchungen bestanden zumeist aus Sandkörnern. Jetter (1997) führte experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von fertigungsbedingten Oberflächenstrukturen an einer ebenen Turbinenkaskade durch. Die Schaufeln wurden mit homogen auf der Saug- und Druckseite verteilten Fräsbahnen mit unterschiedlichen Zeilenabständen und Vorschüben versehen, die je nach Konfiguration eine Höhe zwischen $Rz/l = 1,37 \cdot 10^{-6}$ und $Rz/l = 5,38 \cdot 10^{-5}$ aufweisen und zu einem maximalen Anstieg des Energieverlusts von 8% führen. Der Einfluss der Oberflächenstrukturen auf die Profildruckverteilung ist äußerst gering. Im Gegensatz dazu weisen fertigungsbedingte Abweichungen in der Profilgeometrie einen wesentlich größeren Einfluss auf die Druckverteilung auf. Die Messungen zeigen zudem, dass die Reibungsverluste der Saugseite einen Anteil von 71,5% der Profilverluste der untersuchten Schaufeln ausmachen. Zudem verzeichnet Jetter (1997) eine signifikante Zunahme der Verluste durch Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht, die 37,5% der Reibungsverluste ausmachen.

Weitere Untersuchungen zum Einfluss von Fräsräuheiten führte Harbecke (2001) an

3 Stand der Forschung

einer Turbinenkaskade durch. Die homogenen Fräsrauheiten wiesen unterschiedliche Höhen von transitionell rau bis vollrau auf. Harbecke (2001) kommt zu dem Ergebnis, dass für die Charakterisierung der Rauheiten nicht nur die Höhe sondern auch die Form von Bedeutung ist. Seine Messungen im Gitterwindkanal zeigen, dass bereits ab einer dimensionslosen Rauheitshöhe von $Rz^+ = \frac{Rz \cdot u_\tau}{\nu} = 2$ eine Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht durch die Oberflächenstrukturen vorhanden ist. Für eine Rauheitshöhe von $Rz^+ \approx 2,5$ gibt Harbecke (2001) eine Verlusterhöhung von 6% bis 8% an und bestimmt für die größte Rauheit eine Verlusterhöhung von 15%.

Fräsrauheiten auf Turbinenschaufeln wurden ebenfalls von Schreyer (2008) in einer linearen Turbinenkaskade experimentell untersucht. Auf zwei verschiedenen Turbinenprofilen wurden homogene Fräsrauheiten mit Rauheitshöhen von maximal $Rz/l = 2,78 \cdot 10^{-4}$ und $Rz/l = 2,54 \cdot 10^{-4}$ aufgebracht, wobei die maximale dimensionslose Rauheitshöhe $Rz^+ = 13$ beträgt. Zusätzlich zu den Fräsrauheiten untersuchte Schreyer (2008) isotrope Sandkornrauheiten. Im Gegensatz zu Harbecke (2001) verzeichnet Schreyer (2008) erst für Rauheitshöhen ab $Rz^+ = 5$ bei Fräsrauheiten und ab $Rz^+ = 7$ für Sandkornrauheiten eine Verlusterhöhung. Diese beträgt für die untersuchten Oberflächenrauheiten maximal 13%. Systematische Untersuchungen zum Einfluss der Form von Oberflächenrauheiten auf die aerodynamischen Verluste von ebenen Verdichterkaskaden wurden von Schreyer (2008) durchgeführt. Die wesentlichen Erkenntnisse der Arbeit sind, dass der Einfluss der Mikrostruktur der Rauheiten den der Makrostruktur dominiert und erst ab einem Fräszeilenwinkel von mehr als 15° die Verluste signifikant steigen. Aus den Windkanalmessungen geht zudem hervor, dass der Abstand der Rauheitselemente in Strömungsrichtung einen stärkeren Einfluss auf die Verluste hat als die absolute Rauheitshöhe.

Weiterhin wurde der Einfluss der fertigungsbedingten Oberflächengüte auf die aerodynamischen Verluste von Abuaf et al. (1998) untersucht. Für die Experimente an einer ebenen Turbinenkaskade wurde die Oberflächenqualität von gegossenen Turbinenschaufeln über eine Endbearbeitung gesteigert, in dem die Rauheitshöhe reduziert wurde. Abuaf et al. (1998) stellten bei ihren Untersuchungen ebenfalls eine Reduzierung der Verluste mit sinkender Rauheitshöhe fest.

Experimentelle Untersuchung an einer ebenen Turbinenkaskade mit sowohl Fräsrauheiten als auch Oberflächentopographien infolge von Sandstrahlen und Polieren wurden von Matsuda et al. (2006) durchgeführt. Sieben Konfigurationen mit unterschiedlichen Oberflächenrauheiten im Bereich $0,7 \cdot 10^{-6} \leq Ra/l \leq 1 \cdot 10^{-4}$ wurden untersucht. Wie in den vorangegangenen Untersuchungen zeigt sich auch hier eine stärkere Verlusterhöhung infolge von Oberflächenrauheiten auf der Saugseite als auf der Druckseite (siehe Abschnitt 2.1). Zusätzlich kommen Matsuda et al. (2006) zu dem Ergebnis, dass der Totaldruckverlust bei niedrigen Reynolds-Zahlen abnimmt, während er für höhere Rauheiten mit der Rauheitshöhe steigt. Dies führen sie darauf zurück, dass die Oberfläche bei niedrigen Rauheiten hydraulisch glatt bzw. transitionell rau und für hohe Rauheiten vollrau ist.

Boyle und Senyitko (2003) führten Untersuchungen an einer Hochdruckturbinenkaskade durch, bei der die Reynolds-Zahl und die Mach-Zahl unabhängig voneinander eingestellt werden konnten. Die Schaufeln wiesen eine homogene Oberflächenrauheit, beste-

hend aus einer ZrO-Beschichtung mit $Rq/l = 1,75 \cdot 10^{-4}$, auf. Die Messungen von Boyle und Senyitko (2003) bestätigen vorangegangene Untersuchungen nach denen die Oberflächenrauheit keinen Einfluss auf die Profildruckverteilung hat. Die applizierten Rauheiten bewirken für kleine Reynolds-Zahlen eine Reduktion der Verluste, indem die Transition begünstigt und dadurch eine laminare Ablöseblase mit turbulentem Wiederanlegen verhindert wird. Für steigende Reynolds-Zahlen, in Kombination mit hohen Turbulenzgraden von bis zu $Tu = 17\%$, steigen die Verluste rauheitsbedingt um bis zu 60% (Bons 2010). Hummel et al. (2005) führten ebenfalls experimentelle Untersuchungen an rauen Turbinenkaskaden mit unterschiedlichen Reynolds-Zahlen im Bereich $Re = 6 \cdot 10^5$ bis $Re = 1,2 \cdot 10^6$ durch. Die Schaufeln der verschiedenen Konfigurationen besaßen homogene Oberflächenrauheiten, bestehend aus einer Keramikbeschichtung und fertigungsbedingten Rillen, die quer zur Hauptströmungsrichtung verlaufen (jeweils $Ra/l = 7,9 \cdot 10^{-5}$). Im Gegensatz zu Boyle und Senyitko (2003) konnten Hummel et al. (2005) keine verlustmindernde Wirkung der Oberflächenrauheiten für niedrige Reynolds-Zahlen feststellen, registrierten jedoch eine ähnliche maximale Verlusterrhöhung von 40%. Die Untersuchungen von Montis et al. (2011) an einer Niederdruckturbinenkaskade mit Schaufeln, die eine homogene Sandkornrauheit besitzen, bestätigen die Ergebnisse von Boyle und Senyitko (2003). Eine Variation der Reynolds-Zahl im Bereich $5 \cdot 10^4 \leq Re \leq 7 \cdot 10^5$ zeigt, dass die applizierten Rauheiten mit einer großen Rauheitshöhe bei geringen Reynolds-Zahlen die Verluste senken, in dem die laminare Ablöseblase in ihrer Größe verkleinert oder komplett unterdrückt wird. Bei mittleren Reynolds-Zahlen führen die Oberflächenrauheiten zu einem Verlustanstieg und im Fall hoher Reynolds-Zahlen zur Strömungsablösung ohne Wiederanlegen.

Der Einfluss von Oberflächenrauheiten auf den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag wurde unter anderem von Stripf (2007) untersucht. In Experimenten mit einer ebenen Turbinenkaskade applizierte er homogene, diskrete Rauheiten bestehend aus Kegelstümpfen auf Hochdruck- und Niederdruckturbinenprofile. Die Untersuchungen zeigen, dass der Transitionsbeginn der Bypass-Transition schon ab einer Rauheitshöhe von $k_s/l = 1 \cdot 10^{-4}$ signifikant beeinflusst wird. Die Effekte verstärken sich durch Oberflächenrauheiten und dem Turbulenzgrad der Außenströmung. Übereinstimmend mit den Ergebnissen von Harbecke (2001) für Fräsrauheiten kommt Stripf (2007) für diskrete Rauheiten zu dem Ergebnis, dass neben der Höhe auch die Form der Rauheitselemente bei der Charakterisierung berücksichtigt werden muss.

Untersuchungen von Volino (2003), Vera et al. (2005) und Vera et al. (2007) zeigen, dass mit Hilfe gezielt aufgebrachter Oberflächenrauheiten die Verluste einer Turbinenschaukel gesenkt werden können. Dazu applizierten sie auf Niederdruckturbinenprofilen mit einer ausgeprägten, laminaren Ablöseblase verschiedene, diskrete Rauheitselemente zwischen der Saugspitze und der Ablösung und konnten eine Reduzierung der Strömungsablösung erzielen, die eine Reduktion der Verluste zur Folge hat.

Reale, betriebsbeanspruchte, isotrope Oberflächenstrukturen wurden von McIlroy und Budwig (2007) an einer ebenen Platte untersucht, der ein Druckgradient aufgeprägt wurde. Dabei entsprach der Druckgradient dem einer Turbinenschaukel im vorderen Drittel. Das Einbringen realer Oberflächenrauheiten in die beschleunigte Strömung führte bei höheren Turbulenzgraden dazu, dass die Strömung zunehmend instabil wurde und sich

eine transitionale statt einer laminaren Grenzschicht einstellt. Zudem zeigen die Untersuchungen, dass auch stromabwärts der rauen Oberfläche die Reynolds-Spannungen signifikant erhöht werden und der Reibungsbeiwert um den Faktor zwei gestiegen ist.

3.3 Schlussfolgerungen aus vorangegangenen Untersuchungen

Die vorgestellten Untersuchungen zum aerodynamischen Einfluss von Oberflächenrauheiten auf ebene, turbulente Grenzschichten wurden zumeist an Sandkornrauheiten und diskreten Oberflächenrauheiten durchgeführt. Nur ein geringer Teil der Untersuchungen wurde an technisch relevanten Oberflächen durchgeführt. Aus den bisher durchgeführten Untersuchungen lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Neben der Höhe haben auch die Form und Anordnung der Rauheitselemente einen signifikanten Einfluss auf die turbulente Grenzschichtströmung. Abhängig davon können Oberflächenrauheiten einen ähnlichen Einfluss auf die mittleren Strömungsgrößen haben, jedoch die Reynolds-Spannungen sehr unterschiedlich beeinflussen.
- Oberflächenstrukturen, die im Vergleich zur Grenzschichtdicke und dem integralen turbulenten Längenmaß klein sind, führen nur zu einer Beeinflussung der Strömung im wandnahen Bereich. Das Geschwindigkeitsprofil der mittleren Strömungsgeschwindigkeit gleicht im äußeren Bereich dem der glatten Wand.
- Nicht alle Größenskalen, aus denen reale Rauheiten aufgebaut sind, beeinflussen die Strömung gleich stark. Die systematische Zerlegung von Rauheiten in einzelne Skalen hat gezeigt, dass nur die großen und mittleren Skalen die Strömung signifikant beeinflussen.
- Bei der Überströmung von rauen Oberflächen bilden sich kohärente Wirbelstrukturen in Wandnähe aus. Damit erfolgt der Austausch von impulsarmem und impulsreichem Fluid über die gleichen Transportmechanismen wie bei der glatten Wand.
- Die Isotropie der Turbulenz wird durch Oberflächenrauheiten begünstigt.

Die vorgestellten Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Profilaerodynamik von Turbinenschaufeln zeigen, dass im Wesentlichen zwei Arten von Oberflächenrauheiten untersucht worden sind. Neben der großen Anzahl an Untersuchungen, bei denen die Rauheiten aus aufgeklebten Sandkörnern bestanden, wurde eine Reihe von Untersuchungen zum Einfluss von fertigungsbedingten Rauheiten durchgeführt. Die Untersuchungen kommen zu den folgenden Ergebnissen:

- Oberflächenrauheiten erhöhen den Totaldruckverlust signifikant und reduzieren den Wirkungsgrad von Turbinen. Dies geht im Wesentlichen auf eine Erhöhung

3.3 Schlussfolgerungen aus vorangegangenen Untersuchungen

der Dissipationsverluste der Profilhrenzschicht zurück. Die Druckverluste werden durch Oberflächenrauheiten kaum beeinflusst.

- Der verlusterhöhende Einfluss von Oberflächenrauheiten ist in der turbulenten Grenzschicht wesentlich stärker als in der laminaren. Unabhängig vom Druckgradient in der turbulenten Grenzschicht verhält sich die Änderung der Verluste im Vergleich zur glatten Oberfläche wie die Verluständerung von rauhen und glatten ebenen Plattengrenzschichten.
- Oberflächenrauheiten beeinflussen die Transition und verschieben diese in der Regel stromaufwärts. In Einzelfällen wurde eine Verlustreduzierung gemessen, weil der Transitionsmodus von der ablösungsinduzierten in die Bypass-Transition geändert wurde.
- Die Wirkung von Oberflächenrauheiten und dem Turbulenzgrad der Außenströmung auf die Verluste in Turbinenkaskaden verhalten sich annähernd additiv. Zudem ist der Einfluss von Oberflächenrauheiten in Unterschallströmungen von der Mach-Zahl entkoppelt.

Die meisten Untersuchungen, sowohl an ebenen Grenzschichtströmungen als auch an Turbinenströmungen, wurden an Rauheiten mit einer dimensionslosen Rauheitshöhe von $k_s^+ > 5$ durchgeführt, da diese gemäß der allgemeinen Annahme nicht zu einer hydraulisch glatten Oberfläche führen. Dass jedoch auch Rauheiten mit einer Höhe von $k_s^+ < 5$ einen Einfluss auf die Strömung haben können, zeigt unter anderem die Untersuchung von Schultz und Flack (2007), die bereits für $k_s^+ = 3,2$ eine Beeinflussung der Strömung durch die Rauheit feststellten. Dies stützt die These von Bradshaw (2000), nach der weder eine kritische Rauheitshöhe noch eine transitionale Rauheitshöhe existieren. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit auch Oberflächenrauheiten auf Turbinenschaufeln mit geringer Rauheitshöhe hinsichtlich des aerodynamischen Einflusses zu beurteilen.

Für den Einfluss von fertigungsbedingten Oberflächenrauheiten, z.B. infolge Fräsens, Hohnens, Sandstrahlens oder Polierens, wurde eine Reihe von Untersuchungen sowohl an ebenen, turbulenten Grenzschichten wie auch an Turbinenprofilen durchgeführt. Der Einfluss realer Oberflächenstrukturen infolge von Betriebsbeanspruchung auf die Aerodynamik wurde jedoch nur an ebenen Plattenströmungen untersucht, allerdings nicht unter turbomaschinenähnlichen Strömungsbedingungen auf einer Turbinenschaufel. Die Untersuchungen von Yuan und Kind (2006) und Zhang und Ligrani (2006) an lokalen Oberflächenrauheiten sind aufgrund der applizierten Rauheiten in Form von Sandkörnern nur bedingt auf reale Anwendungen übertragbar. Zudem sind aus den Untersuchungen keine Rückschlüsse auf die lokale Interaktion zwischen Rauheit und Strömung möglich, da nur das integrale Verlustverhalten betrachtet wurde. Die Anisotropie realer Oberflächenstrukturen war in keiner der vorgestellten Untersuchungen Gegenstand der Forschung.

3 *Stand der Forschung*

4 Oberflächenstrukturen

4.1 Messtechnik zur Erfassung von Oberflächenstrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Konfokalmikroskop vom Typ NanoFocus μ surf zur Vermessung von Oberflächentopographien verwendet. Mit dem berührungslosen Messverfahren der Konfokalmikroskopie ist es möglich, dreidimensionale Aufnahmen von Oberflächen zu machen. Dazu erfolgt eine Unterteilung des Messbereichs in die Pixel der CCD-Kamera des Sensorkopfs. Für jeden Pixel wird individuell die Höhe der Oberfläche ermittelt. Die Bestimmung des Höhenwertes eines Pixels erfolgt, indem ein Lichtstrahl einer 100 Watt starken Xenon Kaltlichtquelle über ein Objektiv fokussiert wird und der Sensorkopf oberflächennormal verfahren wird (siehe Abbildung 4.1). Befindet sich der Fokus auf gleicher Höhe mit der Oberfläche, wird eine Reflexion des Lichtstrahls mit maximaler Intensität erreicht, die über einen Strahlteiler mit anschließender Lochblende durch den CCD-Sensor der Kamera registriert wird. Befindet sich die Oberfläche nicht in der Fokusebene des Objektivs, erfolgt eine Reflektion, die den Lichtstrahl nicht auf die Lochblende vor dem CCD-Sensor fokussiert. Dadurch tritt nur ein Teil des Lichts durch die Lochblende und der Detektor registriert eine geringere Intensität. Der Sensorkopf wird während einer Messung in 1000 Schritten normal zur Oberfläche verfahren und die einzelnen Messungen einer jeden Ebene zu einer Gesamtmessungen kombiniert.

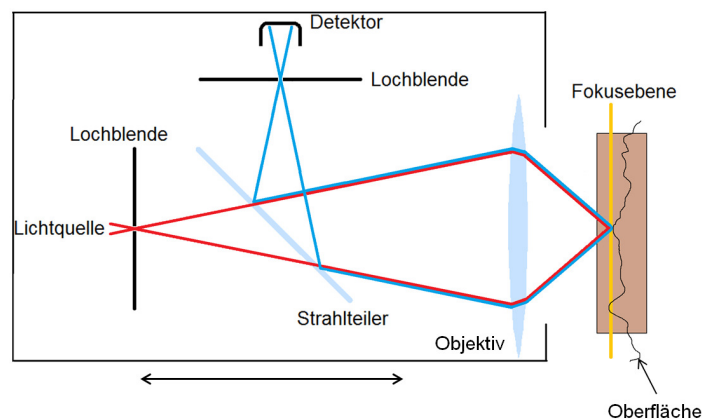


Abbildung 4.1: Prinzipskizze zur Funktionsweise eines Konfokalmikroskops (Gilge 2012)

In dieser Arbeit kommt ein Objektiv mit einer zehnfachen Vergrößerung zum Einsatz. Damit ist es möglich, eine Steigung der Oberfläche von maximal $8,7^\circ$ pro Pixel aufzunehmen. Die Größe der Messfelder ist mit dem gewählten Objektiv auf $1,6 \text{ mm} \times$

4 Oberflächenstrukturen

1,6 mm begrenzt und wird über eine, im Funktionsumfang des Mikroskops enthaltene „stitching-Funktion“ auf 2,9 mm x 2,9 mm erweitert. Dabei wird der Messkopf lateral verfahren und direkt aneinander anschließende Bereiche vermessen. Die mehreren, lateralen Einzelmessungen werden zum Schluss zu einer Gesamtmessung zusammengesetzt. Die minimale vertikale Auflösung beträgt 20 nm.

Mit einem Polynomansatz zweiten Grades wird die Profilform, die noch in den gemessenen Oberflächentopographien enthalten ist (Abbildung 4.2, links), entfernt, so dass sich eine ebene Grundfläche ergibt. Dazu werden der Abstand der Rauheitselemente zum Polynom ermittelt und anschließend die Rauheitselemente mit dem ermittelten Abstand neu um eine Gerade angeordnet. Das Ergebnis ist die um die Nullachse angeordnete Oberflächenstruktur (Abbildung 4.2, rechts), die der Berechnung der Rauheitskennwerte gemäß Abschnitt 2.5 dient.

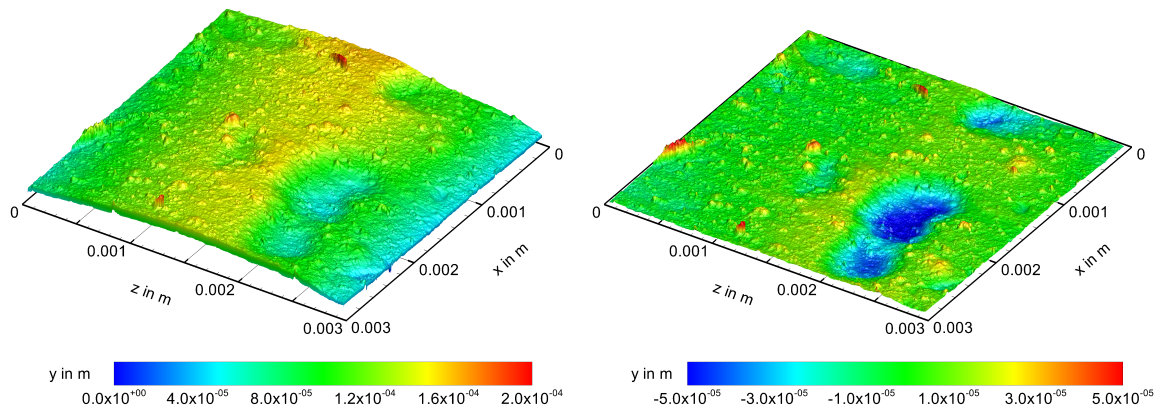


Abbildung 4.2: Oberfläche mit Profilkrümmung (links) und neu um Nullachse angeordnet (rechts)

4.2 Filterung der Messergebnisse

Die gemessenen Oberflächentopographien weisen Messfehler auf, die z. B. durch Fehlinterpretationen des Lichtsensors im Mikroskop und Überschreiten des maximal zulässigen erfassbaren Winkels der Oberfläche verursacht werden. In der Regel sind die Messfehler lokal begrenzte, starke Abweichungen im Höhenwert eines Pixels im Vergleich zu den Höhenwerten der umliegenden Pixel. Obwohl die Messfehler im Verhältnis zur Gesamtfläche sehr klein sind, haben diese einen sehr starken Einfluss auf die Oberflächenkennwerte. Aus diesem Grund müssen die Messdaten gefiltert werden, bevor die Rauheitskennwerte bestimmt werden können.

Die Filterung der gemessenen Oberflächentopographien wird mit einem Gaußfilter durchgeführt, der zur Gruppe der Boxfilter zählt. Bei diesen Filtern wird ein betrachteter Messwert durch einen Mittelwert der umliegenden Werte ersetzt. Beim Gaußfilter erfolgt dabei eine Gewichtung, mit der die Werte des an den betrachteten Wert angrenzenden Bereichs in die Mittelwertbildung eingehen. So gehen Werte in unmittelbarer Umgebung

des zu ersetzenden Wertes stärker in den Mittelwert ein als Werte, die weiter entfernt sind. Die Gewichtung erfolgt dabei nach der in Gleichung 4.1 gegebenen Gauß'schen Normalverteilung, wobei x und y den lateralen Abstand zu dem zu ersetzenden Wert darstellen.

$$h_G(x, y) = \frac{\beta^2}{\pi} e^{-\beta^2(x^2+y^2)} \quad (4.1)$$

Über die Konstante

$$\beta = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \quad (4.2)$$

erfolgt eine Normierung, so dass die Fläche unter der Kurve gleich eins ist. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Gaußfilter als Tiefpassfilter genutzt, so dass unterhalb einer Grenzwellenlänge λ_{grenz} alle Messwerte gefiltert werden. Aus diesem Grund erfolgt eine Modifikation der Gleichung 4.1, die es ermöglicht eine Grenzwellenlänge vorzugeben und alle gemessenen Höhenwerte, die kleiner oder gleich der Grenzwellenlänge sind, nur noch zu 50% zu übertragen (Gilge 2012). Die Grenzwellenlänge bezieht sich dabei auf Wellen, die eine Kosinusschwingung beschreiben.

$$h_G(x, y) = \frac{\pi}{\lambda_{grenz}^2 \cdot \ln 2} e^{-\pi \left(\frac{x+y}{\lambda_{grenz} \sqrt{\ln 2}} \right)^2} \quad (4.3)$$

Wie Abbildung 4.3 verdeutlicht, hat die Wahl der Grenzwellenlänge einen signifikanten Einfluss auf die Berechnung der Oberflächenkennwerte. Neben der Grenzwellenlänge hat auch die Charakteristik der Kantenglättung des Gaußfilters einen Einfluss auf die Kennwerte. Die Bestimmung der Grenzwellenlänge erfolgt in Anlehnung an die Norm DIN EN ISO 4787. Diese sieht vor, dass vor der Filterung die arithmetische Mittlere Rauheit Ra (Gleichung 2.23) und die maximale Rauheitshöhe Rz (Gleichung 2.25) als Grundlage für die Wahl der Grenzwellenlänge berechnet werden. Die Grenzwellenlänge λ_{grenz} wird entsprechend den Werten für Ra und Rz der ungefilterten Rauheitsmessung nach Tabelle 4.1 gewählt.

Tabelle 4.1: Grenzwellenlänge in Abhängigkeit von Ra und Rz nach DIN EN ISO 4787

Ra in μm	Rz in μm	λ_{grenz} in μm
$> 0,006...2,0$	$> 0,025...10$	2,5
$> 2,0...10,0$	$> 10...50$	8
$> 10,0...80,0$	$> 50...200$	25

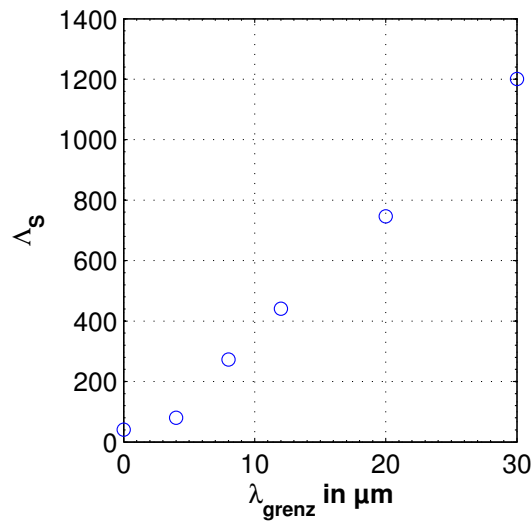


Abbildung 4.3: Einfluss der Grenzwellenlänge λ_{grenz} auf den Oberflächenkennwert Λ_s

4.3 Oberflächenstrukturen durch Betriebsbeanspruchung

Auf 24 betriebsbeanspruchten Turbinenschaufeln werden auf der Saugseite im Mittenschnitt insgesamt 93 Messungen der Oberflächenstrukturen durchgeführt. Die Schaufeln wurden zuvor nach einer Betriebszeit von ca. 24.000 Stunden bzw. 9.000 Zyklen einem Flugtriebwerk entnommen. Die Vermessung der Oberflächenstrukturen erfolgt im Ausbauzustand. Es handelt sich dabei um Schaufeln aus der zweiten Stufe der Hochdruckturbinen, in der die Schaufeln weder eine thermische Schutzschicht (TBC) noch Filmkühlung aufweisen. Das Einsatzgebiet war vorwiegend in moderaten Umweltbedingungen, wie sie für Europa und Nordamerika typisch sind. Die Messungen werden an vier Position entlang der Profilschneide durchgeführt: an der Vorderkante (M1) sowie bei 20% (M2), 50% (M3) und 85% (M4) der Sehnenlänge. Im Folgenden werden die Mechanismen, die zur Steigerung der Oberflächenrauheit während des Betriebs führen, sowie die Ergebnisse der Oberflächenmessungen vorgestellt. Zudem werden typische Oberflächenstrukturen infolge von Produktions- und Regenerationsprozessen charakterisiert und parametrisiert.

4.3.1 Erosion und Korrosion

Eine Vergrößerung der Oberflächenrauheit auf Turbinenschaufeln ist das Resultat von Erosion und Korrosion. Die Erosion in Turbomaschinen ist abhängig von einer Vielzahl an Parametern. Dazu gehören neben den Partikel- und Schaufelmaterialien auch Charakteristiken des Gaspfades, der Schaufelgeometrie und der Betriebsbedingungen (Hamed et al. 2006). Insbesondere große und/oder schwere Partikel, die der Strömung nur schlecht oder gar nicht folgen können, kollidieren mit den Schaufeln in Turbomaschinen und führen zu einem Heraustrennen von Schaufelmaterial. Aus den Untersuchungen von

4.3 Oberflächenstrukturen durch Betriebsbeanspruchung

Hamed und Kuhn (1995) und Hamed et al. (2005) geht hervor, dass insbesondere die Schaufelvorderkante sowie die druckseitige Hinterkante von Erosion betroffen sind. Dies wird durch Rauheitsmessungen von Bons et al. (2001) und Taylor (1990) an betriebsbeanspruchten Gasturbinenschaufeln bestätigt.

Die Festkörpererosion zeigt eine starke Abhängigkeit vom Aufschlagwinkel der Partikel auf der Oberfläche sowie von der Geschwindigkeit, mit der die Partikel auftreffen (Finnie 1960). Nach (Neilson und Gilchrist 1968) lassen sich zwei wesentliche Erosionsmechanismen unterscheiden: "deformation wear" und "cutting wear". *Deformation wear* tritt bei stumpfen Aufschlagwinkeln relativ zur Schaufeloberfläche auf, die zu einer lokalen Verformung und Versprödung des Schaufelmaterials führen. Treffen anschließend weitere Partikel auf die verformte Stelle, kommt es aufgrund der Versprödung zum Ausbruch von Material. *Cutting wear* tritt hingegen bei kleinen Aufschlagwinkeln relativ zur Oberfläche auf. Dabei schneiden die Partikel Material aus der Schaufeloberfläche heraus. Durch die starke Umlenkung der Strömung und die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit in einer Schaufelpassage ergeben sich lokal unterschiedliche Erosionsmechanismen, s.o. Diese führen zu den in Abbildung 4.4 dargestellten Oberflächentopographien. Die Schaufelvorderkante ist geprägt durch massive Einschlagkrater mit Tiefen bis zu 100 μm und einer lateralen Ausdehnung von 50 μm bis 100 μm . Im Unterschied dazu zeichnet sich die Topographie im hinteren Bereich der Saugseite durch in Strömungsrichtung orientierte Riefen mit geringen Tiefen von bis zu 3 μm aus.

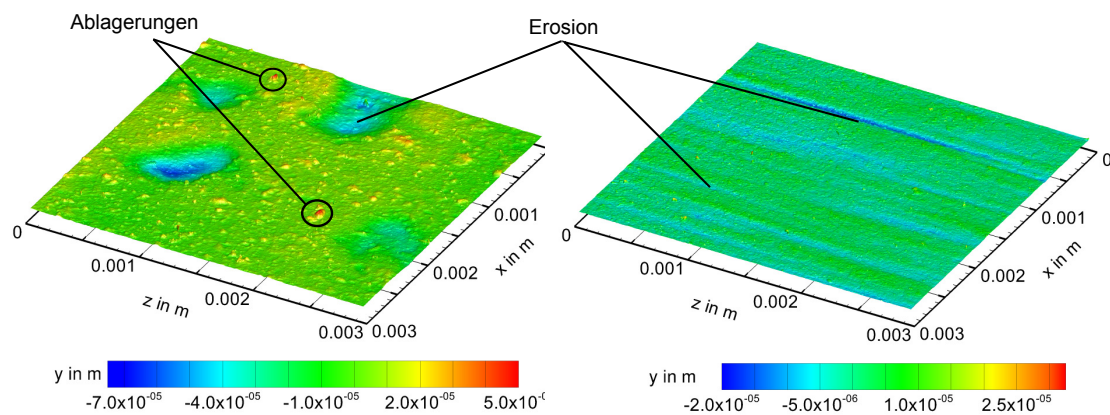


Abbildung 4.4: Oberflächentopographien infolge Erosion und Korrosion: links an der Vorderkante, rechts bei 85% Sehnenlänge

Bei der Korrosion erfolgt, im Gegensatz zur Erosion, der Abtrag von Schaufelmaterial nicht mechanisch durch Fremdkörper, sondern durch chemische Prozesse. Die Korrosion wird durch den Erosionsprozess jedoch begünstigt, indem schützende Oxidschichten beschädigt und entfernt werden. Ein wesentlicher Korrosionsmechanismus ist die Oxidation, die nach Lechner und Seume (2010) maßgeblich von der Temperatur der Bauteiloberfläche abhängt. Durch korrosive Bestandteile im Fluid, insbesondere Natriumsulfat,

kommt es zu einer Steigerung der Korrosionsrate. Zudem können Ablagerungen von Verunreinigungen auf der Schaufeloberfläche in Kombination mit hohen Temperaturen zu Lochfraß führen (Stripf 2007).

4.3.2 Ablagerungen

Eine weitere Ursache für die Erhöhung der Oberflächenrauheit sind Ablagerungen von Partikeln auf Turbinenschaufeln. Es handelt sich dabei um Fremdkörper wie z.B. Sand, Staub, Salzkristalle und Vulkanasche (Stripf 2007), die aus der Umgebung angesaugt und so in die Gasturbine gelangen. Aber auch Verunreinigungen im Brennstoff und Ruß, der in der Brennkammer entsteht, können sich auf den Schaufeln ablagern. Der Transport von festen und flüssigen Partikeln durch die Turbomaschine hin zur Schaufeloberfläche erfolgt über verschiedene Mechanismen und Kräfte, wie den Trägheitskräften, der Diffusion, Interzeption, Sedimentation und den elektrostatischen Kräften (Fuchs 1964, Hamed et al. 2006). Das Anhaften von Partikeln an der Schaufeloberfläche erfolgt über Van-der-Waals- und elektrostatische Kräfte sowie Kapillareffekte (El-Batsh 2001). Untersuchungen haben gezeigt, dass die Ablagerungsrate von Partikeln stark von der Temperatur abhängig ist. Nach Hamed et al. (2006) führt das Überschreiten einer bestimmten Temperatur dazu, dass auch größere Partikel schmelzen und sich dadurch leichter auf Schaufeln ablagern. Daher kommt es beim Überschreiten dieser Temperatur zu einem sprunghaften Anstieg der Ablagerungsrate. In Abbildung 4.4 (links) sind typische Ablagerungen an der Vorderkante zu erkennen. Die Höhen und lateralen Ausdehnungen überschreiten selten Werte von 30 μm .

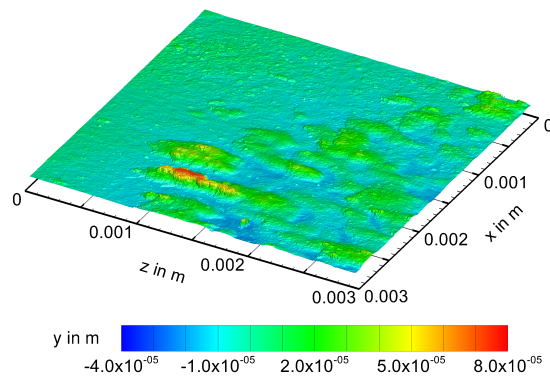


Abbildung 4.5: Oberflächentopographien infolge Ablagerung auf der Schaufeldruckseite

Auf der Druckseite der untersuchten Turbinenschaufeln sind großflächige Ablagerungen mit Höhen von bis zu 100 μm (Abbildung 4.5) zu finden. Das Maximum der Rauheit tritt im Bereich der Hinterkante auf. Die Ablagerungen auf der Saugseite sind im Vergleich zur Druckseite sehr viel kleiner, sowohl in der Höhe als auch der lateralen Ausdehnung, wie die Messungen von Bons et al. (2001) sowie eigene Messungen zeigen.

4.3.3 Parametrisierung lokaler Oberflächenstrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden an 24 betriebsbeanspruchten Turbinenschaufeln insgesamt 97 Einzelmessungen der Rauheitstopographie durchgeführt. Die Höhen aller gemessenen Oberflächentopographien sind in Form der mittleren arithmetischen Rauheitshöhe Ra und der absoluten Rauheitshöhe Rz entlang der relativen Schaufelsehnenlänge x/l in Abbildung 4.6 darstellt. Es ist eine starke lokale Inhomogenität in der Höhe der Oberflächenrauheit zu erkennen. So ist die Rauheit an der Vorderkante um ein Vielfaches größer als im mittleren und hinteren Schaufelbereich. Dabei sind die Werte von Rz bis zu einem Faktor von 10 größer als die der arithmetischen mittleren Rauheit Ra . Die deutlich größere Rauheitshöhe im Bereich der Vorderkante hat ihre Ursache zum einen darin, dass dieser Bereich besonders den Einschlägen von Partikeln wie z.B. Sandkörnern ausgesetzt ist. Zum anderen lagern sich an der Vorderkante mehr Fremdkörper ab als im hinteren Schaufelbereich. Charakteristisch für die Topographie an der Schaufelvorderkante sind Einschlagskrater und Ablagerungen. Mit zunehmender Sehnenlänge steigen die Werte von Ra zur Hinterkante leicht an während die absolute Rauheitshöhe relativ konstant ist. Des Weiteren ist zu erkennen, dass eine minimale Rauheitshöhe von $Ra \approx 1,8 \mu\text{m}$ bzw. $Rz \approx 10 \mu\text{m}$ nicht unterschritten wird.

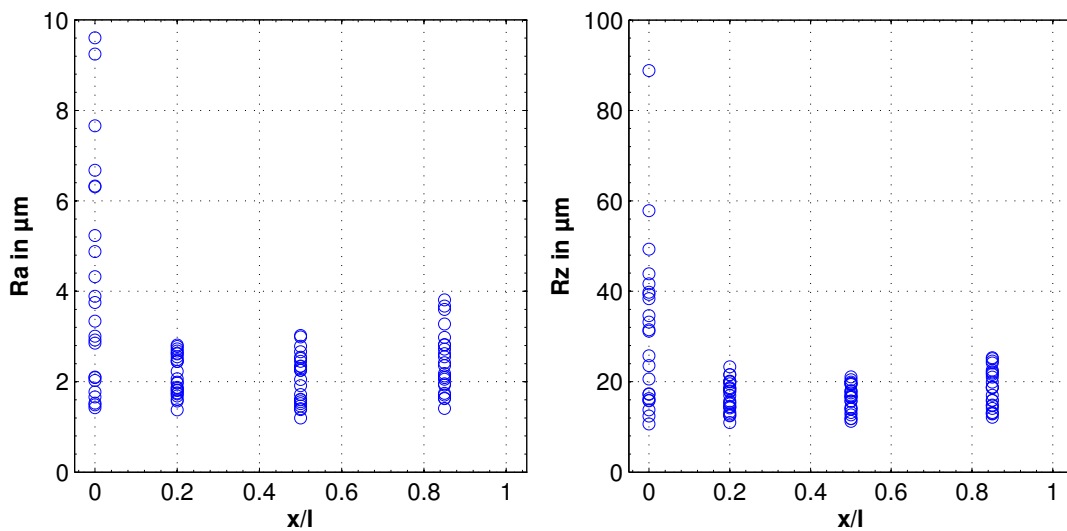


Abbildung 4.6: Arithmetische mittlere Rauheit Ra (links) und absolute Rauheitshöhe Rz (rechts) entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln

Der Vergleich der Verteilung der arithmetischen mittleren Rauheitshöhe mit der absoluten Rauheitshöhe führt zu der Annahme, dass diese miteinander korrelieren. Diese Annahme wird durch den Korrelationskoeffizienten nach Pearson (Bronstein et al. 2001) bestätigt, der einen Wert von $r = 0,9504$ aufweist und somit eine starke Korrelation ($r \geq 0,7$) impliziert. Der korrelative Zusammenhang zwischen den Rauheitshöhen Ra und Rz sowie der relativen Sehnenlänge x/l wird über ein Polynom zweiten Grades

4 Oberflächenstrukturen

beschreiben

$$Rz(Ra, x/l) = 2,311 + 3,505 \cdot x/l + 7,04 \cdot Ra - 1,685 \cdot x/l \cdot Ra - 0,1124 \cdot Ra^2, \quad (4.4)$$

dass ein Bestimmtheitsmaß von $R^2 = 0,9811$ und ein korrigiertes Bestimmtheitsmaß von $\overline{R}^2 = 0,9803$ aufweist. Er ergibt sich somit ein nichtlinearer Zusammenhang zwischen Ra , Rz und der relativen Sehnenlänge x/l .

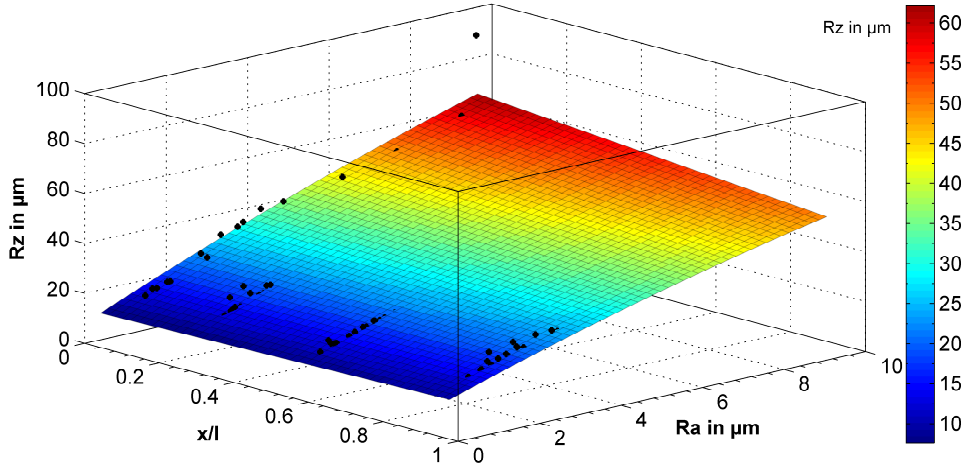


Abbildung 4.7: Zusammenhang zwischen Ra , Rz und der relativen Sehnenlänge x/l

Die äquivalente Sandkornrauheit k_s , die nach Gleichung 2.31 mit $k = Ra$ berechnet wird, ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Zu erkennen ist eine starke Streuung der Höhenwerte an der Vorderkante, während die Rauheitshöhe bei $x/l = 0,2$, $x/l = 0,5$ und $x/l = 0,85$ in einem nahezu konstanten Bereich von $0,6 \mu\text{m} < k_s < 3,1 \mu\text{m}$ liegt. Der Vergleich mit der arithmetischen mittleren Rauheitshöhe Ra zeigt, dass die Höhe der Sandkornrauheit an der Vorderkante im Wesentlichen durch die Höhe der Rauheitselemente bestimmt wird. Aus der Zunahme der mittleren Höhe sowie der Streuung von Ra mit zunehmender Sehnenlänge und einem relativ konstanten Wertebereich von k_s ist zu erkennen, dass die Form der Rauheitselemente gegenüber der Rauheitshöhe an Einfluss zunimmt. Für ein steigendes Ra bei gleichbleibendem k_s folgt aus den Gleichungen 2.28 und 2.31, dass die Rauheitselemente eine Form aufweisen, die für einen geringen Strömungswiderstand günstiger ist.

In Abbildung 4.9 sind die Kurtosis und die Schiefe der Oberflächenelemente abgebildet. Die Rauheitstopographie an der Schaufelvorderkante wird durch Einschlagskrater von Partikel dominiert, wie in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Dies zeigt sich auch quantitativ in der Schiefe der Rauheitselemente, die in diesem Bereich bis auf einzelne Ausnahmen durchweg negativ ist. Wie aus den Untersuchungen von Hamed et al. (2005) hervorgeht, ist der Aufschlagwinkel relativ zur Schaufeloberfläche von Partikeln im hinteren saugseitigen Bereich zumeist kleiner als 20° , so dass in diesem Bereich erosiver Verschleiß vorwiegend infolge von cutting wear vorliegt. Des Weiteren nimmt nach Song et al. (2005) die Partikelablagerung mit abnehmendem Anströmwinkel zu. Die Schiefe Rsk weist im

4.3 Oberflächenstrukturen durch Betriebsbeanspruchung

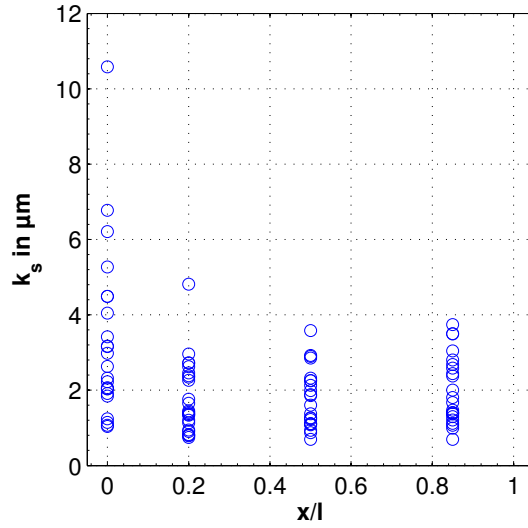


Abbildung 4.8: Äquivalente Sandkornrauheit k_s entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln

hinteren Schaufelbereich eine geringen Streuung um Nullachse herum auf, die zur Hinterkante leicht zunimmt. Daraus folgt, dass die Oberflächen zu annähernd gleichen Teilen aus negativen und positiven Rauheitselementen aufgebaut sind. Die Oberflächenrauheiten bei Sehnenlängen von $x/l = 0,2$, $x/l = 0,5$ und $x/l = 0,85$ haben demnach ihre Ursache weder in einem dominierenden Materialauf- noch einem dominierenden Materialabtrag, sondern in der Kombination beider Mechanismen hat. Die halblogarithmische Darstellung der Kurtosis verdeutlicht die Tatsache, dass die Großzahl der Rauheitselemente eine Kurtosis von $Rku > 3$ haben und somit steile Flanken aufweisen. Auch hier zeigt sich, dass bis auf eine Ausnahme die Werte für Rku an der Vorderkante am größten sind und in diesem Bereich die Elemente mit den steilsten Flanken zu finden sind. Mit zunehmender Sehnenlänge nimmt die Steilheit der Flanken ab.

Mit den Kennwerten Rsk und Rku lassen sich Aussagen über die Form der Rauheitstopographie hinsichtlich der Steilheit der Flanken sowie Dominanz hinsichtlich negativer oder positiver Rauheitselemente treffen. Es sind jedoch keine Aussagen über die Isotropie und Anisotropie der Oberflächentopographie möglich. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle der Anisotropie-Parameter Λ_A eingeführt:

$$\Lambda_A = \frac{\Lambda_S}{\sqrt{0.5(\Lambda_{S,q}^2 + \Lambda_{S,q45}^2)}}. \quad (4.5)$$

Dieser stellt das Verhältnis von Λ_S und dem quadratischen Mittelwert von $\Lambda_{S,q}$ und $\Lambda_{S,q45}$ dar. Dazu wird Λ_S nach Gleichung 2.28 berechnet. $\Lambda_{S,q}$ und $\Lambda_{S,q45}$ sind die Form- und Dichte-Parameter unter einem Winkel von 90° und 45° zur Hauptströmungsrichtung. Der Anisotropie-Parameter nimmt einen Wert von $\Lambda_A = 1$ für eine ideale isotrope Oberflächentopographie an. Für ideale anisotrope Oberflächen gibt es zwei Grenzwerte für Λ_A :

4 Oberflächenstrukturen

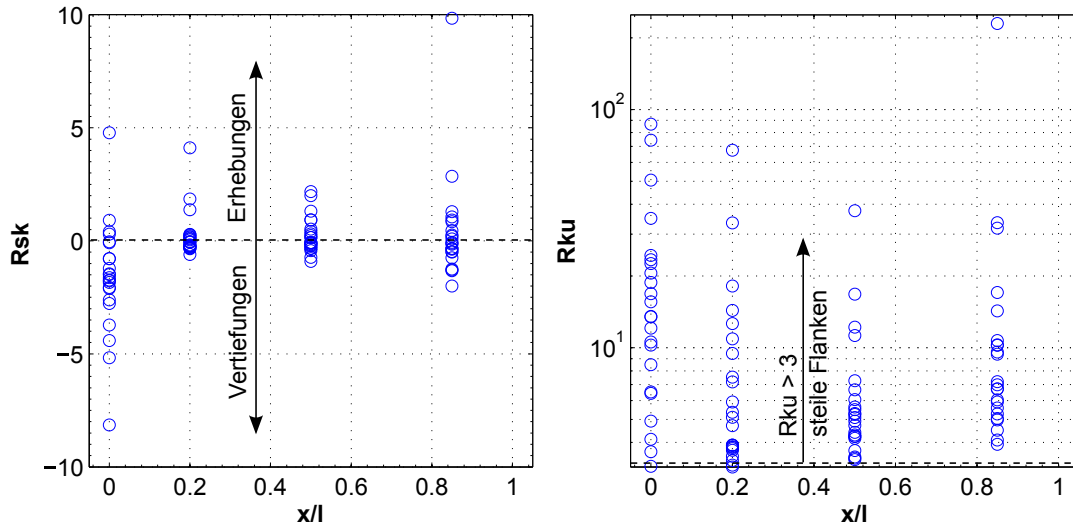


Abbildung 4.9: Schiefe Rsk (links) und Kurtosis Rku (rechts) der Rauheitselemente entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln

- $\Lambda_A \rightarrow \infty$: anisotrope Oberflächenstrukturen sind in Hauptströmungsrichtung orientiert, so dass $\Lambda_S \rightarrow \infty$, $\Lambda_{S,q} \rightarrow 0$ und $\Lambda_{S,q45} \rightarrow 0$
- $\Lambda_A \rightarrow 0$: anisotrope Oberflächenstrukturen quer zur Hauptströmungsrichtung orientiert, so dass $\Lambda_S \rightarrow 0$, $\Lambda_{S,q} \rightarrow \infty$ und $\Lambda_{S,q45} \rightarrow \infty$

In Abbildung 4.10 ist der Anisotropie-Parameter für alle gemessenen Oberflächentopographien betriebsbeanspruchter Turbinenschaufeln dargestellt. Im Bereich der Vorderkante liegt der Anisotropie-Parameter im Bereich $1, 0 \leq \Lambda_A \leq 1,35$. Daraus geht hervor, dass die Vorderkanten der Schaufeln eine zumeist isotrope Oberflächenrauheit aufweisen. Mit zunehmender Sehnenlänge nimmt die Anisotropie der Oberflächenstrukturen zu, liegt jedoch stets stärker im Bereich isotroper als anisotroper Rauheiten. Zudem zeigt sich besonders bei $x/l = 0,5$ und $x/l = 0,85$ eine starke Zweiteilung des Anisotropie-Parameters. Die Werte im Bereich $1,3 \leq \Lambda_A \leq 1,5$ lassen auf eine anisotrope Oberfläche wie in Abbildung 4.4, rechts, dargestellt schließen. Die andere Hälfte der Werte ist dicht im Bereich $\Lambda_A = 1$ angeordnet, so dass diese auf eine eher isotrope Oberfläche hindeuten

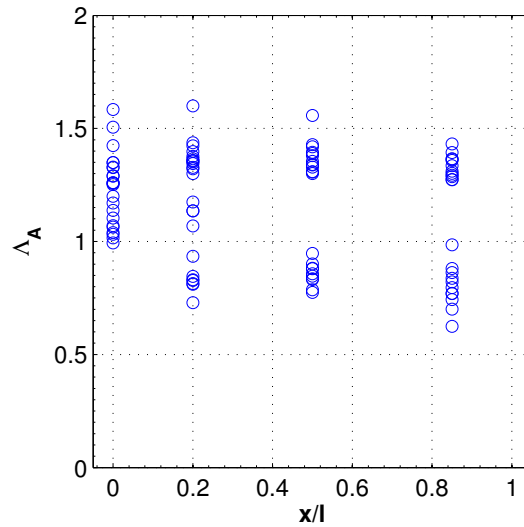


Abbildung 4.10: Anisotropie-Parameter Λ_A entlang der Sehnenlänge aller vermessenen Turbinenschaufeln

4.4 Oberflächenstrukturen durch die Regeneration

4.4.1 Fräsbearbeitung

Bei der spanabhebenden Bearbeitung von komplexen geometrischen Körpern, wie z.B. Turbinenschaufeln, kommen in der Regel Kugelkopffräser zum Einsatz. Dadurch entstehen Oberflächenstrukturen, die sich aus einer Kombination von idealen und stochastischen Rauheitselementen zusammensetzen (Abbildung 4.11). Während des Bearbeitungsprozesses treten verschiedene Effekte wie z.B. Werkzeugschwingungen, Rundlauffehler des Werkzeugs, Werkzeugabdrängungen und Mikroausbrüche an der Schneidkante auf, die zur Bildung der stochastischen Topographie führen. Die ideale Topographie wird durch die Fräsparameter Zeilenbreite b_r , Zahnvorschub f_z , Kippwinkel τ , Voreilwinkel λ sowie die Schnitttiefe a_p und die Schnittgeschwindigkeit v_c bestimmt (Denkena et al. 2011). Es ergibt sich somit eine Vielzahl an möglichen idealen Topographien, die in diesem multidimensionalen Parameterraum erzeugt werden können.

Bei der Reparatur spielen neben den funktionalen Eigenschaften der Turbinenschaufel auch die Reparaturzeit und damit die Kosten der Reparatur eine wichtige Rolle. Ein wichtiger Parameter, der die Bearbeitungszeit beeinflusst, ist die Schnittgeschwindigkeit v_c , die maßgeblich vom zu bearbeitenden Werkstoff abhängig ist. Weitere Fräsparameter, welche neben der Bearbeitungszeit aber auch die Topographie signifikant beeinflussen, sind die Zeilenbreite b_r und der Zahnvorschub f_z . Aus diesem Grund werden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Oberflächentopographien untersucht. In Tabelle D.1 in Anhang D ist eine Übersicht über verschiedene Bearbeitungsparameter gegeben, die den Bereich aktuell genutzter Einstellgrößen (Nr. 1-7) sowie eine Erweiterung hinsichtlich einer Reduzierung der Bearbeitungszeit (Nr. 8-11) darstellen. Für die Oberflächen wird die mittlere arithmetische Rauheit Ra und die äquivalente Sandkornrauheit k_s berechnet.

4 Oberflächenstrukturen

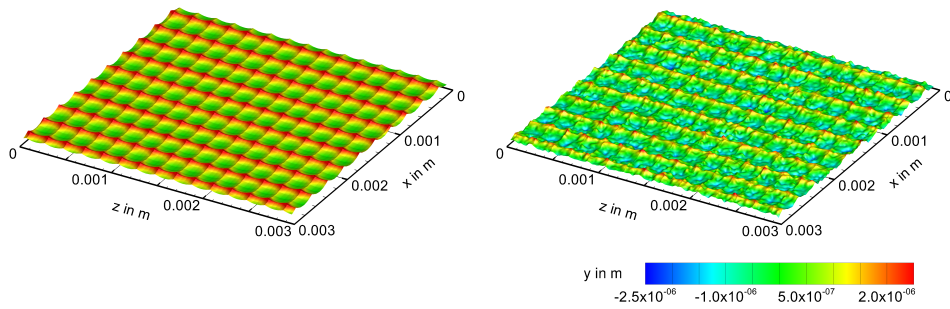


Abbildung 4.11: Reale Oberflächentopographie durch Fräsbearbeitung (rechts) als Kombination aus idealer (links) und stochastischer Rauheit (nicht dargestellt)

Der Anisotropie-Parameter Λ_A der idealen sowie der realen Topographie der verschiedenen Frästopographien ist in Abbildung 4.12, links, dargestellt. Es ist zu erkennen, dass reale Oberflächen durch die Überlagerung von stochastischer und idealer Topographie eine reduzierte Anisotropie im Vergleich zur rein idealen Topographie haben. Dennoch zeigt sich, dass die Anisotropie der Oberflächen stark vom Verhältnis der Zeilenbreite und des Zahnvorschubs abhängt (Abbildung 4.12, rechts). Es ist zu erkennen, dass die Oberflächentopographien eine starke Isotropie der Struktur für $b_r \approx 10 \cdot f_z$ aufweisen. Mit zunehmender Zeilenbreite nimmt ebenfalls die Anisotropie zu.

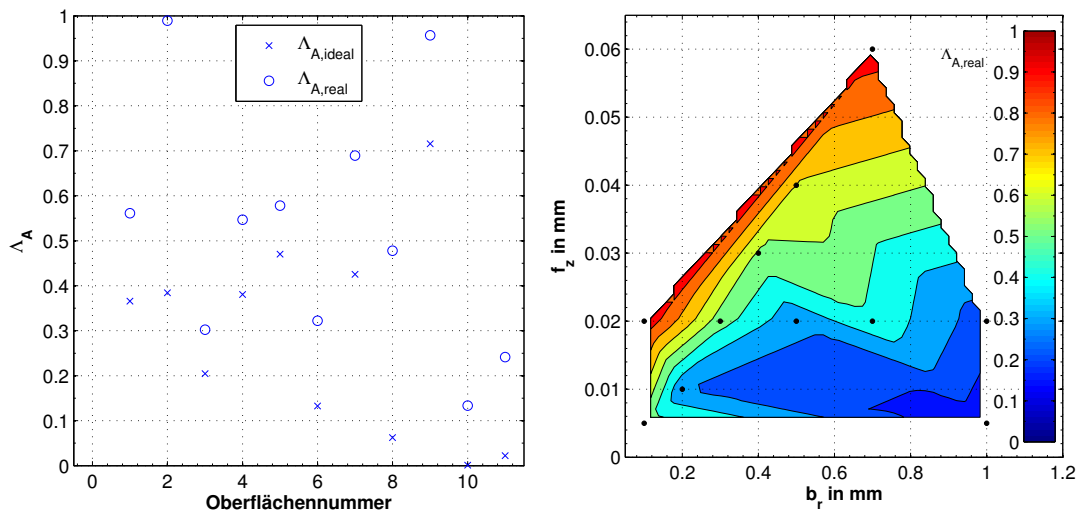


Abbildung 4.12: Einfluss der stochastischen Topographie (links) sowie verschiedener Fräsparameter (rechts) auf den Anisotropie-Parameter Λ_A

4.4.2 Heißgas-Korrosionsschutzschicht

Zum Schutz der Turbinenschaufeln vor korrosivem Verschleiß (Abschnitt 4.3.1) werden diese in der Regel mit einer thermisch gespritzten Korrosionsschutzschicht versehen (Lechner und Seume 2010). Stand der Technik sind dabei Auflageschichten der MCrAlY-Familie ($M=Ni/Co$), die durch Zulegen weiterer Elemente an die entsprechenden Bedingungen in der Gasturbine angepasst werden. Das Aufbringen der Schutzschicht kann über verschiedene Verfahren erfolgen: Hochgeschwindigkeitsflammspritzen (HVOF), Atmosphärisches Plasmaspritzen (APS) und Kaltgasspritzen (CGS) (Nicolaus et al. 2012). Unabhängig vom angewandten Verfahren weisen MCrAlY-Schutzschichten eine isotrope Struktur der Oberflächentopographie auf, wie in Abbildung 4.13 für eine mittels HVOF hergestellte Beschichtung gezeigt wird. Neben der Isotropie der Rauheit ist zu erkennen, dass einzelne Rauheitselemente Höhen von bis zu $60\ \mu\text{m}$ erreichen, während der Großteil der Rauheitselemente Höhen zwischen $15\ \mu\text{m}$ und $35\ \mu\text{m}$ aufweisen. Daraus ergibt sich für die dargestellte Oberfläche eine mittlere arithmetische Rauheit von $Ra = 19,01\ \mu\text{m}$ sowie eine äquivalente Sandkornrauheit von $k_s = 57,29\ \mu\text{m}$. Der Anisotropie-Parameter beträgt $\Lambda_A = 0,886$. Die Oberflächengüten der MCrAlY-Schutzschichten sind abhängig von der Pulverfraktionierung (Partikelgröße), der Geschwindigkeit und auch der Temperatur der Partikel, mit der diese auf die Turbinenschaufel auftreffen. Zudem wird die Oberfläche des Grundwerkstoffs vorbehandelt, da bei einer Rauheit von $Ra \leq 2\ \mu\text{m}$ die aufgespritzten Partikel nicht haften. Die Oberflächenrauheit einer MCrAlY-Schutzschicht lässt sich im Herstellungsprozess nur im geringen Maß über die bereits genannten Parameter beeinflussen, so dass in der Reparatur über einen nachgeschalteten Prozess in Form von Schleifen oder Fräsen die gewünschte finale Rauheit eingestellt wird. Aus diesem Grund erfolgt im Rahmen dieser Arbeit keine gesonderte Betrachtung von Heißgas-Korrosionsschutzschichten.

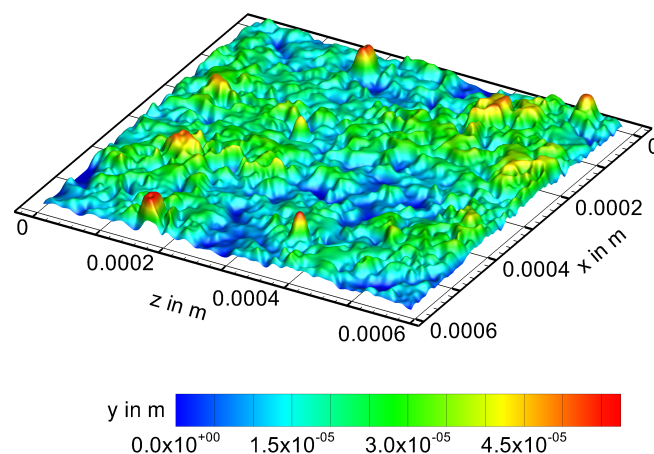


Abbildung 4.13: Oberflächentopographie einer MCrAlY-Korrosionsschutzschicht

4 Oberflächenstrukturen

5 Experimenteller Aufbau und Windkanal

Die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss von komplexen Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln werden im Gitterwindkanal (GWK) des Instituts für Turbomaschinen und Fluid Dynamik durchgeführt. Im GWK können Untersuchungen an ebenen Verdichter- und Turbinengittern unter Turbomaschinen-ähnlichen Bedingungen durchgeführt werden. Bedingt durch seine Bauart besitzt der GWK eine große Variabilität sowohl hinsichtlich des Einsatzes verschiedener Schaufelkaskaden mit unterschiedlichen Strömungsbedingungen als auch der einsetzbaren Messtechnik. In den folgenden Abschnitten werden der Aufbau des Gitterwindkanals, Details zur Turbinenkaskade sowie die eingesetzte Messtechnik vorgestellt. Abschließend wird auf die Methodik zur Auswertung der Messdaten eingegangen.

5.1 Gitterwindkanal

Beim GWK handelt sich um einen ebenen Windkanal offener Bauart, der daher eine gute messtechnische Zugänglichkeit zur Messstrecke ermöglicht (siehe Abbildung 5.1). Die Luftversorgung des GWK erfolgt über drei parallel betriebene Schraubenkompressoren, die einen maximalen Massenstrom von $\dot{m} = 8,9 \text{ kg/s}$ bereitstellen. Über einen Zwischenkühler wird die von den Schraubenkompressoren bereitgestellte Luft auf eine Temperatur von $25^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$ heruntergekühlt, so dass unabhängig von den Umgebungsbedingungen eine hohe Reproduzierbarkeit der Strömungsbedingungen gewährleistet wird. Die Zuströmbedingungen werden über einen regelbaren Bypass-Massenstrom sowie über die Drehzahl eines der drei Schraubenkompressoren eingestellt. Der Luftmassenstrom wird über ein waagerechtes Rohrleitungssystem mit einem Durchmesser von 700 mm mit einem integrierten Rohrbündelungsgleichrichter zum Prüfstand geführt. An die waagerechte Rohrleitung schließt sich ein 90° -Rohrkrümmer an, der mit Leitblechen bestückt ist und den Luftmassenstrom in die Vertikale umlenkt. Über einen an den Rohrkrümmer angeflanschten Diffusor, der mit Leitblechen versehen ist, um den Drall der Strömung zu reduzieren, wird die Strömung einer Beruhigungskammer zugeführt. Diese hat einen Durchmesser von 1000 mm, eine Länge von 810 mm und ist mit drei, hintereinander angeordneten Turbulenzsieven mit abnehmender Maschenweite ausgestattet, so dass eine weitere Homogenisierung der Strömung stattfindet. Messungen von Jetter (1997) zeigen, dass eine homogene Geschwindigkeitsverteilung über die Austrittsfläche der Beruhigungskammer vorliegt. An die Beruhigungskammer ist eine Reduzierdüse angeschlossen, welche die Strömung beschleunigt und den Übergang vom runden Querschnitt der Beru-

5 Experimenteller Aufbau und Windkanal

higungskammer auf den rechteckigen Querschnitt von 776 mm x 240 mm des Windkanals bildet. Am Ende der Reduzierdüse ist ein Turbulenzgitter angebracht, um den Turbulenzgrad auf Werte, wie sie typisch für Turbomaschinen sind, zu erhöhen. Mit Hilfe des Turbulenzsiebs kann der Turbulenzgrad von $Tu \leq 0,5\%$ auf einen Wert von $Tu = 4,5\%$ erhöht werden. Dabei stellt der Turbulenzgrad von $Tu = 4,5\%$ einen Kompromiss aus hohem Turbulenzgrad und guter Reproduzierbarkeit der Messungen dar. Die Messstrecke

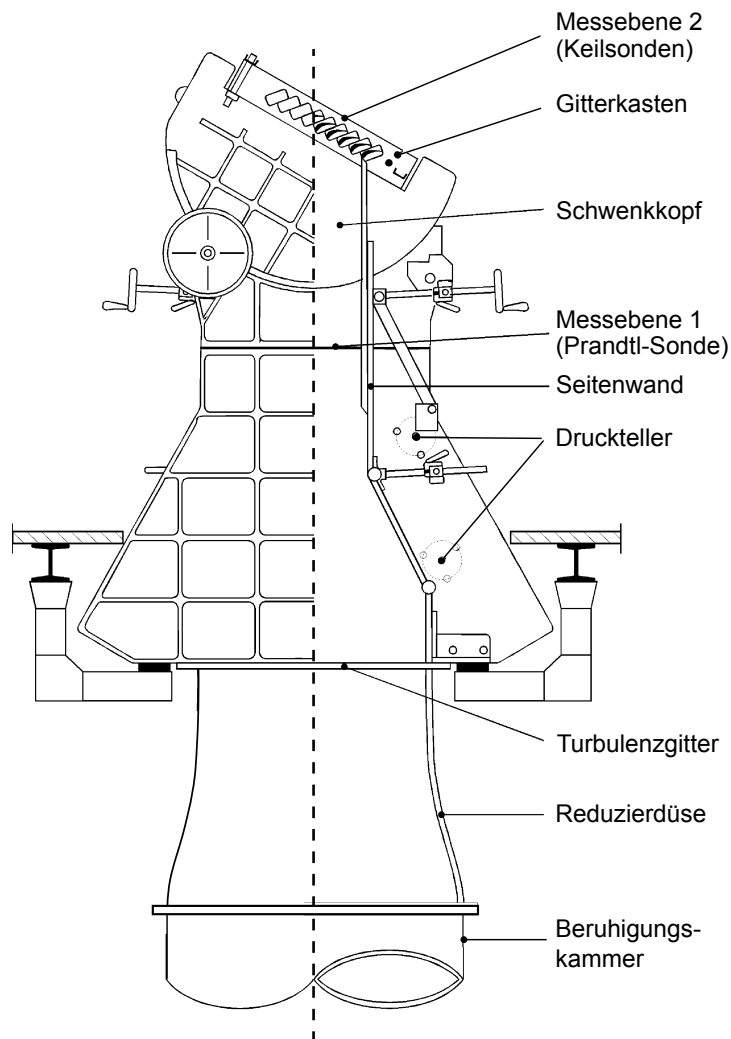


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Gitterwindkanals

des Windkanals, die an die Reduzierdüse anschließt, ist zur Entkopplung von Vibrationen aus der Luftzuführung in zwei schwingungsdämpfenden Gummilagern gelagert und zeichnet sich durch eine große Variabilität aus. Der Zuströmwinkel wird mit Hilfe des

Schwenkkopfs eingestellt, in dem der gesamte Gitterkasten relativ zur Zuströmungsrichtung verdreht wird. Dabei befindet sich die Messschaufel der untersuchten Schaufelreihe im Drehpunkt des Schwenkkopfes. Abhängig vom Winkel des Schwenkkopfes und des montierten Gitterkastens können die Seitenwände in ihrer Position und Höhe angepasst werden. Die Seitenwände sind am unteren Ende mit einer zweidimensionalen, variablen Düse versehen. Zudem sind die Seitenwände in der Höhe einstellbar und werden über eine Führung stets parallel zur Kanalachse verfahren. Um die Messstrecke gegen die Umgebung abzudichten, werden die Vorder- und Rückwand mit Hilfe von drei über die Höhe der Messstrecke verteilten Druckteller miteinander verspannt. Außerdem besitzen die Seitenwände Nuten, in die Silikonschläuche eingelassen sind, die während des Versuchsbetriebs mit Luft beaufschlagt werden und so die Messstrecke zusätzlich abdichten. Damit ist gewährleistet, dass keine Leckageströme zwischen den Messebenen ein- und austreten und so die Messungen negativ beeinflussen.

Ein wesentlicher Parameter für die Übertragbarkeit der Ergebnisse eines ebenen, endlichen Gitters auf das "unendliche" Gitter einer rotierender Turbomaschine ist die Periodizität der Strömung im Bereich der untersuchten Schaufelreihe. Die Periodizität wird gewährleistet, wenn die Zuströmung homogen ist, so dass sich der Massenstrom gleichmäßig auf die Schaufelkanäle der Messschaufel aufteilen. Des Weiteren sind identische Strömungsbedingungen in der saug- und druckseitigen Nachlaufströmung außerhalb der Nachlaufdelle erforderlich. Die sich an den Wänden der Messstrecke ausbildenden Grenzschichten können die Strömungsbedingungen und somit die Periodizität der Strömung negativ beeinflussen. Aus diesem Grund ist am GWK eine Grenzschichtabsaugung installiert, mit der die Grenzschichten an den Wänden in der Zuströmung abgesaugt werden können. Strömungsblösungen, die im Bereich der Schaufelhinterkante und der Seitenwand auftreten, können den Kanalquerschnitt verengen und zu einer Beschleunigung der Strömung sowie zu einer Krümmung der Stromlinien in der Messebene führen. Diese unerwünschten Effekte können mit Hilfe der Absaugung dieser Eckenablösung reduziert werden. Eine weitere Möglichkeit, die Periodizität der Strömung sicherzustellen, ist die Nutzung von Tailboards, welche die Abströmung beeinflussen.

Die Strömungsbedingungen der Zuströmung werden in einem Abstand von ca. 350 mm stromauf der Gittereintrittsebene in der Messebene 1 gemessen. Mit einer Prandtl-Sonde werden der statische und der Totaldruck und mit einem Thermoelement die Totaltemperatur der Zuströmung erfasst. Die Prandtl-Sonde wird um einen Abstand von $\Delta x \approx 10-20$ mm versetzt zur Vorderkante der Messschaufel positioniert, um keine Beeinträchtigung der Messungen durch den Nachlauf der Prandtl-Sonde zu haben (Lietmeyer 2013). Das Versetzen ist aufgrund der von Harbecke (2001) nachgewiesenen, homogenen Zuströmbedingungen möglich.

5.2 Turbinenkaskade

Für die experimentellen Untersuchungen wird eine Turbinenschaufel ausgelegt, die eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Turbomaschinen ermöglichen soll. Als Referenzschaufelung wird der Mittenschnitt einer Hochdruckturbinenlaufschaufel der zweiten

Stufe eines zivilen Flugtriebwerks gewählt. Die Turbinenschaufel des GWK entspricht in ihren aerodynamischen Eigenschaften, insbesondere der aerodynamischen Belastung der Saugseite, der Referenzbeschaufelung. Für die Schaufelauslegung wird eine Methodik entwickelt, die auf einem Optimierungsprozess mit einem genetischen Algorithmus basiert. Die Auslegungsmethodik berücksichtigt neben der aerodynamischen Ähnlichkeit zum Referenzprofil auch geometrische Randbedingungen, die aus der Applikation von Oberflächenstrukturen auf der Schaufel resultierten. Für eine hohe Variabilität der Positionen, an denen die Oberflächenstrukturen auf der Schaufel aufgebracht werden, wird das Profil in Sektionen mit möglichst konstanter Krümmung unterteilt. Für detaillierte Informationen zur entwickelten Auslegungsmethodik und dem Vorgehen bei der Auslegung wird an dieser Stelle auf Hohenstein et al. (2013) verwiesen. Die Profilkordinaten des Turbinenprofils sind im Anhang in Tabelle B.2 gegeben. Die wichtigsten aerodynamischen und geometrischen Parameter sind in Tabelle 5.1 aufgelistet und ihre Definitionen Abbildung 5.2 zu entnehmen.

Tabelle 5.1: Parameter der Turbinenkaskade

Parameter	Wert
Sehnenlänge l	66 mm
Teilung t	54,5 mm
Staffelungswinkel λ	27,7°
Auslegungs-Anströmwinkel β_1	20,6°
Auslegungs-Abströmwinkel β_2	58,3°
Auslegungs-Umlenkung $\Delta\beta$	79,0°
Mach-Zahl der Zuströmung Ma_1	0,1
Reynolds-Zahl der Abströmung Re_2	242.300
Druckverhältnis p_2/p_1	0,986

Auf der Saugseite wird die Strömung bis zu einer dimensionslosen Sehnenlänge von $x/l = 30\%$ beschleunigt und anschließend verzögert. Das Profil weist eine für konventionelle Profile typische Zweifel-Zahl von $Zw = 1,01$ auf. Die saugseitige Diffusion des Profils führt zu einer Diffusionszahl nach Lieblein von $D_L = 1,21$ und dadurch zu einer laminaren Strömungsablösung bei $x/l \approx 0,52$ mit einem turbulenten Wiederanlegen bei $x/l \approx 0,75$. Demnach liegt im Referenzzustand eine ablösungsinduzierte Transition der Grenzschicht vor. Auf der Druckseite der Schaufel entsteht im vorderen Schaufelbereich eine Strömungsablösung mit einem turbulenten Wiederanlegen der Strömung bei $x/l \approx 0,5$. Mit $Re_2 = 242.300$ weist die Schaufel eine für Hochdruckturbinenprofile typische Abströmreynolds-Zahl auf (Mayle 1991). Die Mach-Zahl ist hingegen wesentlich niedriger als in realen Gasturbinen. Da die Referenzbeschaufelung nicht supersonisch durchströmt ist und somit keine Verdichtungsstöße vorliegen, können bei der Untersuchung von Oberflächenstrukturen Effekte der Kompressibilität vernachlässigt werden.

Das Schaufelgitter ist zur Erhöhung der Messgenauigkeit in eine Probe- und eine Referenzseite zweigeteilt. Die in dieser Arbeit untersuchten Oberflächenstrukturen werden

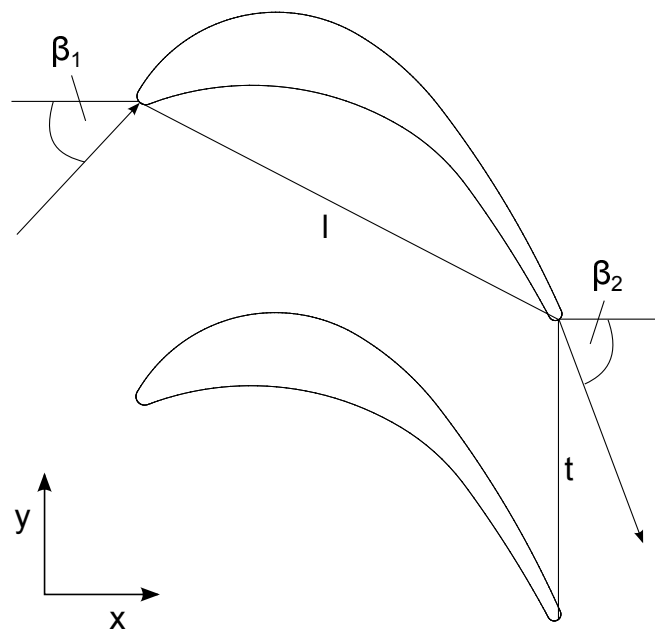


Abbildung 5.2: Definition der Profilparameter der Turbinenkaskade

stets auf die Probeschaukel aufgebracht während die Referenzschaukel glatt ist. Somit ist es möglich die Probeschaukeln simultan mit der Referenzschaukel zu vermessen. Dieses Vorgehen bietet den Vorteil, dass die Referenz- und die Probeschaukel den exakt gleichen Strömungsbedingungen ausgesetzt sind und so Einflüsse der Umwelt, Unterschiede im Betriebspunkt der Luftversorgung und Schwankungen in der Zuströmung die Messergebnisse nicht beeinflussen. Beim Einsatz zweier mechanisch starr verbundener Keilsonden (Abschnitt 5.3.1) kann der Totaldruck der beiden Schaukeln differentiell zueinander gemessen werden. Dadurch ist die Nutzung eines Druckmoduls mit einem kleinen Messbereich möglich, so dass die Messgenauigkeit erhöht wird.

5.3 Nachlaufmessungen

5.3.1 Messtechnik

Am Gitterwindkanal wird verschiedene Messtechnik zur Messung von Drücken, Temperaturen und Geschwindigkeiten eingesetzt. Ein dCAQ-9184 System von National Instruments mit einer Temperaturmesskarte vom Typ NI 9211 steht zur Messung der Umgebungs- und Strömungstemperatur zur Verfügung. Unter der Annahme einer isentropen Zustandsänderung mit konstanter Totaltemperatur zwischen den Messebenen erfolgt die Berechnung der statischen Temperatur mit der lokalen Mach-Zahl entlang einer Stromlinie in der ungestörten Strömung zwischen zwei Schaukeln. Zudem erfolgt die Messung der relativen Feuchte der Luft mit einem Feuchtesensor "HIH -4000" von Honeywell. Die relative Feuchte wird bei der Berechnung der Gaskonstanten R und des Isentropenexponenten κ berücksichtigt.

5 Experimenteller Aufbau und Windkanal

Die Bestimmung der Profilverluste und der Profildruckverteilung erfolgt mit einem Messsystem vom Typ "Scanner Interface Rack 98RK-1" von Esterline Pressure Systems. Dieses ist mit mehreren Einschubmodulen vom Typ "9816" ausgerüstet, die unterschiedliche Druckmessbereiche besitzen. Eines der Einschubmodule ist als "True Differential" Messmodul zur differentiellen Messung von Drücken ausgeführt. In der Messebene 1 (vgl. Abbildung 5.1) werden der Totaldruck und der statische Druck der Zuströmung mit einer Prandtl-Sonde gemessen. Die Abströmung der Turbinenkaskade wird in der Messebene 2 mit je einer Keilsonde für die Proben- und die Referenzseite vermessen (siehe Abbildung 5.3). Die Auslegung der Keilsonde erfolgte durch Jetter (1997). Auf der Druck- und der Saugseite besitzt die Keilsonde je zwei Druckbohrungen zur Messung des statischen Drucks. Über die Differenz der statischen Drücke auf der Saug- und Druckseite wird der Winkel der Strömung bestimmt. An der Vorderkante der Keilsonde befindet sich die Druckbohrung zur Messung des Totaldrucks.

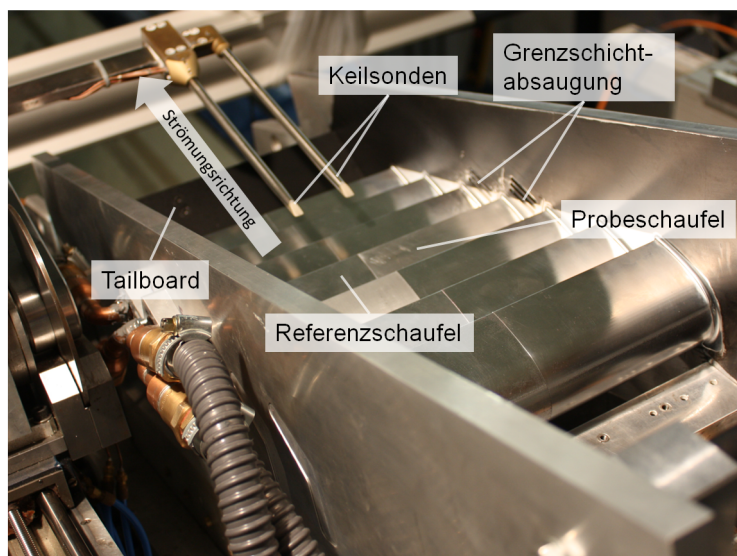


Abbildung 5.3: Gitterkasten mit Keilsonden, Grenzschichtabsaugung und Tailboard

In einem Abstand von 52 mm zur Hinterkante erfolgt eine Traversierung des Nachlaufs parallel zur Gitteraustrittsebene. Dazu sind die Keilsonden auf einer schrittmotorbetriebenen Verstellvorrichtung montiert, die sowohl eine lineare Traversierung als auch ein Schwenken der Sonde ermöglicht. Die Verstellvorrichtung ist direkt an den Schwenkkopf des GWK montiert, um die Genauigkeit der Ausrichtung der Keilsonden zu erhöhen, und ermöglicht eine minimale Schrittweite der Lineartraverse von 0,0125 mm und minimale Winkeländerung von $0,05^\circ$ (Schreyer 2008). Für eine möglichst genaue Bestimmung des Abströmwinkels ist eine präzise Positionierung der Sonde erforderlich. Dazu wird vor der Messung eine Referenzfahrt durchgeführt, die zur Positionierung der Sonde in einem Winkel von 90° zur Gitteraustrittsebene dient. Die exakte Positionierung erfolgt über einen optischen Sensor, mit dessen Hilfe die Referenzposition mit einer Schrittweite von $0,05^\circ$ angefahren wird. Danach wird die Sonde auf den Auslegungsabströmwinkel verfahren. Die Nachlaufströmung wird an 59 äquidistanten Messstellen entlang der Teilung

erfasst. An jeder Messstelle werden 50 Messwerte aufgenommen und der Mittelwert und die Standardabweichung gespeichert. Die Messdatenerfassung erfolgt mit einem PC und einem in LabView programmierten Messprogramm.

Eine nicht-invasive Methode zur Messung der Profilverluste wurde von Alhaj (2011) entwickelt. Bei dieser Methode werden die Background Oriented Schlieren (BOS) Messtechnik und die Particle Image Velocimetry (PIV) Technik miteinander gekoppelt eingesetzt und über die Messung des Dichtegradientenfelds und des Geschwindigkeitsfelds der Abströmung die Profilverluste bestimmt (Alhaj 2011, Alhaj und Seume 2010).

Die Referenz- und die Probeschaukeln sind mit Bohrungen zur Messung des statischen Drucks auf der Schaufeloberfläche ausgestattet. Der Profildruck wird an 13 Positionen entlang der Saugseite und an 5 Positionen auf der Druckseite gemessen. Die genauen Positionen der Druckbohrungen sind in Tabelle B.1 gegeben.

5.3.2 Auswertung von Nachlaufmessungen

Die Bewertung des aerodynamischen Verlustverhaltens erfolgt anhand des Totaldruckverlusts zwischen Zu- und Abströmebene der Turbinenschaukeln. Dieser kann in Form des dimensionslosen Beiwerts

$$\zeta = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t2} - p_2} \quad (5.1)$$

angegeben werden. Der Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen auf die aerodynamischen Verluste wird in Form der Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts zur glatten Referenzschaufel ζ_0 angegeben:

$$\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} = \frac{\zeta - \zeta_0}{\zeta_0}. \quad (5.2)$$

Die Auswertung der Nachlaufmessungen erfolgt mit einem in Matlab programmierten Auswerteskript. In diesem Skript sind auch die Kalibrierkoeffizienten der Sondenkalibrierung hinterlegt, so dass aus den gemessenen Drücken die wahren Drücke und der Abströmwinkel berechnet werden. Zudem erfolgt eine Korrektur der Messwerte. Wie in Abbildung 5.4 dargestellt ist, zeigen die Messungen eine systematische Differenz zwischen dem Totaldruck der Zuströmung und dem Totaldruck der Abströmung außerhalb des Schaufelnachlaufs. Diese Differenz resultiert aus dem hohem Turbulenzgrad von $Tu \approx 4,5\%$, der zu einer Dissipation von turbulenter kinetischer Energie zwischen den Messebenen 1 und 2 führt. Um diese Dissipation nicht fälschlicherweise den Profilverlusten zuzuordnen erfolgt eine Korrektur des Totaldrucks der Abströmung. Dazu wird das arithmetische Mittel der Totaldruckdifferenzen zwischen dem Totaldruck der Zuströmung und dem saugseitigen ($\Delta p_{t,SS}$) und dem druckseitigen ($\Delta p_{t,DS}$) Totaldruck zum lokalen Totaldruck $p_{t2,lok}$ der Abströmung addiert. Im Anschluss an die Korrektur der Drücke erfolgt eine Mittelung der Messwerte über die Anzahl der Messfahrten. Für die Berechnung des Totaldruckverlustbeiwerts sind die Größen in der homogenen Zu- und Abströmung nötig. Die Vermessung der Zuströmung von Harbecke (2001) zeigt, dass die Zuströmung homogen ist. Es wird somit der arithmetische Mittelwert des statischen Druck $p_{s,1}$ und des Totaldrucks $p_{t,1}$ der Zuströmung genutzt. In der Abströmebene liegt im Gegensatz dazu keine homogene Strömung vor. Diese bildet sich erst weit hinter der

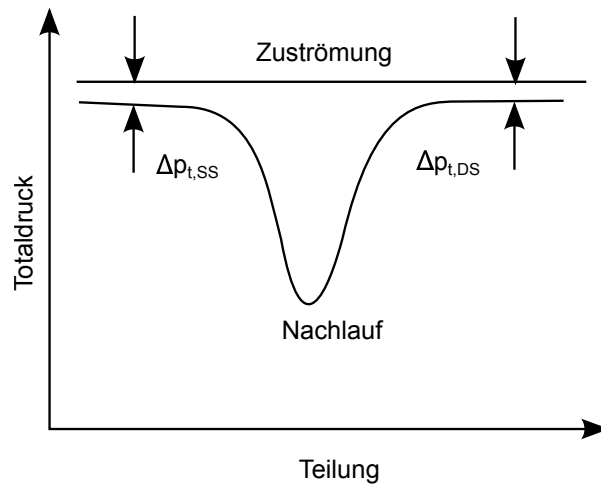


Abbildung 5.4: Korrektur des Totaldrucks im Nachlauf

Gitteraustrittsebene aus. Die Messung erfolgt jedoch in einem Abstand von 78 mm hinter der Schaufelhinterkante. Mit einem von Amecke (1967) entwickelten Verfahren lassen sich die homogenen Strömungsbedingungen in der Messebene der Keilsonde berechnen. Dazu wird ein Bilanzraum der Breite t (Abbildung 5.5) um das Schaufelgitter mit periodischen Rändern in Teilungsrichtung aufgestellt. Im Nachlauf wird ein Kontrollvolumen definiert, in dem die homogene Abströmung über die Lösung der Impuls-, Energie- und Kontinuitätsgleichungen berechnet wird.

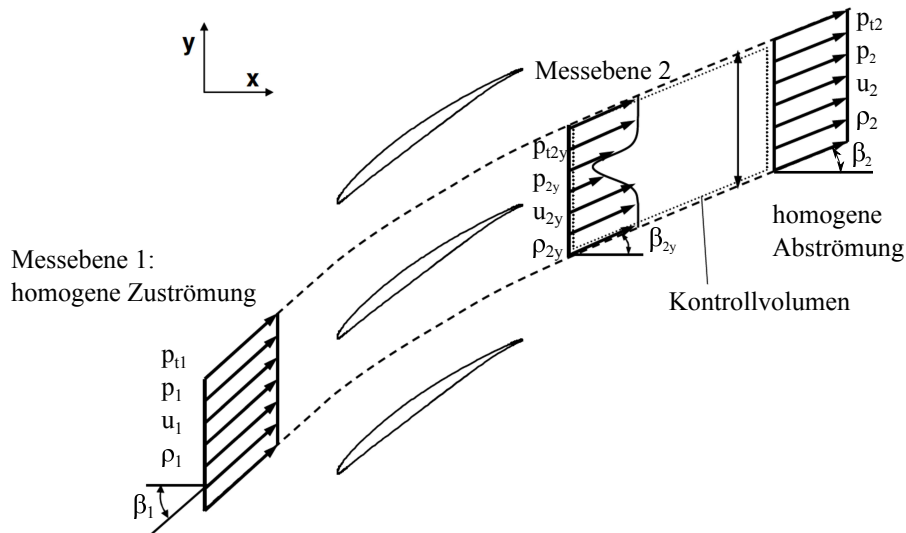


Abbildung 5.5: Kontrollvolumen zur Berechnung der homogenen Gitterabströmung (Amecke 1967, Lietmeyer 2013)

5.4 Grenzschichtmessungen

5.4.1 Optische L2F-Messtechnik

Ein Laser-2-Fokus (L2F) Messsystem kommt zur Vermessung der Schaufelgrenzschicht zum Einsatz. Der Vorteil dieses optischen Messsystems besteht darin, dass es durch das nicht-invasiv Messprinzip keine negative Beeinflussung der Strömung erfolgt. Die Messung der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt indirekt über die Geschwindigkeitsmessung von Partikeln in der Strömung. Die Partikel werden der Strömung in der Beruhigungskammer in einem Abstand von 3,4 m zur Gittereintrittsebene in Form eines feinen Ölnebels zugegeben. Dazu kommt ein Partikelgenerator vom Typ PIVTEC40 zum Einsatz, der Partikel mit einem Durchmesser von $0,1 \mu\text{m} < d < 1 \mu\text{m}$ erzeugt. Aufgrund der kleinen Größe besitzen die Partikel ein gutes Folgeverhalten gegenüber dem Fluid, so dass angenommen wird, dass die Strömungsgeschwindigkeit gleich der Partikelgeschwindigkeit ist.

Das L2F Messsystem ist schematisch in Abbildung 5.6 dargestellt und besteht aus einem Argon-Ionen-Laser vom Typ Stabilite 2017 der Firma SpectraPhysics, dessen Laserstrahl durch ein Glasfaserkabel zum Messkopf geführt wird, einem Messkopf und einem PC zur Datenerfassung. Der Messkopf besteht aus einem Strahlteiler, zwei Photomultipliern und einem Objektiv. Das Messprinzip der Laser-2-Fokus Anemometrie

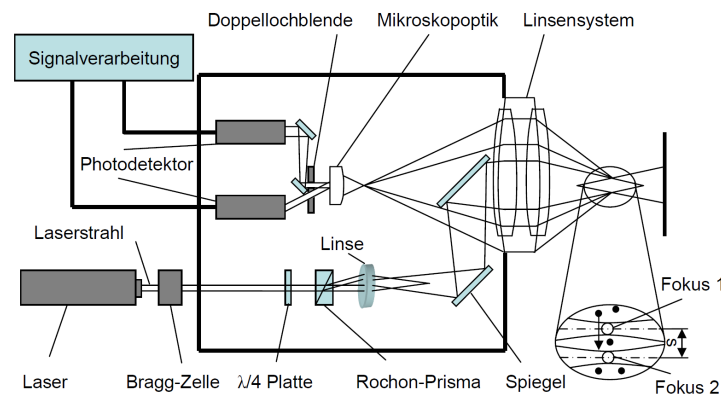


Abbildung 5.6: Schematischer Aufbau des Laser-2-Fokus Messsystem (Lietmeyer 2008)

basiert darauf, dass die Durchgangszeit eines Partikels zwischen zwei Laserstrahlen gemessen wird. Dazu wird der Laserstrahl im Messkopf mit einem Rochon-Prisma geteilt, so dass zwei Strahlen gleicher Intensität entstehen. Anschließend laufen beide Strahlen auf unterschiedlichen optischen Achsen und werden mit Hilfe eines Linsensystems auf eine Ebene fokussiert. In dieser Ebene bilden die beiden Strahlen eine Lichtschranke mit einem Abstand der beiden Strahlen zueinander von $s = 280 \mu\text{m}$, wie in Abbildung 5.7 dargestellt. Passieren Partikel die Laserstrahlen streuen sie das Licht und reflektieren es in alle Raumrichtungen. Die Streulichtimpulse der Partikel werden von Photomultipliern erfasst und einem Start- und einem Stopp-Signal zugeordnet. Über die gemessene

5 Experimenteller Aufbau und Windkanal

Zeit zwischen Start- und Stopp-Signal sowie dem bekannten Abstand der Laserstrahlen zueinander wird die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt.

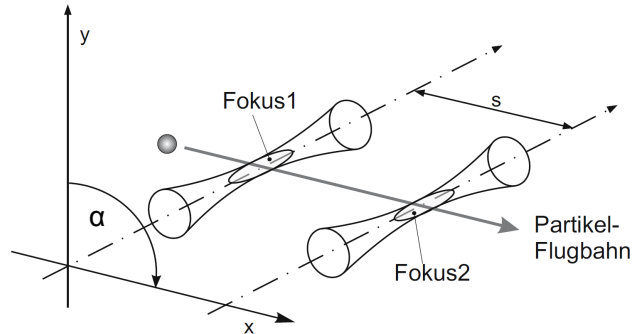


Abbildung 5.7: Messebene des L2F-Systems (Nitsche und Brunn 2005)

Gemäß Lietmeyer (2008) wird für einen gewissen Winkelbereich der Messebene, die durch die Laserstrahlen aufgespannt wird, von den Partikeln jeweils ein Start- und ein Stopp-Signal ausgelöst. Für einen zu großen Winkel der L2F-Messebene relativ zur Strömungsrichtung können durch Partikel entweder nur Start- oder Stopp-Signale ausgelöst werden, so dass die Flugzeitmessung ungültig ist. Das Signalrauschen nimmt somit mit zunehmendem Winkel α zu. Zusätzlich wird die Flugzeitmessung durch den Turbulenzgrad der Strömung beeinflusst. Um signifikante Histogramme der Partikelflugzeiten zu erhalten, werden pro Winkelposition die Flugzeiten für eine Anzahl von $N_i = 5000$ Partikel gemessen. Wie aus Abbildung 5.8 zu erkennen ist, besitzen die falschen Flugzeiten eine relativ konstante Anzahl $N_{R,i}$ an Partikeln über die verschiedenen Flugzeiten, während die Anzahl der richtigen Flugzeiten wesentlich höher ist. Das eingesetzte L2F System ermöglicht Messungen der Geschwindigkeit in der Grenzschicht bis zu einem Abstand normal zur Oberfläche von $n \approx 100 \mu\text{m}$. Messungen mit einem geringeren Abstand sind aufgrund der Reflektion des Laserstrahls an der Oberfläche und der Einschränkung des Winkelbereichs nicht möglich.

5.4.2 Auswertung der Grenzschichtmessungen

Die Auswertung der Grenzschichtmessungen erfolgt mit einem Verfahren nach Schodl (1998). Dabei erfolgt in einem ersten Schritt eine Annäherung der Flugzeiten-Histogramme über eine Modellfunktion (Gleichung 5.3). Die Annäherung wird iterativ in LabView über eine nichtlineare Regression nach Levenberg und Marquardt durchgeführt (Lietmeyer 2008), in dem die Rauschbandbreite $N_{R,i}$, der Amplitudenparameter A_t , die mittlere Flugzeit T und der Turbulenzgrad Tu in Hauptströmungsrichtung angepasst werden.

$$N_i(t) = N_{R,i} + \frac{A_t}{t^3} \exp \left[-0,5 \left(\frac{\frac{T}{t} - 1}{Tu} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

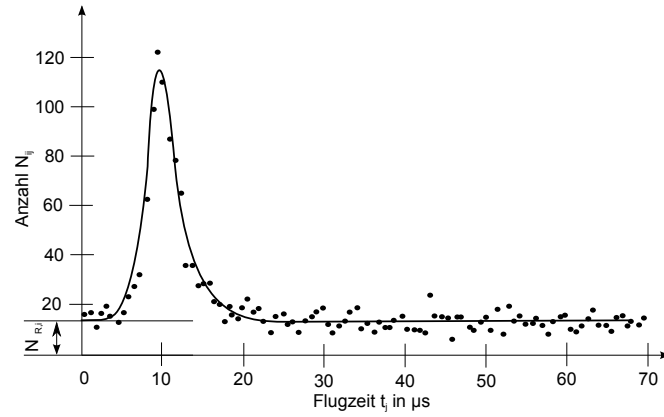


Abbildung 5.8: Flugzeiten-Histogramm für eine Winkelposition α_i , nach Lietmeyer (2008)

Anschließend erfolgt eine Korrektur der Histogramme der verschiedenen Winkelpositionen α_i , um Verfälschungen durch das Messrauschen $N_{R,i}$ zu reduzieren. Zudem ergibt sich ein Messfehler, da statistisch mehr schnelle als langsame Partikel das Messvolumen passieren und somit die Häufigkeitsverteilung N_{ij} ihren Schwerpunkt fälschlicherweise bei kleinen Messzeiten hat. Die Korrektur nach Schodl (1998)

$$H_{ij} = \frac{N_{ij} - N_{R,i}}{s/t_j} \quad (5.4)$$

führt zu einer stärkeren Gewichtung der langsameren Partikel und somit zu einer Verschiebung des Schwerpunkts der Häufigkeitsverteilung hin zu größeren Flugzeiten. Es ergibt somit die in Abbildung 5.9 dargestellte korrigierte, zweidimensionale Häufigkeitsverteilung, aus der sich die mittleren Strömungsgrößen mit den in Tabelle 5.2 gegebenen Beziehungen nach Gleichung 5.5 berechnen lassen (Schodl 1998).

$$\bar{F}(x) = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n F(\alpha_i, t_j) H_{ij}}{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n H_{ij}} \quad (5.5)$$

Tabelle 5.2: Funktionen zur Berechnung der mittleren Strömungsgrößen (Schodl 1998)

$\bar{F}(x)$	$F(\alpha_i, t_j)$
\bar{u}_1	$\frac{s}{t_j} \cos \alpha_i$
\bar{u}_2	$\frac{s}{t_j} \sin \alpha_i$
u	$\sqrt{\bar{u}_1^2 + \bar{u}_2^2}$
Tu_i	$\frac{\sqrt{(u_i - \bar{u}_i)^2}}{u}$
$u'v'$	$\frac{(u_1 - \bar{u}_1)(u_2 - \bar{u}_2)}{u^2}$

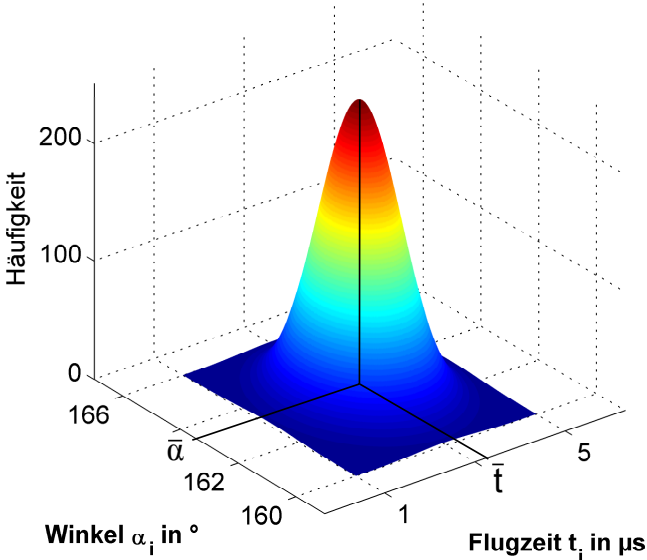


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Partikelflugzeiten

6 Integrales aerodynamisches Verlustverhalten

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln diskutiert. Vorgegangene Untersuchungen, die ausführlich in Kapitel 3 vorgestellt wurden, haben gezeigt, dass Oberflächenstrukturen auf der Saugseite von Beschaufelungen den größten Einfluss auf den Reibungswiderstand haben. Dabei wurden im Wesentlichen Oberflächenstrukturen vom Typ der Sandkornrauheit und fertigungsbedingte Oberflächenstrukturen mit einer dimensionslosen Sandkornrauheit von $k_s^+ > 5$ betrachtet.

Aufbauend auf den Erkenntnissen der bisherigen Untersuchungen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit eine Applikation von Oberflächenstrukturen ausschließlich auf der Saugseite der Turbinenschaufeln. Die applizierten Oberflächenstrukturen werden aus den Messungen realer Rauheitstopographien (siehe Kapitel 4) abgeleitet und skaliert, so dass eine Ähnlichkeit der untersuchten Rauheitstopographien und -höhen zu realen Turbinenschaufeln gegeben ist. Eine direkte Übertragung der Oberflächenstrukturen ist aufgrund der unterschiedlichen Strömungsbedingungen, wie z.B. einer deutlich höheren Fluid-Temperatur in der Hochdruckturbinen als im GWK, nicht möglich. Durch die Skalierung ist trotz der unterschiedlichen Strömungsbedingungen eine Übertragbarkeit auf den realen Anwendungsfall möglich. Neben dem integralen Verlustverhalten, das aus Nachlaufmessungen bestimmt wird, erfolgt die Bewertung des Einflusses der Rauheiten auf die lokale Profilaerodynamik über Messungen der Geschwindigkeit in der Grenzschicht und der Profildruckverteilung sowie mit Hilfe von Anstrichbildern.

Der folgende Abschnitt beginnt mit dem Nachweis periodischer Strömungsbedingungen in der Messebene der mittleren Schaufel des Gitterwindkanals, die für eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf reale Turbomaschinen wichtig ist (siehe Abschnitt 5.1). Anschließend wird die Ableitung von Oberflächenstrukturen aus den Messungen realer Rauheiten und die Applikation beschrieben. Darauf folgend wird das aerodynamische Verlustverhalten der untersuchten Konfigurationen vorgestellt und die Beiträge von Druckwiderstand und Reibungswiderstand an der Verluständerung betrachtet.

6.1 Periodizität der Strömung

Für die in dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen wird, wie von Hohenstein und Seume (2013) beschrieben, ein neuer Gitterkasten ausgelegt und konstruiert. Der Nachweis einer homogenen Zuströmung des Gitterwindkanals ist mit verschiedenen Gitterkästen bereits mehrfach erbracht worden (Lietmeyer 2013, Harbecke

2001, Jetter 1997), so dass diese als gegeben vorausgesetzt wird.

In Abbildung 6.1 sind die Profildruckverteilung sowie der Totaldruck im Nachlauf entlang der Teilung der mittleren Schaufel gegeben. Der Totaldruck im Nachlauf stellt den Mittelwert aus 20 Wiederholungsmessungen mit jeweils 50 Einzelmessungen pro Messpunkt dar. Die Messwerte der Profildruckverteilung werden über den Mittelwert aus 370 Einzelmessungen bestimmt. Die Messunsicherheit wird über das P95%-Vertrauensintervall der Student-t Verteilung beschrieben und berücksichtigt die Fehlerfortpflanzung der Messungenauigkeit der einzelnen Sensoren über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem numerisch mittels TRACE (siehe Anhang F) und dem experimentell bestimmten Profildruckverlauf. Insbesondere die Übereinstimmung der Druckgradienten im vorderen Schaufelbereich der Saugseite bei $0 \leq x/l \leq 0,3$ zeigt, dass der angestrebte Anströmwinkel von $\beta_1 = 20,6^\circ$ gut getroffen wird. Im Bereich $0,55 \leq x/l \leq 0,7$ ist sowohl in der experimentellen als auch in der numerischen Druckverteilung eine leichte Wölbung nach außen zu erkennen. Diese wird durch die in diesem Bereich vorliegende Strömungsablösung verursacht. Auch im Bereich der laminaren Ablöseblase ist eine gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Druckverteilung vorhanden. Die Abweichung des saug- und druckseitigen Totaldrucks in der Abströmung beträgt $p_{t2,y/t=0} - p_{t2,y/t=1} = -0,11$ Pa und ist somit unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit von ± 5 Pa vernachlässigbar.

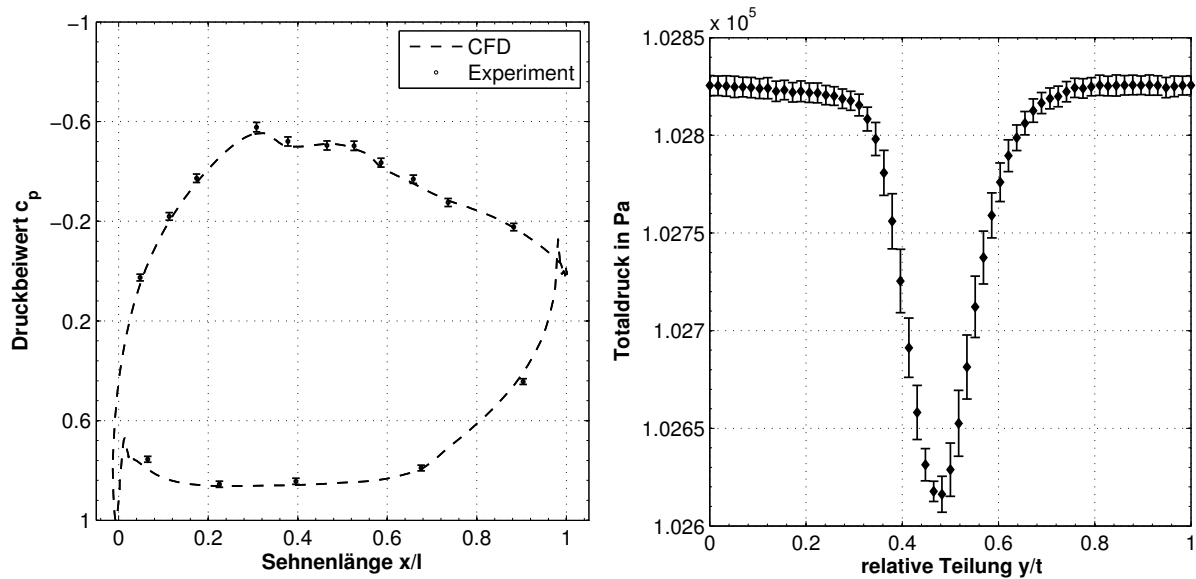


Abbildung 6.1: Profildruckverteilung und Totaldruck im Nachlauf, mittlere Schaufel, Referenzseite

Der Abströmwinkel und der Gradient des Abströmwinkels entlang der Schaufelteilung sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Für den Abströmwinkel ergibt sich eine Differenz zwischen saug- und druckseitiger Umströmung des Profils von $\beta_{2,y/t=0} - \beta_{2,y/t=1} = -0,03^\circ$. Diese ist bedingt durch die Messunsicherheit von $\pm 0,7^\circ$ vernachlässigbar. Zudem ist die Differenz des Gradienten des Abströmwinkels mit $d(\beta_2)/d(y/t)_{y/t=0} - d(\beta_2)/d(y/t)_{y/t=1} = 0,005$ nicht signifikant und somit vernachlässigbar.

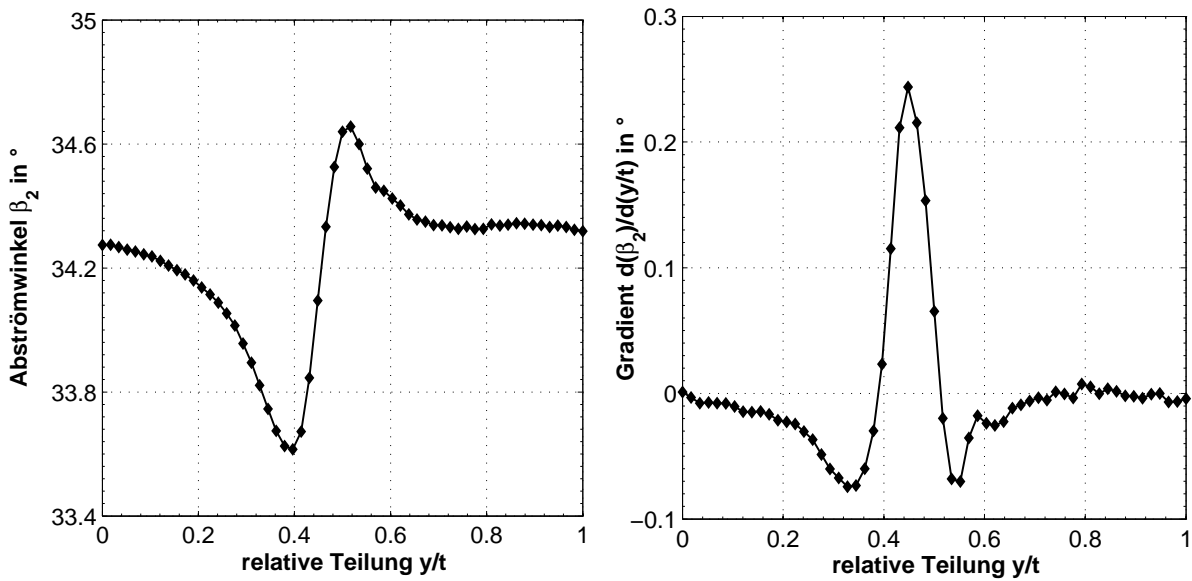


Abbildung 6.2: Abströmwinkel und Gradient des Abströmwinkels, mittlere Schaufel, Referenzseite

Aus dem Anstrichbild der Saugseite der mittleren Schaufel (siehe Abbildung 6.3) geht hervor, dass der Einfluss von Sekundärströmungseffekten, insbesondere die Bildung eines Eckenwirbels im hinteren saugseitigen Bereich nahe der Seitenwand, durch den Einsatz der Grenzschichtabsaugung minimiert wird. In der Messebene der Nachlaufsonde, die sich in einem Abstand von 89 mm von der Seitenwand und 31 mm von der Schaufelspitze entfernt befindet, liegt ein zweidimensionales, seitenwandparalleles Strömungsfeld vor.

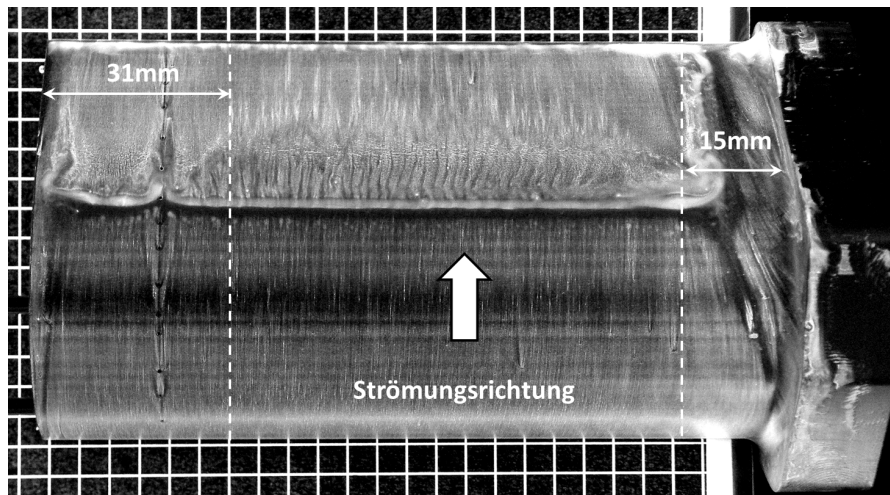


Abbildung 6.3: Anstrichbild der Saugseite, mittlere Schaufelreihe

Die gute Übereinstimmung der numerisch und experimentell bestimmten Druckverteilungen und die innerhalb der Messunsicherheit liegenden Differenzen der saug- und druckseitigen Abströmwinkel und Totaldrücke zeigen, dass eine periodische Gitterströ-

mung vorliegt. Zudem zeigt das Anstrichbild, dass eine zweidimensionale, parallel zur Seitenwand des Gitterkastens verlaufende Strömung vorliegt. Somit können die Untersuchungen zum Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen mit den vorgenommenen Einstellungen durchgeführt werden.

6.2 Applikation von Oberflächenstrukturen

Die Oberflächenstrukturen werden mittels eines Laserabtragverfahrens hergestellt. Das Verfahren wurde bereits erfolgreich bei der Applikation von Riblet-Strukturen auf Schaufeln einer Verdichterkaskade eingesetzt (Lietmeyer 2013). Dieses Verfahren bietet den Vorteil, beliebige Oberflächentopographien herstellen zu können. Da es sich um ein Material-abtragendes Fertigungsverfahren handelt, muss für die Fertigung von positiven Rauheitselementen die Basis-Höhe, ab welcher der Abtrag beginnt, mindestens der Höhe des höchsten Rauheitselements entsprechen. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit durch das Einbringen von Taschen in die Schaufeln und das Einsetzen von Aluminiumplättchen, auf die die Oberflächenstrukturen aufgebracht werden, realisiert. Das gewählte Vorgehen bietet zudem den Vorteil, dass die Anzahl der zu fertigenden Schaufeln und somit die Kosten reduziert werden und jede Schaufel im Ausgangszustand vermessen werden kann, bevor Oberflächenstrukturen aufgebracht werden. Somit ist der Einfluss von Toleranzen bei der Schaufelfertigung im weiteren Verlauf der Untersuchungen für jede Schaufel bekannt und kann berücksichtigt werden. Des Weiteren ist die Kombination verschiedener Oberflächenstrukturen möglich. Der stoßfreie Übergang zwischen Schaufeloberfläche und der Oberfläche des Aluminiumplättchen hat einen signifikanten Einfluss auf die Messergebnisse. Eine Überprüfung der Genauigkeit des Einsetzens wird mit Hilfe von Anstrichbildern durchgeführt. Anhand der Anstrichbilder lässt sich über die Ablagerung von Farbe sichtbar machen, ob der Übergang stoßfrei ist oder nicht.

Die Taschen werden in Anlehnung an die Oberflächenmessungen (Abschnitt 4.3) an der Vorderkante der Schaufel sowie bei 20%, 50% und 85% der Sehnenlänge in die Schaufel eingebracht und haben eine Breite von 4 mm, eine Länge in Spannweitenrichtung von 70 mm und eine Tiefe von 1 mm. Die Einsätze haben ebenfalls eine Breite von 4 mm und eine Länge von 70 mm. Die Höhe der Aluminiumplättchen beträgt 1,1 mm.

Für die Übertragbarkeit der Ergebnisse ist eine aerodynamische Skalierung der Oberflächenstrukturen notwendig. Dies geschieht mit Hilfe von Skalierungsfaktoren SF , die für die vier Positionen entlang der Sehnenlänge mit Hilfe von numerischen Strömungssimulationen (siehe F) berechnet werden. Damit weisen die Oberflächenstrukturen in den experimentellen Untersuchungen die gleiche dimensionslose Sandkornrauheit k_s^+ auf, wie die Strukturen auf der realen Turbinenschaufel. Aufgrund der sehr viel geringeren Wand Schubspannung der Schaufeln im Gitterwindkanal, verglichen mit den Schaufeln in der Hochdruckturbinen eines Flugtriebwerks, ergeben sich für alle Positionen Skalierungsfaktoren von $SF > 1$:

$$SF_{x/l=0} = 3,775 \quad SF_{x/l=0,2} = 4,239 \quad SF_{x/l=0,5} = 5,473 \quad SF_{x/l=0,85} = 9,143$$

Aufgrund der Skalierungsfaktoren $SF > 1$ folgt, dass einzelne Oberflächenelemente

die fertigungsbedingte maximale Höhe von 100 μm überschreiten können. Deshalb werden betroffene Rauheitselemente auf eine Höhe von 100 μm begrenzt. Die Begrenzung führt zu einer Veränderung der Oberflächentopographie im Vergleich zur realen Oberfläche auf betriebsbeanspruchten Turbinenschaufeln. Als Grenzwert wird festgesetzt, dass maximal 0,5% der Rauheitselemente eine Höhe von mehr 100 μm aufweisen dürfen und somit begrenzt werden. Ist der Anteil größer, wird eine andere, repräsentative Oberfläche ausgewählt. Aufgrund der geringen Anzahl der Oberflächenelemente, die durch diese Begrenzung verändert werden, wird der Einfluss auf die Änderung der Topographie und der Beeinflussung der Strömung als vernachlässigbar angesehen.

Eine Übersicht über die applizierten Oberflächenstrukturen ist in Tabelle 6.1 gegeben. Zum einen wird eine Skalierung gewählt, die eine gleich dimensionslose Sandkornrauheit im GWK wie auf einer realen Turbinenschaufel ermöglicht. Zum anderen werden die Strukturen vergrößert, um so die Sensitivität des Verlustverhaltens hinsichtlich der Rauheitshöhe zu identifizieren. Wie Tabelle 6.1 zusätzlich entnommen werden kann, ist der Anteil der begrenzten Oberflächenelemente sehr gering und stets unterhalb des Grenzwerts von 0,5%. Die Benennung der Oberflächenstrukturen, wie sie in Tabelle 6.1 und den folgenden Abschnitten verwendet wird, gibt Auskunft über die Platzierung auf der Schaufel und die Art der Oberflächenstruktur. So steht $M1$, $M2$, $M3$ und $M4$ in Analogie zu Kapitel 4 für Positionen auf der Saugseite an der Vorderkante der Schaufel sowie bei 20%, 50% und 85% der Sehnenlänge. Die Buchstaben b und r geben Auskunft, ob es sich um eine betriebsbeanspruchte oder eine regenerationsspezifische Oberflächenstruktur handelt. Die letzte Ziffer im Name der Oberflächenstruktur ist eine fortlaufende Nummer der Oberflächenstrukturen an der jeweiligen Position der Applikation.

Tabelle 6.1: Experimentell untersuchte Oberflächenstrukturen

Name	Position x/l	Skalierung	abgeschnitten in %	k_s in μm	k_s^+
$M1b1$	0	$1 \cdot SF_{x/l=0}$	0	17,18	3,44
$M2b1$	0,2	$1 \cdot SF_{x/l=0,2}$	0	4,29	0,80
$M2b2$	0,2	$2,12 \cdot SF_{x/l=0,2}$	0	14,05	2,63
$M3b1$	0,5	$1 \cdot SF_{x/l=0,5}$	0,002	4,79	0,58
$M3b2$	0,5	$3,1 \cdot SF_{x/l=0,5}$	0,463	23,73	2,88
$M4b1$	0,85	$1 \cdot SF_{x/l=0,85}$	0,014	9,58	0,8
$M4b2$	0,85	$1,64 \cdot SF_{x/l=0,85}$	0,476	19,24	1,61
$M4r1$	0,85	$1 \cdot SF_{x/l=0,85}$	0	0,25	0,02

Für jede der vier Positionen wird die Krümmung der Turbinenschaufel über ein Polynom 2.Ordnung approximiert und die Oberflächenstrukturen um das Polynom, das das neue Nullniveau bildet, angeordnet (siehe Abbildung 6.4). Um einen stoßfreien Übergang zwischen Oberflächenstrukturen und der Schaufeloberfläche zu ermöglichen, werden weiterhin über eine lineare Funktion die Anfangs- und Endbereiche der Oberflächen so angepasst, dass diese dem Nullniveau der glatten Oberfläche entsprechen. Eine detaillierte Beschreibung des Vorgehens mit den einzelnen Schritten ist in Gilge (2014) gegeben.

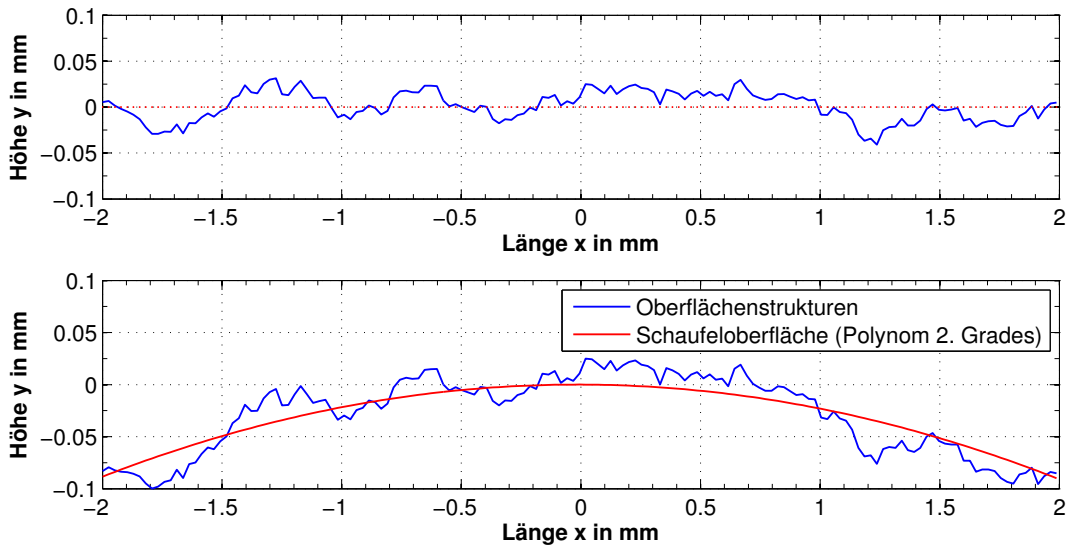


Abbildung 6.4: Krümmung der Oberflächenstrukturen

6.3 Profilverluständerung

Zunächst wird der Einfluss einzelner, lokaler Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten untersucht. Dazu wird in einem ersten Schritt jede der gefertigten Schaufeln im glatten Ausgangszustand mit $Ra < 0,7 \mu\text{m}$ aerodynamisch vermessen, bevor die Oberflächenstrukturen appliziert werden. Die Notwendigkeit hierfür ergibt sich aus der Untersuchung von Hurlbrink (2013) zum Einfluss von Fertigungstoleranzen auf die Profilverluste, die gezeigt hat, dass Abweichungen in der Profilgeometrie, besonders im Bereich der Vorder- und Hinterkante, einen signifikanten Einfluss haben.

Die Messung der Profilverluste der glatten und der strukturierten Schaufel erfolgt jeweils differentiell zur glatten Referenzseite. Durch dieses Vorgehen wird sichergestellt, dass zum einen der Einfluss von Fertigungstoleranzen und zum anderen der Einfluss von täglichen Änderungen in den Zuströmbedingungen auf den Totaldruckverlustbeiwert eliminiert werden. Damit folgt für die relative, rauheitsbedingte Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts:

$$\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} = \left(\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}\right)_{rau} - \left(\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}\right)_{glatt} \quad (6.1)$$

Die Auswertung der Nachlaufmessungen erfolgt wie in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Aufgrund der experimentell nicht bestimmbareren Wandschubspannungen im vorderen Schaufelbereich erfolgt die Berechnung von k_s^+ auf Basis der lokalen Wandschubspannung aus numerischen Strömungssimulationen der glatten Referenzschaufel. Die Messungen an lokal rauen Turbinenschaufeln liefern folgendes integrales Verlustverhalten (siehe auch Abbildung 6.5):

1. Die Konfiguration *M1b1* mit Rauheiten an der Vorderkante hat einen geringen Einfluss auf die Verluständerung und führt zu einer geringen Verlusterrhöhung von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 1,46\% \pm 0,026\%$

2. Für lokale Rauheiten bei einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,2$ ergibt sich ein zweigeteiltes Bild. Bei einer geringen Rauheitshöhe von $k_s^+ = 0,80$ ergibt sich eine Verlustminderung von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx -0,98\% \pm 0,06\%$ (Konfiguration *M2b1*). Mit steigender Rauheitshöhe steigen die Profilverluste. Bei einer Rauheitshöhe von $k_s^+ = 2,63$ (Konfiguration *M2b2*) ergibt sich einer Verlusterhöhung von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 1,79\% \pm 0,03\%$.
3. Einen besonders starken Einfluss auf die Profilverluste haben Rauheiten bei einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,5$. Bei untersuchten Konfigurationen führen zu signifikanten Verlustanstiegen von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 10,54\% \pm 0,12\%$ (Konfiguration *M3b1*) sowie $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 12,47\% \pm 0,04\%$ (Konfiguration *M3b2*).
4. Oberflächenrauheiten, die bei $x/l = 0,85$ im Bereich der turbulenten Grenzschicht appliziert werden haben einen geringeren Einfluss als Rauheiten bei einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,5$, führen jedoch ebenfalls zu signifikanten Verlusterhöhungen von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 5,19\% \pm 0,05\%$ (Konfiguration *M4b1*) und $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 7,18\% \pm 0,03\%$ (Konfiguration *M4b2*).

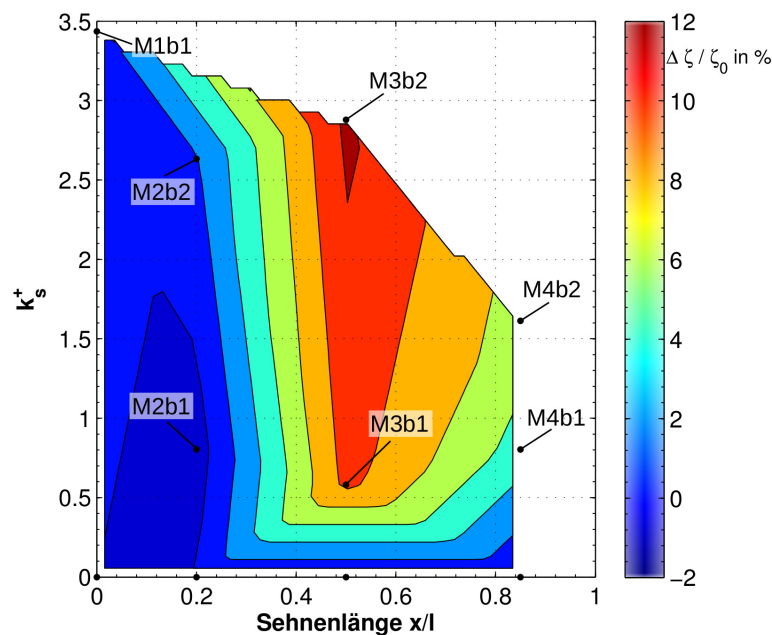


Abbildung 6.5: Gemessene prozentuale Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}$ in Abhängigkeit von der Position und Höhe der Rauheit auf der Schaufel

Zusätzlich zum aerodynamischen Verlustverhalten lokal rauer Turbinenschaufeln wird der Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen auf die Verluste anhand zwei unterschiedlicher Konfigurationen untersucht. Die Inhomogenität der Oberflächenrauheit betriebsbeanspruchter Turbinenschaufeln wird über die Konfiguration *M2b1* & *M4b1* abgebildet. Diese besteht aus einer Kombination betriebsbeanspruchter Oberflächenstrukturen bei

6 Integrales aerodynamisches Verlustverhalten

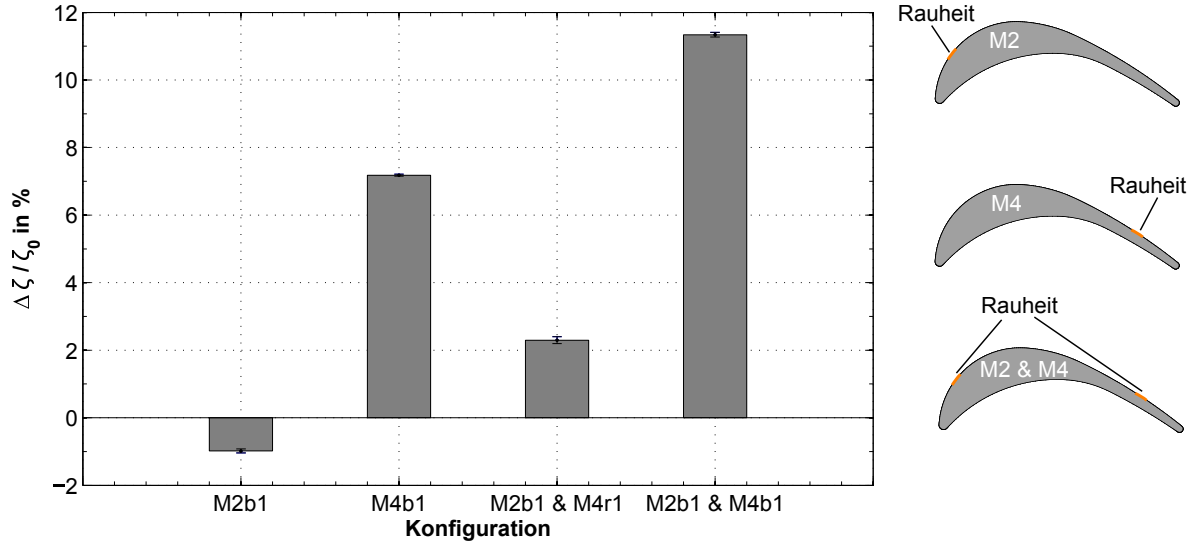


Abbildung 6.6: Gemessene prozentuale Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts $\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0}$ komplexer Oberflächenstrukturen kombinierter lokaler Rauheiten

$x/l = 0,2$ und $x/l = 0,85$, deren dimensionslosen Rauheitshöhen denen auf realen Turbinenschaufeln entsprechen. Die zweite Konfiguration *M2b1&M4r1* weist eine Kombination aus betriebsbeanspruchter und regenerationsspezifischer Oberflächenstrukturen bei 20% respektive 85% Sehnenlänge auf.

Die Konfigurationen mit komplexen Oberflächenstrukturen führen jeweils zu einer signifikanten Erhöhung der Verluste (siehe Abbildung 6.6). Aus den Messergebnissen lässt sich schließen, dass die Verluständerungen infolge komplexer Oberflächenstrukturen sich nicht additiv aus der Verluständerung lokaler Oberflächenrauheiten zusammensetzt. Die Konfiguration *M2b1&M4r1* führt zu einer Verlusterhöhung von $\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0} \approx 2,3\% \pm 0,1\%$, d. h. *M4r1* hebt hier den positiven Einfluss der Verlustreduzierung durch die isolierte Rauheit *M2b1* vollständig auf. Eine noch stärkere Verlusterhöhung ergibt sich mit $\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0} \approx 11,34\% \pm 0,07\%$ für die Konfiguration *M2b1&M4b1*. Diese liegt deutlich über der Summe der Verluständerungen $\left(\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0}\right)_{M2b1} + \left(\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0}\right)_{M4b1} = 4,21\%$ infolge von Rauheiten bei 20% und 85% Sehnenlänge.

Aus den Messergebnissen folgt, dass nicht nur die Höhe von Oberflächenrauheiten sondern auch deren Position auf der Schaufeloberfläche einen signifikanten Einfluss auf das aerodynamische Verlustverhalten hat. Zudem ergibt sich eine komplexe Wechselwirkung zwischen den einzelnen Oberflächenrauheiten im Fall der Kombination mehrerer, lokaler Rauheiten, die einen signifikant stärkeren Anstieg der Profilverluste bewirken als einzelne, lokale Oberflächenrauheiten. In den folgenden Abschnitten erfolgt eine getrennte Betrachtung des Einflusses von Oberflächenrauheiten auf den Druck- und den Reibungswiderstand, um die Anteile der beiden Widerstandskomponenten am Gesamtwiderstand zu bestimmen.

6.4 Ableiten eines Modells zur Vorhersage der Profilverluständerung

Um eine analytische Vorhersage der Profilverluständerung infolge von lokalen Oberflächenrauheiten zu ermöglichen wird an dieser Stelle aus den Messergebnissen ein Modell abgeleitet. Ein analytisches Modell ist unter dem Aspekt der effizienten, lokalen Schaufelreparatur wichtig, da in kurzer Zeit eine Aussage über die Reparaturbedürftigkeit gemacht werden muss und somit aufwendige CFD Berechnungen nicht zweckmäßig wären. Eine Regressionanalyse der Messergebnisse führt zu dem Ergebnis, dass die Abhängigkeit der Profilverluständerung $\left(\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}\right)$ von der Rauheitshöhe k_s^+ und der Position der Rauheit auf der Schaufelsaugseite x/l über folgendes Polynom 6. Ordnung beschrieben wird

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0}\right) = & a_0 + a_1 \cdot \left(\frac{x}{l}\right) + a_2 \cdot k_s^+ + a_3 \left(\frac{x}{l}\right)^2 + a_4 \cdot \left(\frac{x}{l}\right) \cdot k_s^+ + a_5 k_s^{+2} + \\ & + a_6 \cdot \left(\frac{x}{l}\right)^3 + a_7 \cdot \left(\frac{x}{l}\right)^2 \cdot k_s^+ + a_8 \cdot \left(\frac{x}{l}\right) \cdot k_s^{+2} + a_9 k_s^{+3} . \end{aligned} \quad (6.2)$$

Tabelle 6.2: Koeffizienten des Modells zur Vorhersage der Profilverluständerung

$a_0 =$	0,1302	$a_5 =$	-2,384
$a_1 =$	-19,37	$a_6 =$	-75
$a_2 =$	-6,229	$a_7 =$	-31,86
$a_3 =$	84,72	$a_8 =$	-9,379
$a_4 =$	55,66	$a_9 =$	1,251

Mit den Koeffizienten aus Tabelle 6.2 ergibt sich die in Abbildung 6.7 dargestellte modellierte Abhängigkeit der Verluständerung von der Position der Rauheit auf der Schaufeloberfläche und der Rauheitshöhe. Das Bestimmtheitsmaß der Regressionanalyse von $R^2 = 0,9111$ deutet auf eine gute Anpassung des Modells an die Messwerte. Das korrigierte Bestimmtheitsmaß weist jedoch nur einen Wert von $\bar{R}^2 = 0,1112$ auf, so dass die Gültigkeit des Modells stark eingeschränkt ist. Dies ist im Wesentlichen auf die geringe Anzahl an Messdaten zurückzuführen, die im vorliegenden Fall aus sieben verschiedenen Kombinationen von Rauheitshöhe und -position sowie einer glatten Referenzschaufel bestehen. Daher sollte für eine Anpassung des Modells hinsichtlich einer besseren Gültigkeit in Form höherer Werte von R^2 und \bar{R}^2 zukünftig eine Erweiterung des Messdatenbasis vorgenommen werden.

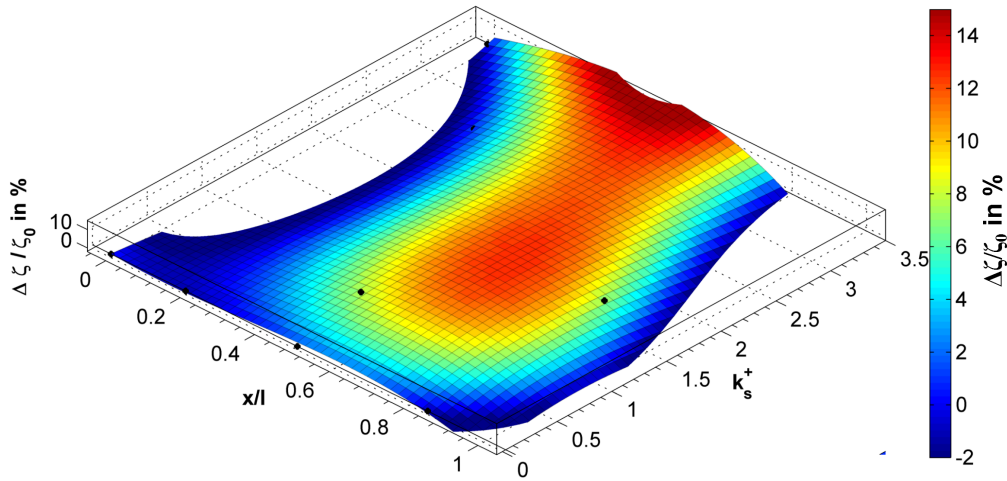


Abbildung 6.7: Modellierter Verluständerung nach Gleichung 6.2 in Abhängigkeit lokaler Oberflächenrauheiten

6.5 Einfluss auf den Druckwiderstand

Analog zu den Nachlaufmessungen werden die Druckverteilungen aller Schaufeln im glatten Referenzzustand gemessen. Der Vergleich der Schaufeln mit Oberflächenstrukturen erfolgt jeweils zur gleichen Schaufel im Referenzzustand, um so den Einfluss der Fertigungstoleranzen vom Einfluss der Oberflächenstrukturen zu trennen. Die Druckverteilung wird in Form des dimensionslosen Druckbeiwerts c_p angegeben.

$$c_p = \frac{p(x/l) - p_u}{p_{t,1} - p_u} \quad (6.3)$$

Der Druckwiderstand eines Profils ergibt sich gemäß Gleichung 2.3 über die Integration der Druckunterschiede entlang der Oberfläche der Schaufel. Aus den Unterschieden zwischen der Druckverteilung der Schaufeln im glatten Referenzzustand und den Schaufeln mit Oberflächenstrukturen sind Rückschlüsse auf die Änderung des Druckwiderstands möglich.

Aus der Druckverteilung der glatten Referenzschaufel (siehe Abbildung 6.8) geht hervor, dass die Strömung im vorderen Bereich auf der Saugseite bis zu einer relativen Sehnenlänge von $x/l \approx 0,34$ eine Beschleunigung erfährt, da der Druckgradient $\frac{dc_p}{d(x/l)} < 0$ ist. Im Anschluss daran wird die Strömung bis zur Hinterkante verzögert ($\frac{dc_p}{d(x/l)} > 0$). Auffällig ist der Bereich $0,4 \leq x/l \leq 0,55$, in dem sich ein Delle in der Druckverteilung ausbildet. Diese Delle ist auf die im Auslegungsprozess durchgeführte, notwendige Segmentierung der Saugseite zurückzuführen (Hohenstein und Seume 2013), so dass sich zwei Bereiche unterschiedlich starker Diffusion der Strömung ergeben. Im Bereich $0,55 \leq x/l \leq 0,75$ liegt eine laminare Ablöseblase vor (vgl. Abbildung 6.3). Die geringe Ausprägung der Ablöseblase in der Druckverteilung lässt darauf schließen, dass es sich um eine sehr schwache Ablösung handelt. Nach Wiederanlegen der Strömung liegt eine

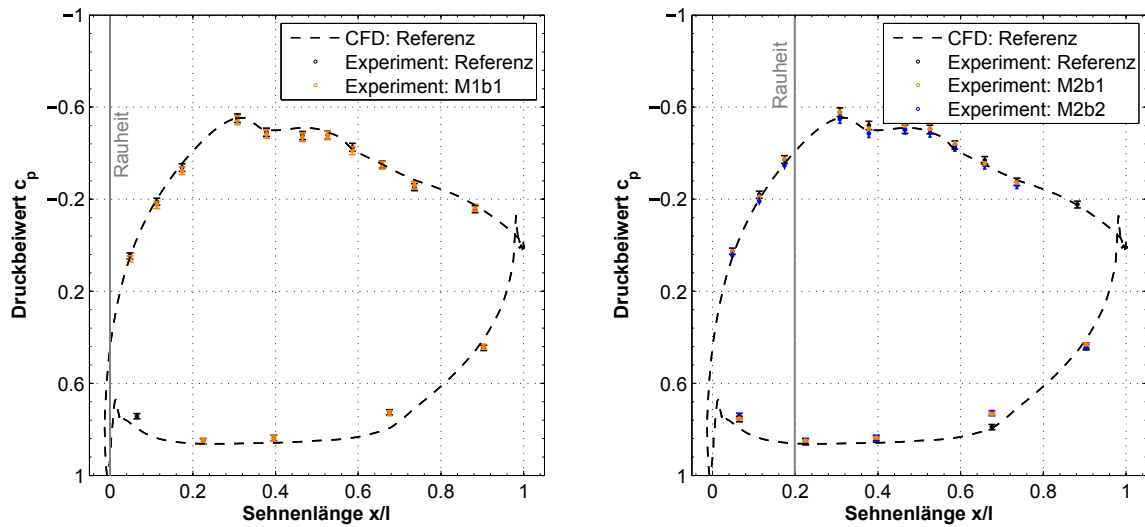


Abbildung 6.8: Profildruckverteilungen der Konfigurationen *M1b1* (links) sowie *M2b1* und *M2b2* (rechts)

kontinuierliche Verzögerung der Strömung vor. Auf der Druckseite stellt sich nach einer anfänglichen Verzögerung der Strömung im Bereich $0,2 \leq x/l \leq 0,6$ ein nahezu konstanter Druck mit einer anschließenden Beschleunigung der Strömung bis zur Hinterkante ein. Damit weist das Profil, abgesehen vom saugseitigen Bereich $0,35 \leq x/l \leq 0,55$, eine typische Druckverteilung einer Hochdruckturbinenschaufel im Mittenschnitt auf (Mayle 1991).

Für die Konfiguration *M1b1*, die betriebsbeanspruchte Strukturen an der Schaufelvorderkante aufweist, ist die Druckverteilung in Abbildung 6.8 auf der linken Seite dargestellt. Durch das Einbringen einer Tasche und das anschließende Einkleben der Oberflächenprobe wird die erste Druckbohrung auf der Druckseite verschlossen, so dass im strukturierten Fall an dieser Position nicht gemessen werden kann. An den übrigen Druckbohrungen auf der Druckseite ist die Übereinstimmung zwischen glatter und strukturierter Schaufel hervorragend. Auf der Saugseite sind keine Abweichungen zwischen der glatten und der strukturierter Schaufel zu erkennen. Die Druckbeiwerte der glatten und der strukturierter Schaufel liegen innerhalb der Messgenauigkeit. Daraus folgt, dass die Erhöhung der Profilverluste für die Konfiguration *M1b1* von $\frac{\Delta c}{c_0} \approx 1,46\% \pm 0,026\%$ nicht auf eine Änderung des Druckwiderstands zurückzuführen ist.

Die Druckverteilungen der Schaufeln mit lokalen Rauheiten bei einer Sehnenlänge von $x/l = 0,2$ ist in Abbildung 6.8, rechts dargestellt. Auf der Druckseite stimmen die Druckbeiwerte der glatten und der beiden strukturierter Konfigurationen innerhalb der Messgenauigkeit überein. Die Abweichung bei $x/l = 0,67$ zwischen glatter und strukturierter Oberfläche wird auf einen Messfehler zurückgeführt. Für die Konfiguration *M2b1* sind die Werte für c_p auf der Saugseite bei $x/l = 0,37$ und $x/l = 0,65$ jeweils größer für den strukturierter als für den glatten Fall. Von Interesse ist dabei die hintere Position, da an dieser Stelle die laminare Ablöseblase (siehe auch Abbildung 6.3) auftritt und durch die

Konfiguration *M2b1* beeinflusst wird. Die Druckverteilung der Konfiguration *M2b2* liegt über den gesamten Bereich der Saugseite unterhalb der Verläufe der glatten Schaufel und der Konfiguration *M2b1*. Da dies auch für den Bereich vor der lokalen Oberflächenstruktur ($x/l < 0,2$) der Fall ist, wird dies auf Schwankungen in den Zuströmbedingungen zurückgeführt. Die Abweichungen in den Profildruckverteilungen liegen jedoch alle im Rahmen der Messgenauigkeit, so dass keine signifikante Beeinflussung des Druckwiderstands vorliegt, die zu einer Profilverluständerung von $\frac{\Delta c}{c_0} \approx -0,98\% \pm 0,06\%$ und $\frac{\Delta c}{c_0} \approx 1,79\% \pm 0,03\%$ führt.

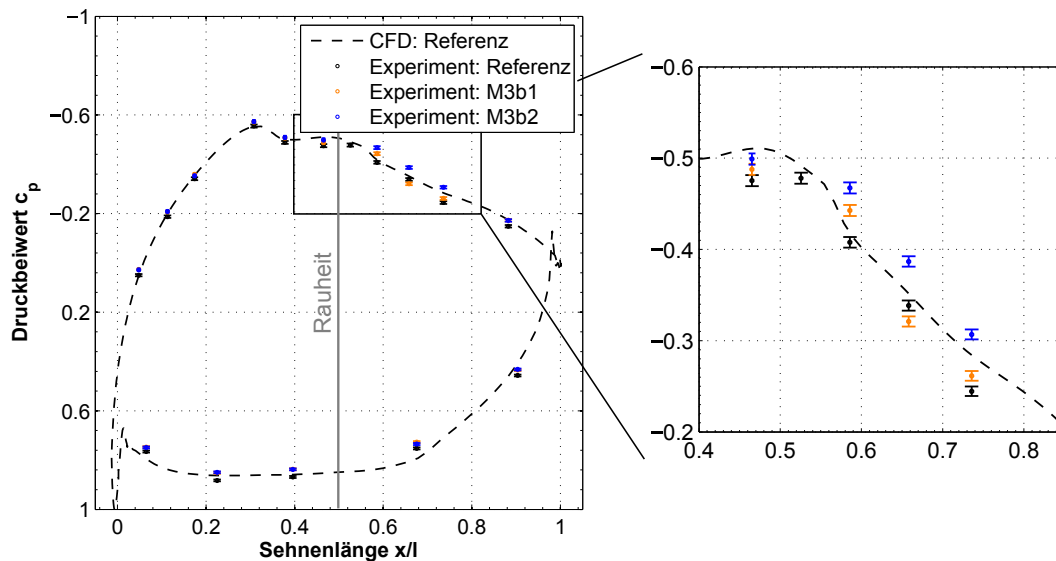


Abbildung 6.9: Profildruckverteilungen der Konfigurationen *M3b1* und *M3b2*

Die Konfigurationen *M3b1* und *M3b2* weisen im Vergleich zur glatten Referenzschaufel eine signifikante Strömungsbeeinflussung ab einer Sehnenlänge von $x/l = 0,45$ und somit im Bereich der laminaren Ablöseblase auf (siehe Abbildung 6.9). Für den Fall der geringeren Rauheitshöhe liegt eine Änderung des Druckgradienten vor. Die im Vergleich zur glatten Schaufel entgegengesetzte, nach innen zeigende Wölbung der Druckverteilung im Bereich $0,5 \leq x/l \leq 0,75$ lässt den Schluss zu, dass die Transitionsmode geändert und die laminare Ablöseblase unterdrückt wird. Eine signifikante Beeinflussung der Profildruckverteilung erfolgt auch im Fall der Konfiguration *M3b2*. Neben einer Änderung des Druckgradienten sind die Druckbeiwerte signifikant kleiner als im Fall der glatten Schaufel. Daraus folgt, dass auch im Fall der höheren Rauheit bei einer Sehnenlänge von $x/l = 0,5$ die Grenzschichttransition beeinflusst wird. Die Unterschiede in den Druckverteilungen der strukturierten Schaufeln verglichen mit der glatten Schaufel zeigen, dass eine rauheitsbedingte Änderung des Druckwiderstands vorliegt. Die Änderung des Druckwiderstands trägt zur Änderung der Profilverluste von $\frac{\Delta c}{c_0} \approx 10,54\% \pm 0,12\%$ (Konfiguration *M3b1*) sowie $\frac{\Delta c}{c_0} \approx 12,47\% \pm 0,04\%$ bei.

In Abbildung 6.10, links, sind die Druckverteilung der Konfigurationen *M4b1* und *M4b2* dargestellt. Die lokalen Rauheiten sind unmittelbar vor der letzten Profildruck-

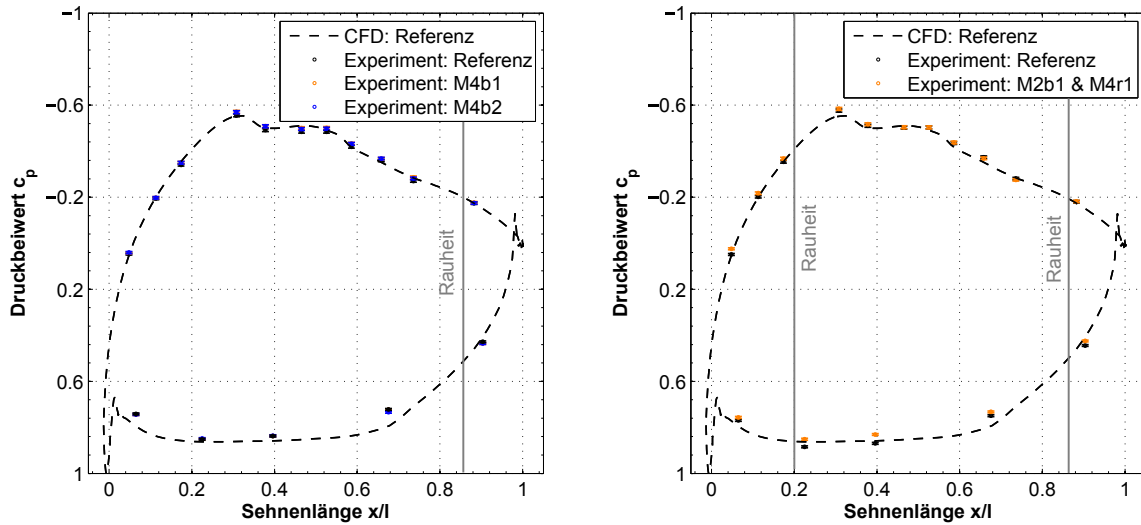


Abbildung 6.10: Profildruckverteilungen der Konfigurationen *M4b1* und *M4b2* (links) sowie *M2b1* & *M4r1* (rechts)

bohrung, die bei einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,88$ platziert ist, appliziert. Die Druckverteilungen der lokal rauhen Schaufeln sind über die gesamte Schaufeloberfläche identisch mit der Druckverteilung der glatten Referenzschaufel. Daraus folgt, dass die Erhöhung der Profilverluste von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 5,19\% \pm 0,05\%$ und $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 7,18\% \pm 0,03\%$ nicht in einer Änderung des Druckwiderstands ihre Ursache hat.

Ebenfalls keine signifikanten Unterschiede ist in der Profildruckverteilungen der Konfiguration *M2b1* & *M4r1* (siehe Abbildung 6.10, rechts) und der glatten Referenzschaufel auszumachen. Die Profildruckverteilungen der untersuchten Konfigurationen lokal rauher Turbinenschaufeln zeigen keine signifikanten Änderungen zwischen strukturierter und glatter Schaufel und bestätigen die Ergebnisse vorangegangener Untersuchungen von

- Vera et al. (2005) und Volino (2003), nach denen Oberflächenstrukturen, die im diffusiven Bereich unmittelbar hinter der Saugspitze appliziert sind, die Druckverteilung über eine Beeinflussung der laminaren Ablöseblase ändern

und

- Bammert und Sandstede (1980), Kind et al. (1996) und Zhang und Ligrani (2006), nach denen Oberflächenstrukturen im Allgemeinen einen geringen Einfluss auf die Profildruckverteilung von Turbinenschaufeln haben.

Aus den Messergebnissen folgt, dass die Änderung der Profilverluste im Wesentlichen auf eine Änderung des Reibungswiderstands zurückzuführen ist. Eine Änderung des Druckwiderstands liegt nur im Fall der Beeinflussung der ablösungsinduzierten Transition vor. Aus diesem Grund wird im Folgenden der Einfluss von Oberflächenstrukturen auf die Profildruckschicht untersucht.

6.6 Einfluss auf den Reibungswiderstand

Der Reibungswiderstand wird durch den Zustand der Grenzschicht auf der Schaufel bestimmt. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, entfallen 60% bis 70% der Profilverluste auf die saugseitige Strömung, so dass im Folgenden ausschließlich eine Betrachtung der Grenzschicht auf der Saugseite erfolgt. Der Zustand der Grenzschicht (laminar, transitionell, turbulent) wird über Anstrichbilder bestimmt. Ergänzend dazu wird an ausgewählten Konfigurationen die Grenzschicht mittels L2F vermessen. In den Anstrichbildern 6.11 bis 6.17 ist stets die Draufsicht auf die Saugseite der Schaufeln mit einer Blickrichtung normal zur Schaufelsehne dargestellt. Alle Bilder sind in Graustufen dargestellt. Zur Erhöhung des Kontrasts und damit zur leichteren Identifikation von relevanten Strömungsstrukturen sind die Schwellwerte der Farben angepasst. Die Ergebnisse der L2F-Messungen sind in den Abbildungen 6.13 und 6.15 in Form von oberflächennormalen Geschwindigkeitsprofilen des Schaufelbereichs $0,55 \leq x/l \leq 0,9$ dargestellt.

In Abbildung 6.11 ist das Anstrichbild der glatten Referenzschaufel dargestellt. Im vorderen Schaufelbereich bildet sich von der Vorderkante bis zu einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,55$ eine laminare Grenzschicht aus ①. Die maximale Beschleunigung der Strömung ist durch einen dunklen Bereich bei einer relativen Sehnenlänge von $x/l \approx 0,34$ gekennzeichnet und stimmt gut mit der Position der Saugspitze der Profildruckverteilung überein (Abbildung 6.8). Im Bereich $0,55 \leq x/l \leq 0,75$ ist eine laminare Ablöseblase zu erkennen. Es handelt sich hierbei um eine lange Ablöseblase (Hatman und Wang 1999). Diese beginnt mit der Strömungsablösung und der Ausbildung einer abgelösten, laminaren Scherschicht ②. In der laminar abgelösten Strömung setzen nach Hatman und Wang (1999) Kelvin-Helmholtz Instabilitäten ein, die den Beginn der Transition im Bereich der maximalen Dicke x_{MD} ③ der Ablöseblase auslösen. Mit Einsetzen der Transition nimmt der wandnormale Impulsaustausch zu, so dass die Strömungsablösung bei x_{anl1} zum Wiederanlegen neigt. Bei diesem Vorgang platzt die Ablöseblase auf, da der Impulsaustausch nicht ausreicht, um den positiven Druckgradienten zu überwinden (Hatman und Wang 1999). Es bildet sich ein transitionelles Gebiet ④ aus, in dem die Strömung vollständig umschlägt und turbulent wiederanlegt. Im hinteren Schaufelbereich bildet sich eine turbulente Grenzschicht ⑤ aus.

Sowohl in der laminaren Grenzschicht ① als auch in der transitionellen Grenzschicht ④ sind längliche, gleichmäßig verteilte Strukturen im Anstrichbild auszumachen. Vorangegangene Untersuchungen haben gezeigt, dass sich bei Turbulenzgraden von $Tu \approx 2,5\%$ (Lyko et al. 2011, Hourmouziadis und Hofmann 2007) bzw. $Tu = 1,45\%$ (McAuliffe und Yaras 2007) Klebanoff-Moden ausbilden. Bei Klebanoff-Moden handelt es sich um kohärente Wirbelstrukturen in der laminaren Grenzschicht, die ihre Ursache in niederfrequenten Störungen infolge hoher Turbulenzgrade der Außenströmung haben. Über die Interaktion mit nicht-viskosen Störungen in der Scherschicht begünstigen Klebanoff-Moden die Transition in abgelösten Strömungen. Nach dem Wiederanlegen der Strömung bleiben gemäß McAuliffe und Yaras (2007) die kohärenten Wirbelstrukturen in der turbulenten Grenzschicht enthalten und klingen erst mit zunehmender Lauflänge ab. Dabei erhöhen sie die turbulente kinetische Energie im äußeren Bereich der Grenzschicht. In Abbildung 6.11 sind im Bereich $0,75 \leq x/l \leq 0,84$ auch in der turbulenten Grenzschicht

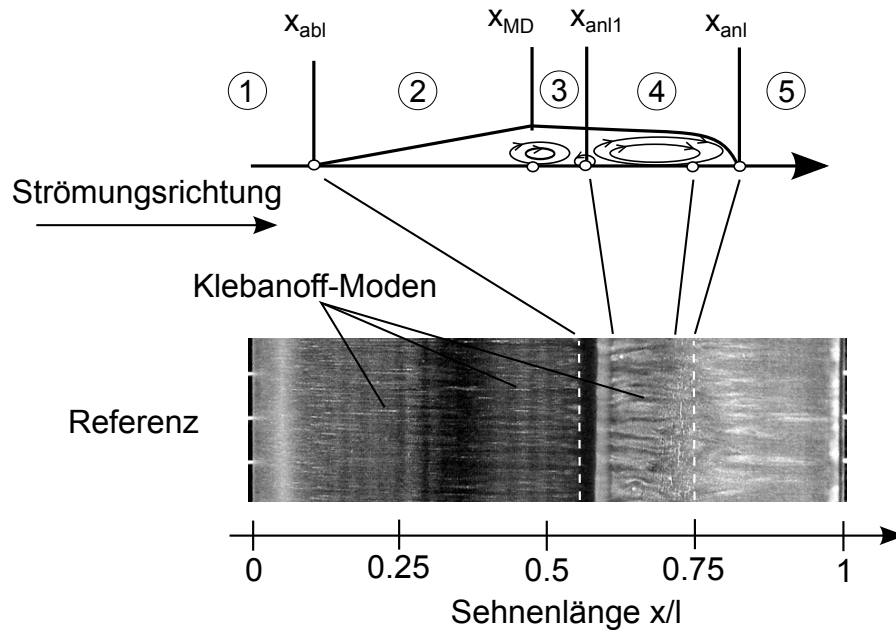


Abbildung 6.11: Anstrichbild der Saugseite der glatten Referenzschaufel, Skizze der Ablöseblase nach Hatman und Wang (1999)

längliche Strukturen zu erkennen, die in ihrer Breite und Verteilung den Strukturen im Bereich der Ablösung zugeordnet werden können. Aus diesem Grund sowie wegen des hohen Turbulenzgrads von $Tu = 4,5\%$ im GWK wird davon ausgegangen, dass es sich bei den Strukturen in der laminaren und transitionellen Grenzschicht um Klebanoff-Moden handelt.

Die wandnormalen Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht im hinteren Schaufelbereich $0,55 \leq x/l \leq 0,9$ der verschiedenen Konfigurationen mit Oberflächenrauheiten sind jeweils mit den Geschwindigkeitsprofilen der glatten Referenzschaufel dargestellt. Der Grenzschichtrand δ_{99} kennzeichnet die Höhe, an der die Geschwindigkeit in der Grenzschicht um weniger als 1% vom Wert der Außenströmung abweicht. Am Beispiel der glatten Referenzschaufel ist zu erkennen, dass Messungen in der Ablöseblase nicht möglich sind. Dies ist auf eine nicht ausreichende Anzahl von Tracerpartikeln sowie der Rückströmung zurückzuführen. Die Ablöseblase sorgt für eine lokale Aufdickung der Grenzschicht im Bereich $0,55 \leq x/l \leq 0,75$. Hinter dem Wiederanlegepunkt ist eine weitere Reduktion der Grenzschichtdicke bis zu einer relativen Sehnenlänge von $x/l = 0,8$ zu erkennen, die auf das durch die Klebanoff-Moden verursachte Abklingen der kohärenten Strukturen zurückgeht. Die turbulente Grenzschicht ist durch eine deutliche Aufdickung der Grenzschicht gekennzeichnet. Diese ist mit $\delta_{99,x/l=0,9} = 0,757$ mm um 9% dicker als die Grenzschicht im Bereich der Ablöseblase mit $\delta_{99,x/l=0,65} = 0,694$ mm.

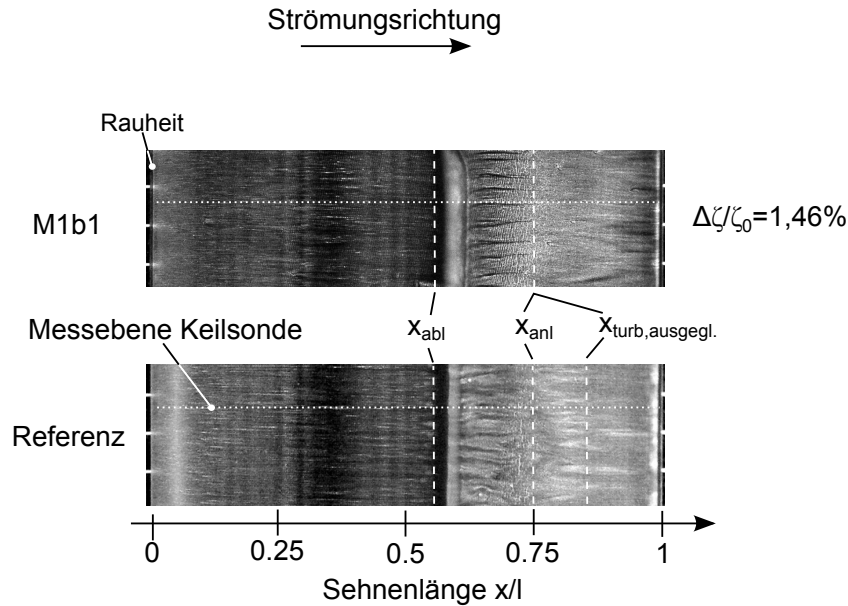


Abbildung 6.12: Anstrichbild der Konfiguration *M1b1* mit Rauheiten an der Vorderkante

6.6.1 Rauheits-induzierte Beeinflussung der Grenzschichttransition

Die Störungen, die durch Oberflächenrauheiten an der Vorderkante in die Grenzschicht eingebracht werden, sind äußerst klein und führen zu keiner signifikanten Beeinflussung der Grenzschichtströmung. Wie Abbildung 6.12 entnommen werden kann, sind die Längen der laminaren und der turbulenten Grenzschicht identisch mit denen der glatten Referenzschaufel. In der laminaren und transitionellen Grenzschicht bilden sich Klebanoff-Moden aus, die ihre Ursache jedoch im hohen Turbulenzgrad der Außenströmung und nicht in den Oberflächenstrukturen an der Vorderkante haben. Die Grenzschichttransition erfolgt über eine laminare Ablöseblase im Bereich $0,55 \leq x/l \leq 0,75$. Die Erhöhung der Profilverluste um $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 1,46\% \pm 0,026\%$ hat ihre Ursache in einer turbulenten Grenzschicht. Während bei der glatten Referenzschaufel noch ein Abklingen der kohärenten Strukturen zu erkennen ist, ist die Grenzschicht der Konfiguration *M1b1* beim Wideranlegen und damit deutlich früher voll ausgebildet ist. Der wandnormale Impulsaustausch ist in der voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht größer als in der nicht voll ausgebildeten Grenzschicht. Durch die größere Lauflänge der voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht ist der integrale, wandnormale Impulsaustausch größer, so dass der Reibungswiderstand und somit die Profilverluste erhöht werden.

Lokale Oberflächenstrukturen bei einer Sehnenlänge von $x/l = 0,2$ führen zu einer deutlichen Beeinflussung der laminaren Grenzschicht. Ausgehend von den Oberflächenstrukturen bilden sich in Strömungsrichtung orientierte Strukturen in der Grenzschicht aus, die stärker ausgeprägt sind als die Klebanoff-Moden der glatten Referenzschaufel (siehe Abbildung 6.13). Die Störungen weisen bis zum Ort der maximalen Beschleunigung bei $x/l = 0,35$ eine nahezu konstante Breite auf. Im stromabwärts liegenden

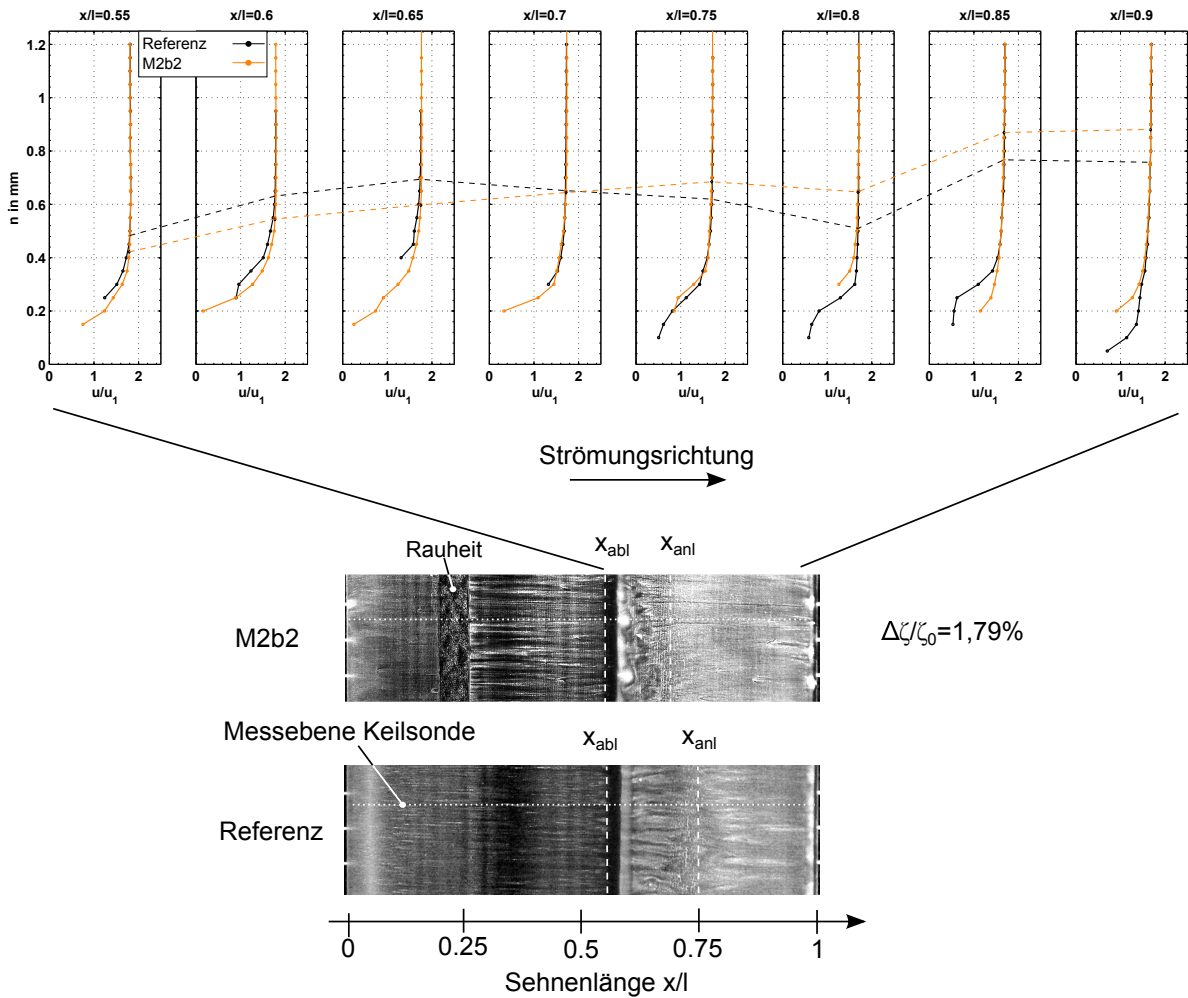


Abbildung 6.13: Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration *M2b2*, Rauheiten bei $x/l = 0, 2$

Bereich mit einer verzögerten Strömung nehmen sie an Breite zu und wachsen bis zur Ablöseblase zusammen. In Abbildung 6.13 ist gut die dämpfende und anfachende Wirkung der beschleunigten bzw. verzögerten Strömung zu erkennen. Der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag erfolgt auch für Schaufeln mit lokalen Rauheiten bei $x/l = 0, 2$ über eine laminare Ablöseblase, die in ihrer Ausdehnung jedoch signifikant beeinflusst wird. Die Verlustreduzierung von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx -0,98\% \pm 0,06\%$ ist die Folge einer Verkleinerung der Ablöseblase in Strömungsrichtung um 5% (Konfiguration *M2b1*). Durch die höhere Rauheit der Konfiguration *M2b2* wird die Ablöseblase in ihrer Ausdehnung um 28% reduziert. Gleichzeitig nimmt die Länge der turbulenten Grenzschicht zu. Wie aus den Geschwindigkeitsmessungen ersichtlich wird (Abbildung 6.13), dickt die Grenzschicht nahezu monoton nach dem Wiederanlegen aufgrund eines höheren wandnormalen Impulsaustauschs auf. Im Bereich der Hinterkante ist die Grenzschicht 5,6% dicker als bei der glatten Referenzschaufel. Dies führt trotz einer deutlichen Reduzierung der Ablösung zu einer Verlusterhöhung von $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 1,79\% \pm 0,03\%$.

6.6 Einfluss auf den Reibungswiderstand

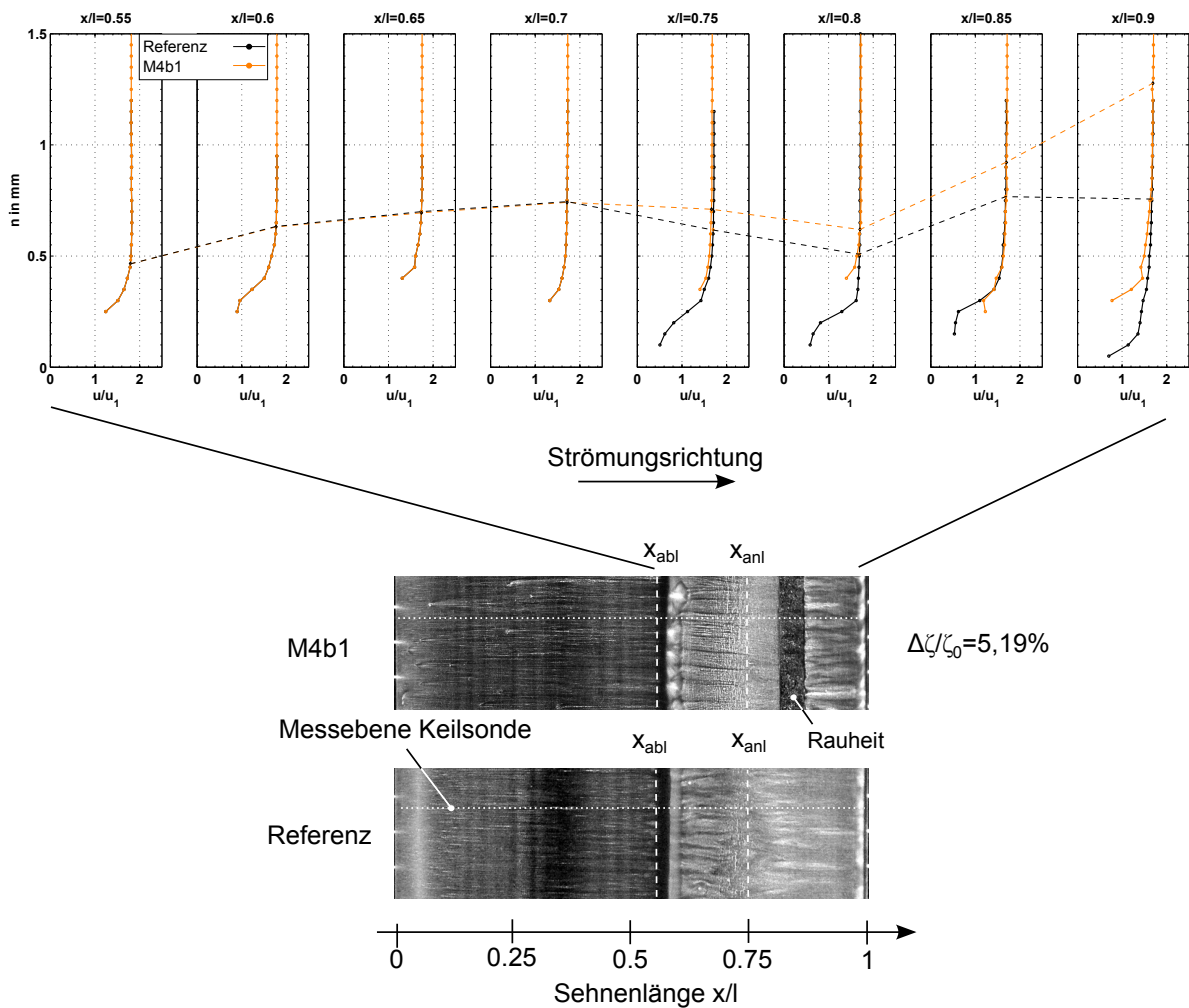


Abbildung 6.15: Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration *M4b1*

der turbulenten Grenzschicht verzeichnete. Die Verlusterhöhung hat ihre Ursache in einer Beeinflussung der turbulenten Grenzschicht. Wie im Anstrichbild der Konfiguration *M4b1* zu erkennen ist (siehe Abbildung 6.15), bilden sich in der turbulenten Grenzschicht stromabwärts der Oberflächenrauheit längliche, in Strömungsrichtung orientierte Strukturen aus. Diese lassen sich in ihrer Form und Verteilung einzelnen Elementen der applizierten Oberflächenrauheit zuordnen. Im Bereich der länglichen Strukturen bei $0,85 \leq x/l \leq 0,9$ dickt die turbulente Grenzschicht im Vergleich zur glatten Referenzschaufel wesentlich stärker auf (siehe Abbildung 6.15). Aus den Messergebnissen folgt, dass durch die Oberflächenrauheiten die Strömung in der turbulenten Grenzschicht signifikant beeinflusst wird. Das Aufdicken der Grenzschicht um ca. 40% im Bereich der Schaufelhinterkante geht auf einen stark gestiegenen Impulsaustausch normal zur Wand zurück. Durch die Vermischung von impulsarmen mit impulsreichen Fluid steigt der Reibungswiderstand und somit der Profilverlust um $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 5,19\% \pm 0,05\%$ (Konfiguration

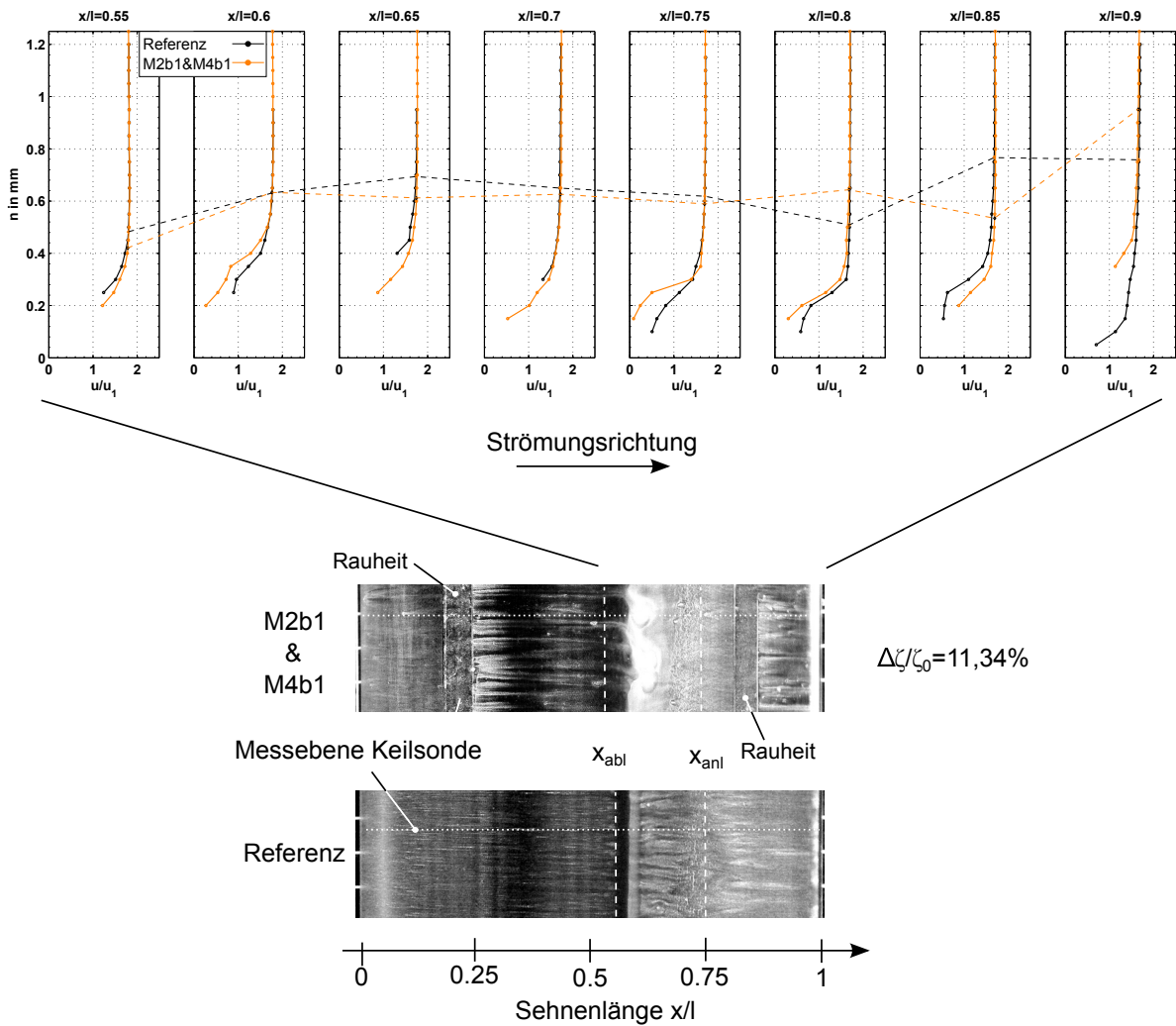


Abbildung 6.17: Anstrichbild und Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht der Konfiguration *M2b1* & *M4b1* mit komplexen Oberflächenstrukturen

der Profilverlust zum Tragen kommen. Rauheiten in der laminaren Grenzschicht induzieren Störungen, die abhängig vom lokalen Zustand der Grenzschicht gedämpft oder angefacht werden und somit die Transition beeinflussen. Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht führten zu einer Erhöhung des wandnormalen Impulsaustauschs und somit zu einer erhöhten Dissipation von Energie. Vor dem Hintergrund einer lokalen und damit effizienten und kostengünstigen Reparatur von Turbinenschaufeln ist die Berücksichtigung der lokalen Strömungsverhältnisse auf der Turbinenschaufel entscheidend. Rauheiten im Bereich der beschleunigten Strömung wirken sich kaum aus, während Rauheiten in der verzögerten Strömung einen signifikanten Einfluss haben. Daher ist eine Wiederherstellung einer guten Oberflächengüte in diesem Bereich äußerst wichtig.

6.7 Gekoppelter Einfluss von Oberflächenrauheiten und Druckgradient auf die Profilverluste

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass Oberflächenrauheiten im Wesentlichen einen Einfluss auf den Reibungswiderstand haben und der Einfluss auf den Druckwiderstand vernachlässigbar gering ist. Die Änderung des Reibungswiderstands ist dabei einer Beeinflussung der Transitionslage und -mode sowie einer erhöhten Dissipation von Energie infolge höherer Schubspannungen durch Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht zuzuschreiben. Aus den Ergebnissen wird die Bedeutung des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags deutlich. Untersuchungen zur Grenzschichttransition an ebenen Platten haben gezeigt, dass sowohl der Druckgradient (Abu-Ghannam und Shaw 1980) als auch die Oberflächenrauheit (McIlroy und Budwig 2007, Stripf 2007) einen Einfluss auf die Transition haben. Um den Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Transition unter turbomaschinenähnlichen Strömungsbedingungen zu erfassen, werden im diesem Abschnitt nur die Oberflächenrauheiten betrachtet, die im Bereich der laminaren Grenzschicht appliziert sind.

Der Rauheitseinfluss auf die Transition wird über die Reynolds-Zahl $Re_{end} = \frac{l_{end} \cdot u_1}{\nu_1}$ bewertet, für welche die Transition abgeschlossen ist. Das Transitionsende wird aus den Anstrichbildern der verschiedenen Konfigurationen bestimmt. Der Druckgradient der Strömung wird über den Beschleunigungsparameter K (Gleichung 2.22) erfasst. Dieser wird gebildet über den Mittelwert von K über eine Schaufeloberfläche von $s = 4$ mm direkt stromabwärts der jeweiligen lokalen Oberflächenrauheit.

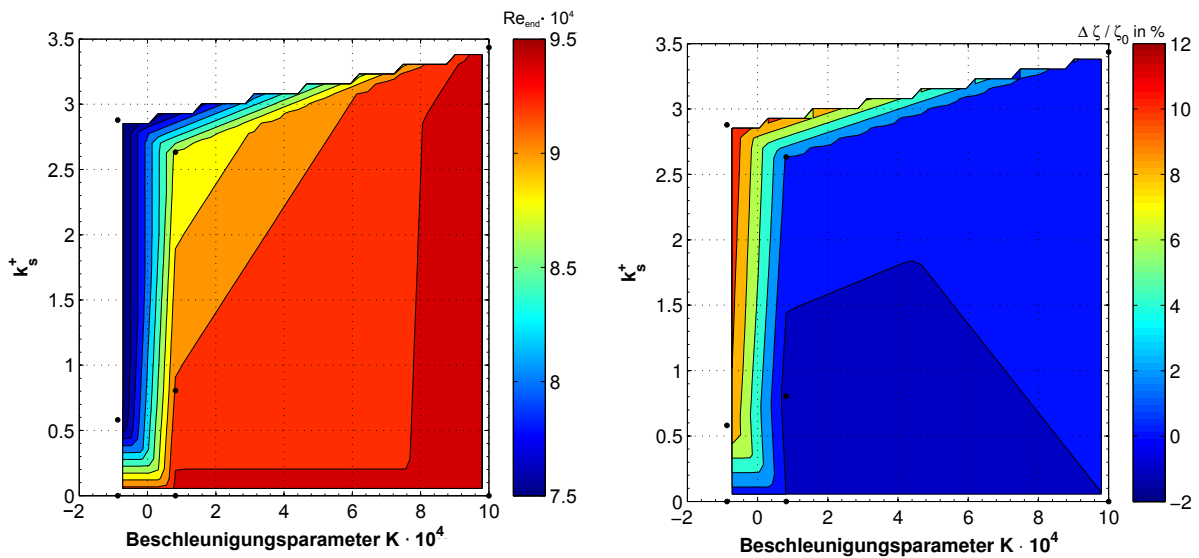


Abbildung 6.18: Reynolds-Zahl am Transitionsende Re_{end} (links) und Totaldruckverluständerung $\frac{\Delta \zeta}{\zeta_0}$ (rechts) in Abhängigkeit der Rauheitshöhe k_s^+ und des Beschleunigungsparameters K

In Abbildung 6.18 ist die Reynolds-Zahl Re_{end} in Abhängigkeit vom Beschleunigungsparameter K und der Rauheitshöhe k_s^+ dargestellt. Es ist der Trend zu erkennen, dass die

6.7 Gekoppelter Einfluss von Oberflächenrauheiten und Druckgradient auf die Profilverluste

Reynolds-Zahl Re_{end} mit einer abnehmenden Beschleunigung der Strömung sowie mit einer steigenden Rauheitshöhe abnimmt. Unter sonst gleichen Strömungsbedingungen ist die auf Störungen stabilisierende Wirkung der beschleunigten Strömung im vorderen Schaufelbereich mit $K \geq 2 \cdot 10^{-4}$ gut zu erkennen. Für die Reynolds-Zahl Re_{end} ist nahezu keine Abhängigkeit von der Rauheitshöhe in diesem Bereich zu erkennen, sofern die Rauheitshöhe $k_s^+ \leq 2,7$ ist. Im Gegensatz dazu besteht eine starke Sensitivität von Re_{end} gegenüber der Oberflächenrauheiten im Bereich $-1 \cdot 10^{-4} \leq K \leq 1 \cdot 10^{-4}$. Bereits für kleine Rauheitshöhen ist eine signifikante Verlagerung des Transitionsendes stromaufwärts zu erkennen. Durch die geringe Beschleunigung der Strömung ist die dämpfende Wirkung sehr gering und es kommt zu einer Destabilisierung der Grenzschicht. Im Bereich der verzögerten Strömung erfahren die Störungen eine Anfachung, so dass die Transition signifikant beeinflusst wird und im Vergleich zu glatten Schaufel weiter stromaufwärts abgeschlossen ist.

Der Vergleich der Reynolds-Zahl Re_{end} mit der in Abbildung 6.18, rechts, dargestellten, experimentell bestimmten und in Abschnitt 6.3 dargestellten Änderung des Totaldruckverlusts zeigt, dass die Verluständerung mit dem Ende der Transitionslage sehr gut korreliert. So ergibt sich die stärkste Verlusterhöhung für die geringsten Reynolds-Zahlen Re_{end} . Daraus folgt, dass die Verlusterhöhung von Oberflächenrauheiten in der laminaren Grenzschicht ausschließlich auf die Beeinflussung der Transition zurück zu führen ist.

Für die in Abschnitt 6.3 gemachten Beobachtungen der Änderung des Totaldruckverlusts ergeben sich folgende physikalische Begründungen:

1. Die Erhöhung des Totaldruckverlusts durch Rauheiten an der Vorderkante um $\frac{\Delta\zeta}{\zeta_0} \approx 1,46\% \pm 0,026\%$ geht auf eine Beeinflussung der Transition zurück. Rauheitsinduzierte Störungen in der laminaren Grenzschicht führen zu einer früher voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht. Dabei sind die Störungen jedoch nicht stark genug, um die Ausdehnung der laminaren Ablöseblase zu beeinflussen.
2. Rauheiten bei einer Sehnenlänge von $x/l = 0,2$ induzieren Störungen in die Grenzschicht. Diese haben einen signifikanten Einfluss auf die Ausdehnung der laminaren Ablöseblase und die Ausbildung der turbulenten Grenzschicht. Für Rauheiten mit $k_s^+ = 0,8$ ergibt sich durch einer Verkleinerung der laminaren Ablöseblase eine Verlustreduzierung. Ein früheres Wiederanlegen der Strömung ist auch für Rauheiten mit einer Höhe von $k_s^+ = 2,63$ zu verzeichnen, jedoch führen die Rauheitsinduzierten Störungen zu einer früher voll ausgebildeten turbulenten Grenzschicht und somit zu einer Verlusterhöhung.
3. Störungen, die durch Rauheiten bei $x/l = 0,5$ in die Grenzschicht induziert werden, erfahren aufgrund des vorherrschenden positiven Druckgradienten keine Dämpfung sonder eine Anfachung. Dies führt zu einer vollständigen Unterdrückung der laminaren Ablöseblase und dem Wechsel der Transitionsmode in die Bypass-Transition. Dies führt zu einer signifikanten Vergrößerung der turbulenten Lauflänge und damit zu einem starken Verlustanstieg.

6 *Integrales aerodynamisches Verlustverhalten*

4. Oberflächenstrukturen in der turbulenten Grenzschicht haben keinen Einfluss auf die Transition, erhöhen jedoch die Dissipationsverluste in der turbulenten Grenzschicht.

7 Numerische Strömungssimulationen

Im Rahmen dieser Arbeit kommt der freie Strömungslöser OpenFOAM (**O**pen **S**ource **F**ield **O**peration **A**nd **M**anipulation) in der Version 2.1.1 für die Durchführung Direkter Numerischer Simulationen (DNS) inkompressibler und vollturbulenter Strömungen zum Einsatz. Im Gegensatz zu RANS-Simulationen bietet die DNS den Vorteil, dass auf eine Transitions- und Turbulenzmodellierung verzichtet werden kann und es somit keine Modellierungsfehler in der Strömungslösung gibt. Dies führt jedoch zu dem Nachteil, dass der Berechnungsaufwand wesentlich höher als bei RANS-Simulationen ist. Als Anforderung an die DNS ergibt sich die Auflösung des Kolmogorov'schen-Längenmaßes und des Kolmogorov'schen Zeitmaßes. Bedingt durch die hohen Anforderungen an die räumliche und zeitliche Diskretisierung besteht die Rechendomäne in dieser Arbeit aus einem ebenen Kanal. Durch zyklische Randbedingungen in Hauptströmungs- und Spannweitenrichtung ergibt sich ein Kanal mit einer unendlichen Ausdehnung. Die obere und untere Kanalwand sind feste Wände. Um den Einfluss von Rauheiten zu untersuchen, wird die untere Wand des Kanals mit verschiedenen Rauheiten versehen, während die obere Kanalwand immer glatt ist und als Referenz dient.

7.1 Allgemeine Bewegungsgleichungen

Die Basis für die numerischen Strömungssimulationen bilden die, wie von Ferziger und Peric (2008) beschrieben, aus dem Reynolds'schem Transport Theorem abgeleiteten Erhaltungsgleichungen der Masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (7.1)$$

des Impulses

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho k_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (7.2)$$

und der Energie

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i e)}{\partial x_i} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (7.3)$$

Der Spannungstensor τ_{ij} kann unter der Annahme, dass es sich um ein Newton'sches Fluid handelt und unter Abspaltung des Drucks mit Hilfe der Stokes'schen Hypothese wie folgt geschrieben werden:

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (7.4)$$

7 Numerische Strömungssimulationen

Mit der Annahme, dass die einzig vorkommende Körperkraft gleich der Schwerkraft ist ($k_i = g_i$) und durch Einsetzen von Gleichung 7.4 in die Gleichungen 7.1 - 7.3 ergeben sich die allgemeinen Navier-Stokes-Gleichungen. Diese sind der Ausgangspunkt aller im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Strömungsberechnungen. Es steht somit ein Gleichungssystem nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung zur mathematische Modellierung der Strömung zur Verfügung. Zur Schließung des Gleichungssystems werden Zustandsgleichungen benötigt. Das in dieser Arbeit betrachtete Fluid ist Luft, welches in guter Näherung als ideales Gas betrachtet werden kann. Somit gilt für den Druck

$$p = \rho R_s T \quad (7.5)$$

mit $R_s = 287,06 \text{ J}/(\text{kg K})$ und für die innere Energie mit $c_v = 717,65 \text{ J}/(\text{kgK})$

$$e = c_v T . \quad (7.6)$$

Die Viskosität des Fluids wird über einen Ansatz nach Sutherland (1893) für ein ideales Gas wie folgt bestimmt:

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T_o + T_s}{T + T_s} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} . \quad (7.7)$$

Für Luft entsprechen die Konstanten in Gleichung 7.7:

$$T_s = 110,4 \text{ K} \quad T_0 = 273,15 \text{ K} \quad \mu_0 = 1,7198 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s} . \quad (7.8)$$

Die Wärmeleitfähigkeit des Fluids liefert folgende Beziehung für k_F :

$$k_F = c_p \frac{\mu}{Pr} \quad \text{mit } c_p = 1005 \text{ m}^2/\text{s}^2\text{K} \quad \text{und } Pr = 0,7 . \quad (7.9)$$

7.2 Eigenschaften der Turbulenz

Die Mehrzahl der technisch relevanten Strömungen, so auch in Turbomaschinen, ist turbulent. Turbulente Strömungen stellen eine komplexe Fluid-Bewegung dar, die sich durch eine räumliche und zeitliche Schwankung der Strömungsgrößen über einen großen Amplituden- und Frequenzbereich auszeichnet. Es folgt daraus, dass turbulente Strömungen grundsätzlich instationär und dreidimensional sind. Der Transport von Energie erfolgt in turbulenten Strömungen kaskadenartig von großen zu kleinen Skalen, d.h. von großen zu kleinen Wirbeln, bis sie letztlich in Wärme dissipiert. Zur Verdeutlichung dient Abbildung 7.1, in der die Spektralfunktion E der turbulenten Energie in Abhängigkeit von der Wellenzahl der turbulenten Wirbel κ_T , die der Wirbelgröße entspricht, dargestellt ist. Die charakteristischen Größen sind das integrale, turbulente Längenmaß der größten Wirbel l_T und die Kolmogorov-Länge zur Beschreibung der kleinsten Wirbel l_K . Es ist zu erkennen, dass die maximale Energie der Wirbel im Produktionsbereich der turbulenten kinetischen Energie vorliegt und mit steigender Wellenzahl abnimmt. Im Produktionsbereich erfolgt die Erzeugung von Turbulenz über die Energiezufuhr durch äußere Arbeit. Im Inertialbereich hingegen erfolgt die Energieübertragung maßgeblich von großen zu kleinen Wirbeln. Die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie in

7.3 Diskretisierung und Lösung der Bewegungsgleichung in OpenFOAM

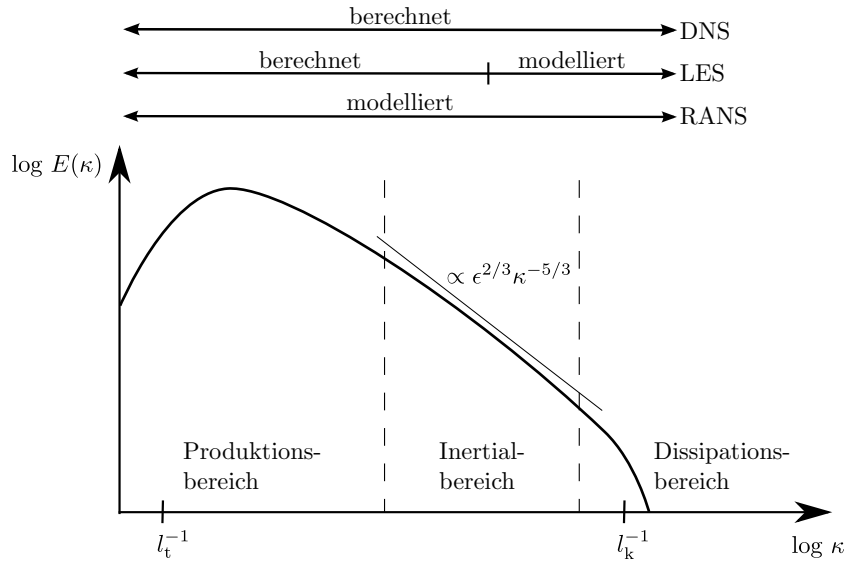


Abbildung 7.1: Energiespektrum der isotropen Turbulenz (Herbst et al. 2013, Scholz et al. 2009)

innere Energie und somit in Wärme ist ein Resultat der dominierenden molekularen Viskosität im Dissipationsbereich. Im Falle einer statistisch stationären Turbulenz ist die Dissipation gleich der von außen zugeführten Energie. Es herrscht somit ein Gleichgewicht im Energieaustausch und es gilt die Theorie der Kolmogorov'schen Energiekaskade. Für das Kolmogorov-Längenmaß gilt nach Fröhlich (2006) mit der Dissipation ϵ und der kinematischen Viskosität ν

$$l_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (7.10)$$

das zeitliche Maß

$$t_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7.11)$$

und für das Geschwindigkeitsmaß

$$v_K = (\nu\epsilon)^{\frac{1}{4}}. \quad (7.12)$$

Die großen Wirbel sind über das integrale, turbulente Längenmaß direkt mit der Geometrie des Strömungsgebiets verknüpft. Somit können sie eine Orientierung je nach Geometrie aufweisen. Für die kleinskaligen Wirbel ist dies aufgrund des kaskadenartigen Energietransports nicht der Fall. Diese Unabhängigkeit der kleinen Skalen wird als Lokalisotropie bezeichnet.

7.3 Diskretisierung und Lösung der Bewegungsgleichung in OpenFOAM

Die räumliche Diskretisierung erfolgt in OpenFOAM mit einem Finite-Volumen-Verfahren mit polyhedralen Netzzellen beliebiger Form (siehe Abbildung 7.2). Für alle Netzzellen

gilt, dass die Strömungsgrößen für den Zellmittelpunkt P berechnet werden. Zur Lösung der Erhaltungsgleichungen werden diese zunächst in die generische Form überführt. Die Differentialform der generischen Erhaltungsgleichung für eine beliebige Größe ϕ ergibt sich zu (Ferziger und Peric 2008):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\mathbf{U}\phi) - \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) = S_\phi(\phi) \quad (7.13)$$

Die vier Terme stellen die zeitliche Änderung von ϕ , die konvektiven und diffusiven Flüsse von ϕ sowie $S_\phi(\phi)$ die Quellen und Senken dar. Es wird die Annahme einer zeitlich und räumlich linearen Änderung von ϕ getroffen. Die konvektiven und diffusiven Flüsse der Bewegungsgleichungen werden mit einem Gauß-Verfahren zweiter Ordnung und einem linearen Zentrale-Differenzen Interpolationsverfahren vom Zellkern zur Zellfläche approximiert. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt mit einem Finite-Differenzen-Rückwärtsverfahren zweiter Ordnung. Damit ergibt sich die linearisierte Bewegungsgleichung in OpenFOAM zu (OpenFOAM Foundation 2013)

$$\frac{\frac{3}{2}\phi^n - 2\phi^{n-1} + \frac{1}{2}\phi^{n-2}}{\Delta t} V_P + \sum_f F\phi_f - \sum_f (\Gamma_\phi)_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_f = S_u V_P + S_p V_P \phi \quad (7.14)$$

Das lineare Gleichungssystem der zeitlich und räumlich diskretisierten Erhaltungsgleichungen wird mit verschiedenen Verfahren für den Druck und die Geschwindigkeit gelöst. Die Lösung der linearisierten Gleichung für den Druck erfolgt mit dem Verfahren der konjugierten Gradienten mit unvollständiger Cholesky-Vorkonditionierung. Zur Lösung der Gleichung für die Geschwindigkeit kommt das Verfahren der bikonjugierten Gradienten zum Einsatz, das mit einer unvollständigen LU-Zerlegung zur Beschleunigung vorkonditioniert wird. Die Toleranz der Gleichungslöser wird in dieser Arbeit mit einem Wert von $1 \cdot 10^{-6}$ vorgegeben. Zu Beginn eines jeden Iterationsschrittes wird das Residuum berechnet und mit dem der vorangegangenen Iteration verglichen. Fällt das Residuum unter die Toleranz der Gleichungslöser, so gilt die Lösung als konvergiert. Die Korrektur des Druckterms erfolgt über den PISO-Algorithmus (**P**ressure-**I**mplicit **S**plit-**O**perator) nach Issa (1985).

Das Softwarepaket OpenFOAM beinhaltet eine Vielzahl von Strömungslösern für verschiedene Strömungsformen (laminar, turbulent, stationär, instationär,...). Die Berechnungen in dieser Arbeit werden mit dem Strömungslöser *channelFoam* durchgeführt. *channelFoam* ist ein Strömungslöser für Large Eddy Simulationen (LES) von inkompressiblen Kanalströmungen. Der Vorteil dieses Strömungslöser besteht darin, dass der durch die Reibung bedingte Druckverlust in der Kanalströmung ausgeglichen wird. Aus diesem Grund wird durch den Strömungslöser *channelFoam* nach Beendigung der PISO-Schleife ein Druckgradient auf die Strömung aufgeprägt, der den Druckverlust ausgleicht und so die mittlere Strömungsgeschwindigkeit konstant hält. Obwohl es sich bei *channelFoam* um einen LES-Strömungslöser handelt, eignet er sich mit den entsprechenden Einstellungen (siehe Anhang E) auch für die Durchführung von Direkten Numerischen Simulationen.

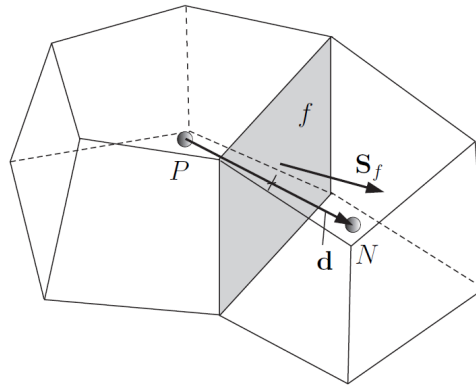


Abbildung 7.2: Parameter der Finite-Volumen Diskretisierung (OpenFOAM Foundation 2013)

7.4 Rechendomäne und Simulationszeit

Die Rechendomäne hat einen erheblichen Einfluss auf die Simulationszeit und die Qualität der Simulationen. Durch eine zu kleine Rechendomäne besteht die Gefahr, dass die kohärenten Strukturen der turbulenten Grenzschicht (Abschnitt 2.2.1) nicht vollständig aufgelöst werden und somit eine Beeinflussung der Strömung durch die Domäne erfolgt. Wird die Rechendomäne hingegen zu groß gewählt, werden zwar die kohärenten Strukturen vollständig aufgelöst, jedoch steigt die Rechenzeit durch die größere Domäne stark an. Ziel ist es daher, die Größe der Domäne so zu wählen, dass diese bei gleichzeitig geringer Simulationszeit eine gute Auflösung der kohärenten Strukturen ermöglicht.

Cui et al. (2003a) haben in ihren Large-Eddy-Simulationen eine Rechendomäne der Größe $L_x \times L_y \times L_z = 4\delta \times 2\delta \times 2\delta$ (Länge \times Breite \times Höhe) genutzt. Die Direkten Numerischen Simulationen von Moser et al. (1999) wurden an einer Domäne der Größe $L_x \times L_y \times L_z = 4\pi\delta \times \frac{4}{3}\pi\delta \times 2\delta$ durchgeführt, während Ashrafian et al. (2004) eine Domäne der Größe $L_x \times L_y \times L_z = 6,528\delta \times 2\delta \times \pi\delta$ für ihre DNS nutzten. Da die Domänengröße von Ashrafian et al. (2004) zwischen der von Moser et al. (1999) und Cui et al. (2003a) gewählten Größe liegt, wird in dieser Arbeit die Domänengröße in Anlehnung an Ashrafian et al. (2004) gewählt, so dass diese für einen ebenen glatten Kanal $L_x \times L_y \times L_z = 6\delta \times 2\delta \times 3\delta$ beträgt. Abhängig von den simulierten Oberflächen kann dabei die Breite L_z und die Länge L_x der Domäne leicht abweichen. Die Höhe der Domäne beträgt in allen Simulationen $L_y = 2\delta$. Das Netz besitzt in allen Simulationen einen Wandabstand von $\Delta y_w^+ = 0,4$ und eine Wachstumsrate in wandnormaler Richtung von 5%. In Hauptströmungsrichtung und Spannweitenrichtung ist das Netz uniform (siehe Abbildung 7.3).

Die Größe der Rechendomäne wird im folgenden Kapitel 8 in dimensionsbehafteten Größen mit der Einheit m angegeben. Bei einer Reynolds-Zahl von $Re_\tau = 180$ und einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von $u_b = 1\text{m/s}$ entspricht eine Kanallänge von $x = 3$ m einer dimensionslosen Kanallänge von $x^+ = 1080$ und ist somit groß genug, um die größten auftretenden kohärenten Strukturen aufzulösen. Vergleichbar zu der aerodyna-

7 Numerische Strömungssimulationen

mischen Skalierung der Oberflächenstrukturen für die Untersuchungen im Gitterwindkanal (siehe Kapitel 6) erfolgt auch für die Durchführung der Direkten Numerischen Simulationen eine aerodynamische Skalierung. So wird erreicht, dass die Rauheitshöhe k_s^+ in der DNS gleich der dimensionslosen Höhe der Rauheiten auf der Turbinenschaufel ist.

Der Zeitschritt wird so gewählt, dass die Stabilitätsbedingung mit einer Courant-Friedrich-Zahl von $CFL < 1$ in allen Zeitschritten erfüllt ist. Um zusätzlich die Qualität der Simulationen zu erhöhen, wird der Zeitschritt so angepasst, dass die maximale Courant-Friedrich-Zahl $CFL_{max} \leq 0,7$ und die mittlere Courant-Friedrich-Zahl $\overline{CFL} \leq 0,3$ ist. Für eine Auswertung der mittleren Strömungsgrößen ist die Mittelung der Strömungsgrößen über einen ausreichend großen Zeitraum notwendig. Die Mittelungszeit ist in dimensionsloser Form durch t^+ gegeben:

$$t^+ = \frac{t \cdot \bar{u}}{\delta} \quad (7.15)$$

Die minimale Mittelungszeit der durchgeführten Simulationen beträgt $t^+ = 528$. Diese ist nach Peet et al. (2008) für eine statistische Auswertung der Simulationen ausreichend.

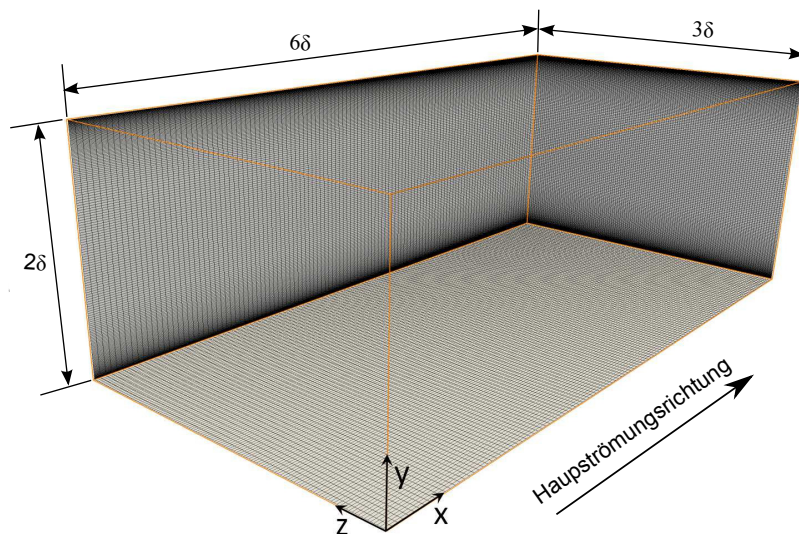


Abbildung 7.3: Rechendomäne und -netz der Direkten Numerischen Simulation einer ebenen Kanalströmung

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

Im vorangegangenen Kapitel 6 wurde gezeigt, dass das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln maßgeblich von den Dissipationsverlusten abhängt. Neben der Verlusterhöhung infolge einer Transitionspunktverschiebung zeigt sich, dass Oberflächenrauheiten in der turbulenten Grenzschicht besonders schädlich sind. Zur Identifizierung der lokalen Wechselwirkungen zwischen Oberflächenstrukturen und wandnaher, turbulenter Strömung, die zur Verlusterhöhung führen, werden im Rahmen dieser Arbeit Direkte Numerische Simulationen durchgeführt. Dazu werden vier unterschiedliche Oberflächentopographien betrachtet, die charakteristisch für betriebsbeanspruchte und regenerationsspezifische Oberflächen sind.

8.1 Untersuchte Oberflächenstrukturen

Die Wechselwirkung zwischen Oberflächenrauheiten und wandnahe Fluid wird an folgenden vier verschiedenen Oberflächenstrukturen untersucht:

- *betrieb.*: Oberflächenstruktur infolge Betriebsbeanspruchung
- *reg., Nr. 4*: reale Oberflächenstruktur infolge spanender Bearbeitung, Vorschubrichtung des Fräses parallel zur Strömungsrichtung
- *reg., Nr. 4_{ideal}*: ideale Oberflächenstruktur infolge spanender Bearbeitung aus kinematischer Frässimulation, Vorschubrichtung des Fräses parallel zur Strömungsrichtung
- *reg., Nr. 6_{ideal}**: ideale Oberflächenstruktur infolge spanender Bearbeitung aus kinematischer Frässimulation, Vorschubrichtung des Fräses 45° zur Strömungsrichtung

Die untersuchte betriebsbeanspruchte Oberfläche wird aus einer realen Topographie abgeleitet, die bei einer Sehnenlänge von $x/l = 0,85$ gemessen wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Oberflächentopographien 11 von simulierten Fräsprozessen mit unterschiedlichen Einstellparametern parametrisiert (siehe Abschnitt 4.4.1). Aus diesem Satz an Oberflächenstrukturen werden die Oberflächen Nr. 4 und Nr. 6 gewählt (siehe Tabelle D.1). Die Struktur *reg., Nr. 4* wird gewählt, da es sich hierbei um eine für aktuelle Parameter von Zerspanprozessen repräsentative Topographie handelt. Da sich die Oberflächentopographie aus einem idealen und einem stochastischen Anteil zusammensetzt

(siehe Abschnitt 4.4.1), wird zusätzlich die synthetische Oberfläche *reg.*, Nr. 4_{ideal} untersucht, um den Einfluss der kinematischen Topographie zu isolieren und gesondert zu betrachten. In diesem Fall weist die Oberfläche eine Topographie auf, die keine stochastischen Rauheitselemente besitzt. Die Oberfläche *reg.*, Nr. 6_{ideal}^* wird gewählt um den Einfluss der Vorschubsrichtung relativ zur Strömungsrichtung im Fräsprozesses zu untersuchen. Die Oberfläche wird aus der Oberfläche Nr. 6 aus Tabelle D.1 abgeleitet. Alle Oberflächen werden so skaliert, dass die dimensionslose Sandkornrauheit der Strukturen in der DNS dem k_s^+ -Wert auf der realen Turbinenschaufel entsprechen.

Tabelle 8.1: Oberflächenkennwerte der mit DNS untersuchten Topographien

Bezeichnung	Ursache	k_s	k_s^+	Λ_s
<i>betrieb.</i>	Betriebsbeanspruchung	0,01442	5,69	50,9
<i>reg.</i> , Nr. 4	Regeneration	$1,7810^{-5}$	$6,9610^{-3}$	234,4
<i>reg.</i> , Nr. 4_{ideal}	Regeneration	$9,3110^{-4}$	0,364	805,4
<i>reg.</i> , Nr. 6_{ideal}^*	Regeneration	0,0199	4,67	10,1

8.2 Einfluss auf die Wandschubspannung und Ableiten einer Rauheitsfunktion für $k_s^+ < 20$

Der Einfluss der untersuchten Oberflächenstrukturen auf die Wandschubspannung ist in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Dazu wird die relative Änderung der Wandschubspannung, in Analogie zur relativen Änderung des Totaldruckverlustbeiwerts (Abschnitt 5.3.2), eingeführt:

$$\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} = \frac{\tau_{w,rau} - \tau_{w,0}}{\tau_{w,0}} \quad (8.1)$$

Diese beschreibt die Differenz der Wandschubspannungen der glatten und der strukturierten Wand im Verhältnis zur glatten Wand einer Simulation. Die Änderungen der Wandschubspannungen zeigen, dass die Oberflächenstrukturen *betrieb.* und *reg.*, Nr. 6_{ideal}^* zu signifikanten Erhöhungen der Reibung von $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} = 5,865\%$ und $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} = 4,451\%$ führen. Im Gegensatz dazu führen die regenerationsspezifischen Oberflächenstrukturen *reg.*, Nr. 4_{ideal} und *reg.*, Nr. 4 zu geringen Erhöhungen der Reibung von $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} = 1,131\%$ und $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} = 0,421\%$.

Dieser Einfluss zeigt sich ebenfalls in den Geschwindigkeitsprofilen der Grenzschichten, dargestellt in dimensionsloser Form in den Abbildungen 8.2 und 8.3. Der Einfluss der erhöhten Wandschubspannung ist in Abbildung 8.2 in Form einer parallelen Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils der strukturierten Wand im logarithmischen Bereich ($y^+ > 30$) hin zur Abszisse zu erkennen. Die Verschiebung der regenerationsspezifischen Oberflächenstrukturen *reg.*, Nr. 4_{ideal} und *reg.*, Nr. 4 ist im Gegensatz dazu aufgrund der geringeren Wandschubspannungserhöhung kleiner und in der Abbildung 8.3 kaum

8.2 Einfluss auf die Wandschubspannung und Ableiten einer Rauheitsfunktion für $k_s^+ < 20$

Tabelle 8.2: Einfluss der untersuchten Oberflächenstrukturen auf die Wandschubspannung und die Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils

Bezeichnung	$\tau_{w,0}$ in N/m ²	$\tau_{w,rau}$ in N/m ²	$\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}}$ in %	Δu_{DNS}^+	$\Delta u_{analytisch}^+$
<i>betrieb.</i>	0,00374	0,00396	5,865	0,78	0,8767
<i>reg., Nr. 4</i>	0,00389	0,0039	0,421	0,12	0,0014
<i>reg., Nr. 4_{ideal}</i>	0,00385	0,00389	1,131	0,09	0,0507
<i>reg., Nr. 6_{ideal}*</i>	0,00375	0,00392	4,451	0,57	0,6398

auszumachen. Dabei ist der Tatsache, dass die Oberflächenstrukturen eine dimensionslose Sandkornrauheit von $k_s^+ \leq 5,7$ aufweisen, besondere Aufmerksamkeit zu widmen. Nach Schlichting und Gersten (2005) ergeben sich für Rauheiten mit einer Rauheitshöhe $0 \leq k_s^+ \leq 5$ hydraulische glatte Oberflächen, die keine Unterschiede im Vergleich zu einer ideal glatten Wand aufweisen. Im vorliegenden Fall ist jedoch auch für die Oberflächenstrukturen mit einer Höhe von $k_s^+ = 0,364$ und somit unterhalb der kritischen Rauheitshöhe $k_s^+ = 5$ eine Änderung der Wandschubspannung detektierbar. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Schultz und Flack (2007), die bereits für eine dimensionslose Rauheitshöhen von $k_s^+ = 3,2$ eine Verschiebung des universellen Geschwindigkeitsprofils ermittelten.

Die Existenz einer hydraulisch glatten Oberfläche für Rauheitshöhen $k_s^+ \leq 5$ ist aus technischer Sicht äußerst relevant, da viele technische Oberflächen Rauheitshöhen von $k_s^+ \leq 5$ aufweisen. Insbesondere Rauheitsstrukturen auf Turbinenschaufeln, die durch Betriebsbeanspruchung entstehen, fallen in diesen Bereich. So haben die von Taylor (1990) und Bons et al. (2001) gemessenen betriebsbeanspruchten Oberflächen von Turbinenschaufeln den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen nahe Kennwerte. Unter der Annahme einer ähnlichen aerodynamischen Belastung ergeben sich ähnliche Werte für k_s^+ , die somit größtenteils im Bereich von $k_s^+ \leq 5$ liegen.

Für die aerodynamische Bewertung von überströmten Oberflächen ist die Vorhersage der Beeinflussen der Wandschubspannung durch Oberflächenstrukturen wichtig. Insbesondere für Turbinenschaufeln lässt sich so eine Abschätzung der Änderung des Profilverlusts durchführen. Für größere Rauheitshöhen von $k_s^+ > 20$ eignet sich die Rauheitsfunktion nach Nikuradse (1933) (Gleichung 2.20), um die Verschiebung Δu^+ und somit die Änderung der Wandschubspannung $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}}$ auf Basis empirischer Zusammenhänge vorherzusagen. Diese Rauheitsfunktion liefert jedoch keine Werte für Rauheitshöhen von $k_s^+ < 5$. Verglichen mit den Messdaten von Shockling et al. (2006) und Schultz und Flack (2007) wird weiterhin die Verschiebung Δu^+ für den Bereich $5 \leq k_s^+ \leq 60$ nach Gleichung 2.20 unterschätzt. Demgegenüber wird die Verschiebung und somit der Einfluss der Rauheiten für $k_s^+ < 20$ durch die Rauheitsfunktion von Colebrook (1939) überschätzt. Aus diesem Grund wird nun im Rahmen dieser Arbeit für den technisch relevanten Bereich $0 < k_s^+ < 20$ aus den vorhandenen Messdaten von Shockling et al. (2006) und Schultz und Flack (2007) die Verschiebung Δu^+ mit der dimensionslosen

Rauheitshöhe k_s^+ korreliert und daraus folgende neue Rauheitsfunktion abgeleitet:

$$\Delta u^+ = \begin{cases} 0,14 \cdot k_s^+ & k_s^+ \leq 5 \\ 0,224 \cdot k_s^+ - 0,4723 & 5 < k_s^+ \leq 20 \end{cases} \quad (8.2)$$

Damit ergibt sich der in Abbildung 8.1 dargestellte Zusammenhang zwischen der dimensionslosen Rauheitshöhe k_s^+ und der Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils, der für $k_s^+ > 20$ einem logarithmischen und für $k_s^+ \leq 20$ einem linearen Verlauf folgt. Die Aufteilung der Rauheitsfunktion erfolgt in Anlehnung an die Unterteilung der turbulenten Grenzschicht in die viskose Unterschicht, den Übergangsbereich und den logarithmischen Bereich.

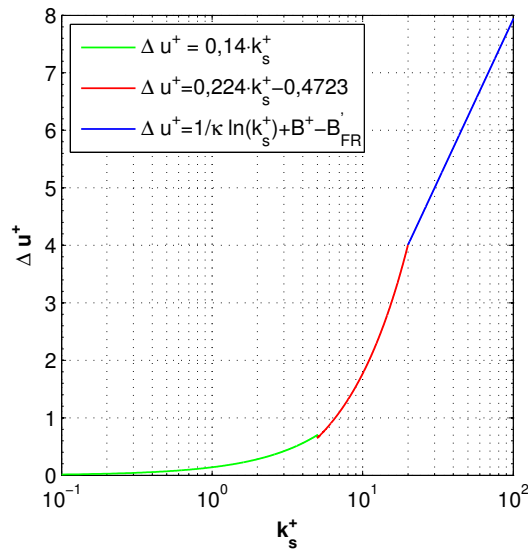


Abbildung 8.1: Rauheitsfunktion $\Delta u^+ = f(k_s^+)$, Gleichungen 2.20 und 8.2

Die Gültigkeit der Rauheitsfunktion nach Gleichung 8.2 wird anhand der durchgeführten Simulationen überprüft. In den Abbildungen 8.2 und 8.3 sind zusätzlich zu den Ergebnissen der DNS die mittels Gleichung 8.2 berechnete Geschwindigkeitsprofile dargestellt. Dazu wird zunächst das Geschwindigkeitsprofil der glatten Wand berechnet und anschließend die rauheitsbedingte Verschiebung Δu^+ nach Gleichung 8.2 bestimmt. Diese ist für alle Oberflächen zusammen mit den mittels DNS berechneten Verschiebungen in Tabelle 8.2 aufgelistet. Es ist eine gute Übereinstimmung der aus den DNS Berechnungen und mit den oben empirisch bestimmten Geschwindigkeitsverläufen für die Oberflächen *betrieb.* und *reg., Nr. 6_{ideal}** zu erkennen. Die Abweichungen zwischen der mittels DNS berechneten und der empirisch bestimmten Verschiebung Δu^+ liegt bei 10,9% für die Topographie *betrieb.* und 11% für die Oberfläche *reg., Nr. 6_{ideal}** und damit im Rahmen der Messgenauigkeit, die von Schultz und Flack (2007) für Δu^+ mit $\pm 10\%$ bzw. $\pm 0,2$, je nachdem welche größer ist, angegeben wird. Die Abweichung der empirisch bestimmten Verschiebung Δu^+ für die Oberflächen *reg., Nr. 4_{ideal}* und *reg., Nr. 4* liegt mit 0,119 und 0,039 innerhalb der angegebenen Messgenauigkeit von $\pm 0,2$. Daraus

8.2 Einfluss auf die Wandschubspannung und Ableiten einer Rauheitsfunktion für $k_s^+ < 20$

folgt, dass die Rauheitsfunktion nach Gleichung 8.2 für Rauheiten mit einer Höhe von $k_s^+ < 20$ gültig ist.

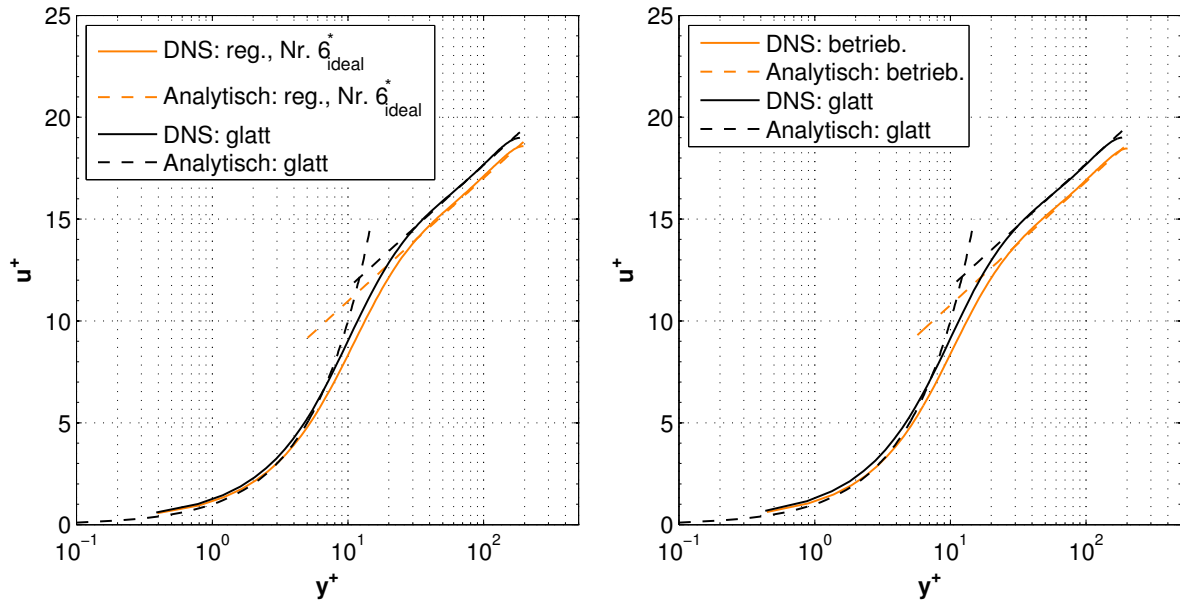


Abbildung 8.2: Geschwindigkeitsprofile verschiedener Oberflächenstrukturen: *reg. Nr. 6_{ideal}^** (links), *betrieb.* (rechts)

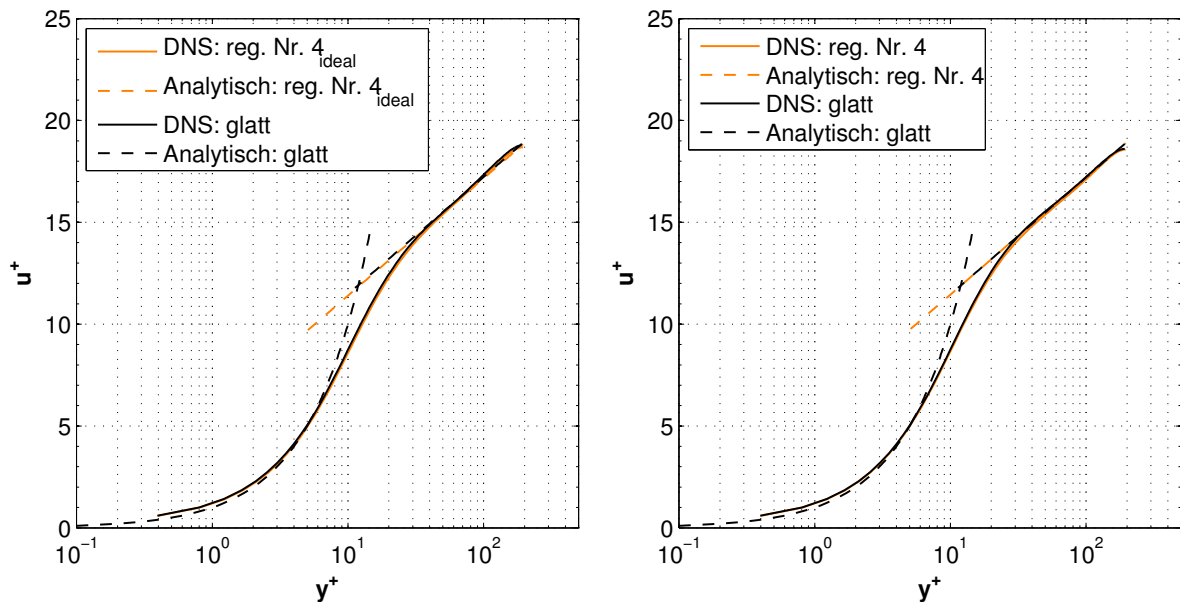


Abbildung 8.3: Geschwindigkeitsprofile regenerationsspezifischer Oberflächenstrukturen: *reg. Nr. 4_{ideal}* (links), *reg. Nr. 4* (rechts)

8.3 Einfluss von Oberflächenstrukturen auf wandnahe, kohärente Strukturen

Wie in Kapitel 2 erläutert, erfolgt der wandnormale Impulsaustausch in der turbulenten Grenzschicht hauptsächlich über kohärente Strukturen. Dabei wurde bereits in vorangegangenen Untersuchungen gezeigt, dass diese auch in der Grenzschichtströmungen über raue Wände vorhanden sind (Grass et al. 1991) und durch die Strukturen beeinflusst werden (Bhaganagar et al. 2004). Dabei ist nur im Fall der von Lee et al. (2010) untersuchten diskreten Rauheiten eine Wirkung von einzelnen Oberflächenelementen auf kohärente Strukturen eindeutig möglich. Um den Einfluss von realitätsnahen Oberflächentopographien auf die wandnahen kohärenten Strukturen bestimmen zu können, erfolgt im Folgenden eine Betrachtung der Häufigkeit des Auftretens und der Stärke kohärenter Strukturen in Abhängigkeit der Oberflächentopographie.

In Abbildung 8.4 sind von oben nach unten high-speed und low-speed Streaks sowie die lokale Häufigkeit des Auftretens von Sweeps und Ejections in einer Kanalhöhe von $h = 0,03$ m über der glatten Referenzoberfläche dargestellt. Diese Höhe entspricht einem dimensionslosen Wandabstand von $y^+ \approx 11,5$ und liegt im Bereich der maximalen turbulenten kinetischer Energie. Zur Bestimmung der Häufigkeit des Auftretens werden acht Zeitschritte betrachtet. Eine Häufigkeit von 1 bedeutet, dass in jedem der betrachteten Zeitschritte lokal eine entsprechende kohärente Struktur vorgefunden wird, während eine Häufigkeit von 0 angibt, dass in keinem der Zeitschritte eine kohärente Struktur auftritt. Die Zuordnung der kohärenten Strukturen in Sweeps und Ejections erfolgt über die Quadranten-Methode (Abschnitt 2.2.2). Die lokalen Häufigkeiten des Auftretens der Ejections und Sweeps zeigt, dass es Bereiche gibt, an denen vermehrt Ejections auftreten und dass es Bereiche gibt, an denen eher Sweeps auftreten. Charakteristisch ist dabei die alternierende Anordnung, die aus der Einhaltung der Kontinuitätsbedingung resultiert (Pope 2011).

Die lokale Häufigkeit des Auftretens von Sweeps und Ejections sowie deren lokale Stärke bei einem Wandabstand von $y^+ \approx 11,5$ über den regenerationsspezifischen Oberflächen mit ideal kinematischer Frässtruktur *reg.*, Nr. 4_{ideal} und *reg.*, Nr. 6_{ideal}^* sind in den Abbildungen 8.5 und 8.6 von oben nach unten dargestellt. Die Häufigkeit des lokalen Auftretens von Ejections und Sweeps wird aus sieben respektive fünf Zeitschritten ermittelt. Die Stärke der kohärenten Strukturen für einen Zeitschritt wird in dimensionsloser Form als $\frac{u'v'}{u_z^2}$ angegeben. Ähnlich wie bei der glatten Oberfläche ist in Abbildung 8.5 eine gleichmäßige, alternierende Häufigkeitsverteilung des Auftretens der Ejections und Sweeps zu erkennen. Im Gegensatz dazu ergibt sich für die Oberfläche *reg.*, Nr. 6_{ideal}^* ein deutlicher räumlicher Zusammenhang im Auftreten von Ejections und Sweeps mit den diagonal von links oben nach rechts unten verlaufenden Fräsbahnen. Die Spitze der Fräsbahnflanken trennt die Bereiche mit hoher und niedriger Ejection- und Sweephäufigkeit voneinander. Dabei fällt auf, dass sich an den Flanken, die in Richtung der Zuströmung zeigen, wenig kohärente Wirbelstrukturen ausbilden, während auf der stromabwärts zeigenden Seite deutlich häufiger Sweeps und Ejections auftreten.

Eine ähnliche Abhängigkeit von der Oberflächenstruktur ergibt sich für die Stärke der Ejections und Sweeps. Starke und schwache Ejections und Sweeps sind im Fall der

8.3 Einfluss von Oberflächenstrukturen auf wandnahe, kohärente Strukturen

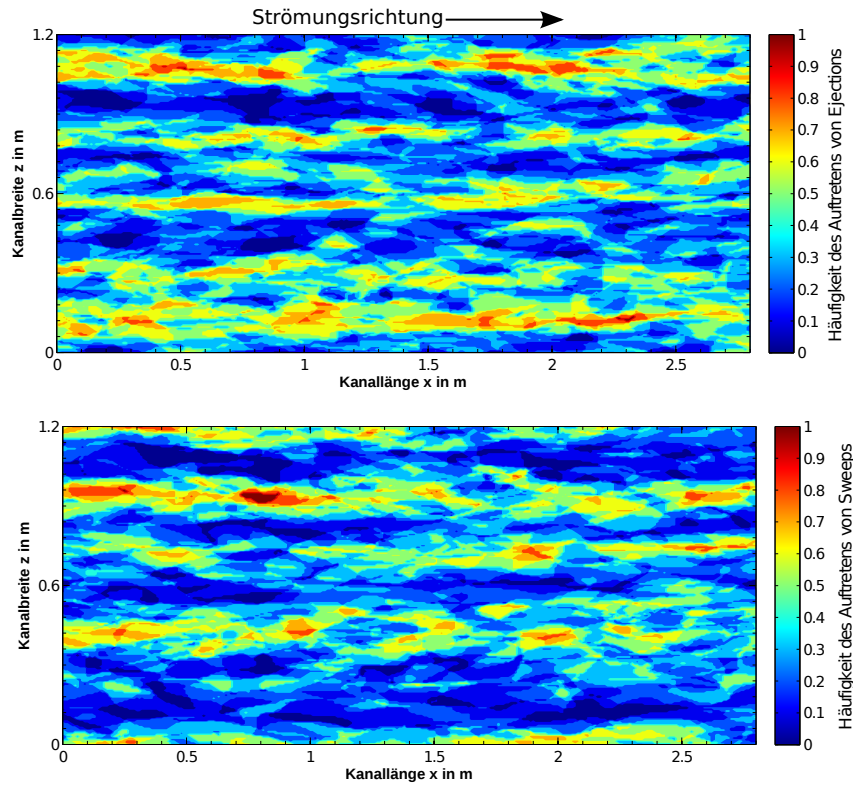


Abbildung 8.4: Kohärente Strukturen über einer glatten Oberfläche bei $y^+ = 11,5$. Häufigkeit des Auftretens von Ejections (oben) und von Sweeps (unten)

Oberfläche *reg.*, $Nr. 4_{ideal}$ räumlich stochastisch verteilt, wie Abbildung 8.5 entnommen werden kann. Bedingt durch die Tatsache, dass durch Sweeps impulsreiches Fluid zur Wand hin transportiert wird sind die Schwankungsbewegungen u' und v' stärker als die von Ejections. Daraus ergibt sich eine deutlich größere Stärke der Sweeps verglichen mit den Ejections. Dies gilt jedoch nicht für die Wirbelstrukturen über der Oberfläche *reg.*, $Nr. 6_{ideal}^*$. Neben der Abhängigkeit des Auftretens der Wirbelstrukturen von Oberflächenstrukturen zeigen auch die Stärke der Ejections und Sweeps eine starke Abhängigkeit von der Strukturierung der Oberfläche. Es ist zu erkennen, dass die Stärke der kohärenten Strukturen in der Mitte der Fräszeile am stärksten ist. Auffällig ist hierbei, dass die Stärke der Ejections nur unwesentlich schwächer ist als die Stärke der Sweeps (siehe Abbildung 8.6).

Ein ähnlicher räumlicher Zusammenhang zwischen der Häufigkeit von Wirbelstrukturen wie bei den Fräsbahnen ist auch bei der betriebsbeanspruchten Oberfläche *betrieb.* vorhanden, bei der eine höhere Häufigkeit von Ejections und Sweeps im Nachlauf der Rauheitselemente auftritt. Durch die Oberflächenstrukturen werden instabile Störungen in der viskosen Unterschicht induziert, die nach (Scholz et al. 2009) den Ausgangspunkt für die Bildung von low-speed Streaks und letztlich Ejections führen. Die Simulationen der Strömung über die vier verschiedenen Oberflächen zeigen, dass Störungen in die Grenzschicht eingebracht und die Bildung von Ejections und Sweeps und somit der wandnormale Austausch von Impuls in allen Fällen gefördert wird. Die Tatsache, dass

jedoch nur die Oberflächen *reg.*, $Nr. \sigma_{ideal}^*$ und *betrieb.*, nicht aber *reg.*, $Nr. \sigma_{ideal}$ einen räumlichen Zusammenhang zwischen der Häufigkeit von Wirbelstrukturen und Oberflächenelementen zeigen, führt zu dem Schluss, dass nicht nur die Höhe k sondern auch die Form der Oberflächenstrukturen von Bedeutung ist. Dies steht in gutem Einklang mit den Ergebnissen früherer Untersuchungen von Krogstad und Antonia (1999), Antonia und Krogstad (2001) und Bhaganagar et al. (2004). Wie in den die Abbildungen 8.7 und 8.8 dargestellt ist, sind die Flanken der Oberflächenelemente, die in Richtung der Zuströmung orientiert sind, wesentlich steiler als die Flanken der idealen und realen Fräsrauhigkeiten (Abbildung 8.9 und 8.10). Daraus folgt, dass für die Beeinflussung der wandnahen kohärenten Strukturen der Strömung im Wesentlichen die Steilheit der Flanken der Rauheitselemente in Strömungsrichtung bedeutend ist.

8.3 Einfluss von Oberflächenstrukturen auf wandnahe, kohärente Strukturen

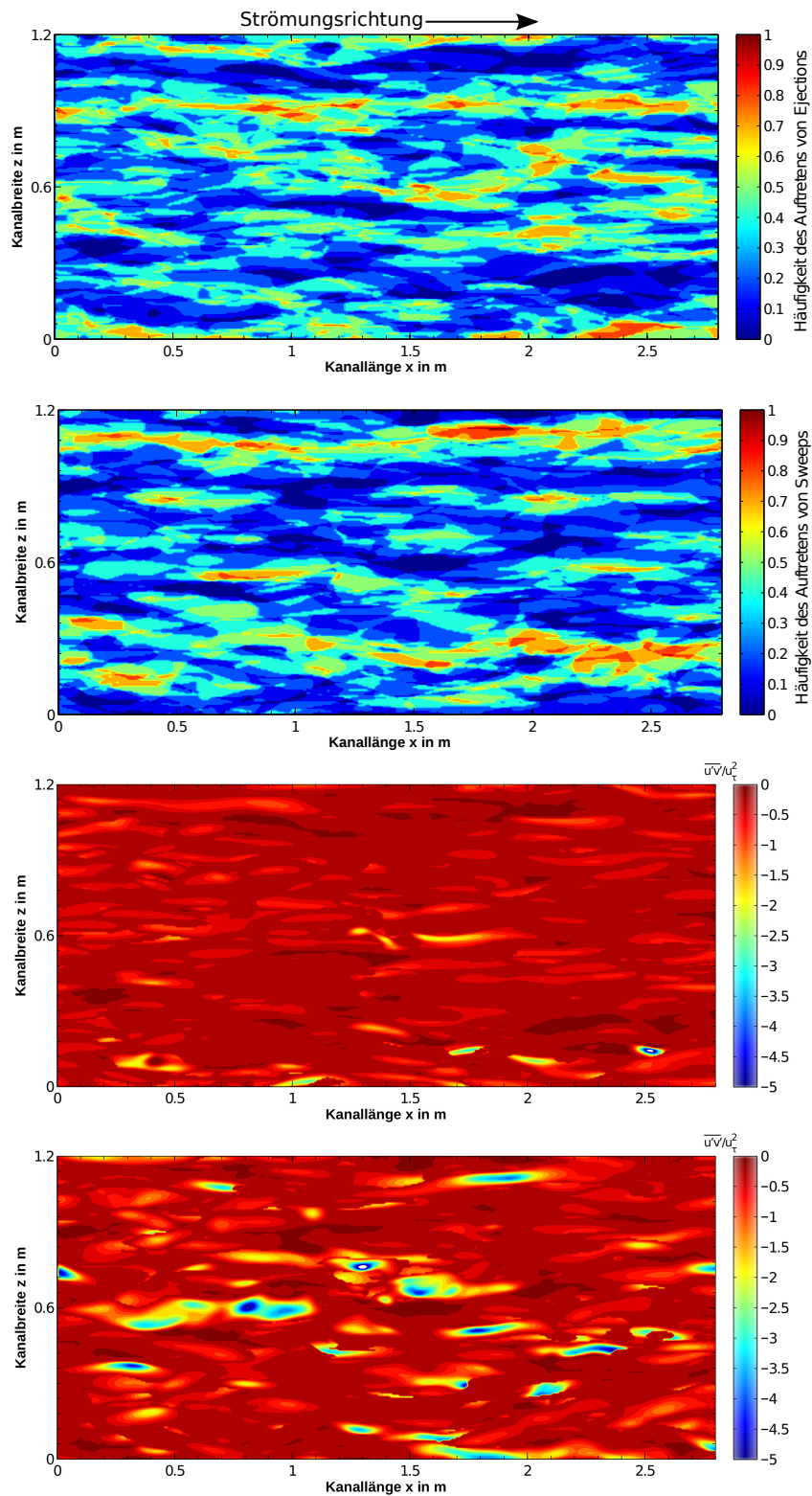


Abbildung 8.5: Kohärente Strukturen in der Wandnähe, Oberfläche *reg.*, $Nr. \lambda_{ideal}$. Von oben nach unten: Häufigkeit des Auftretens von Ejections und von Sweeps, Stärke von Ejections und von Sweeps.

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

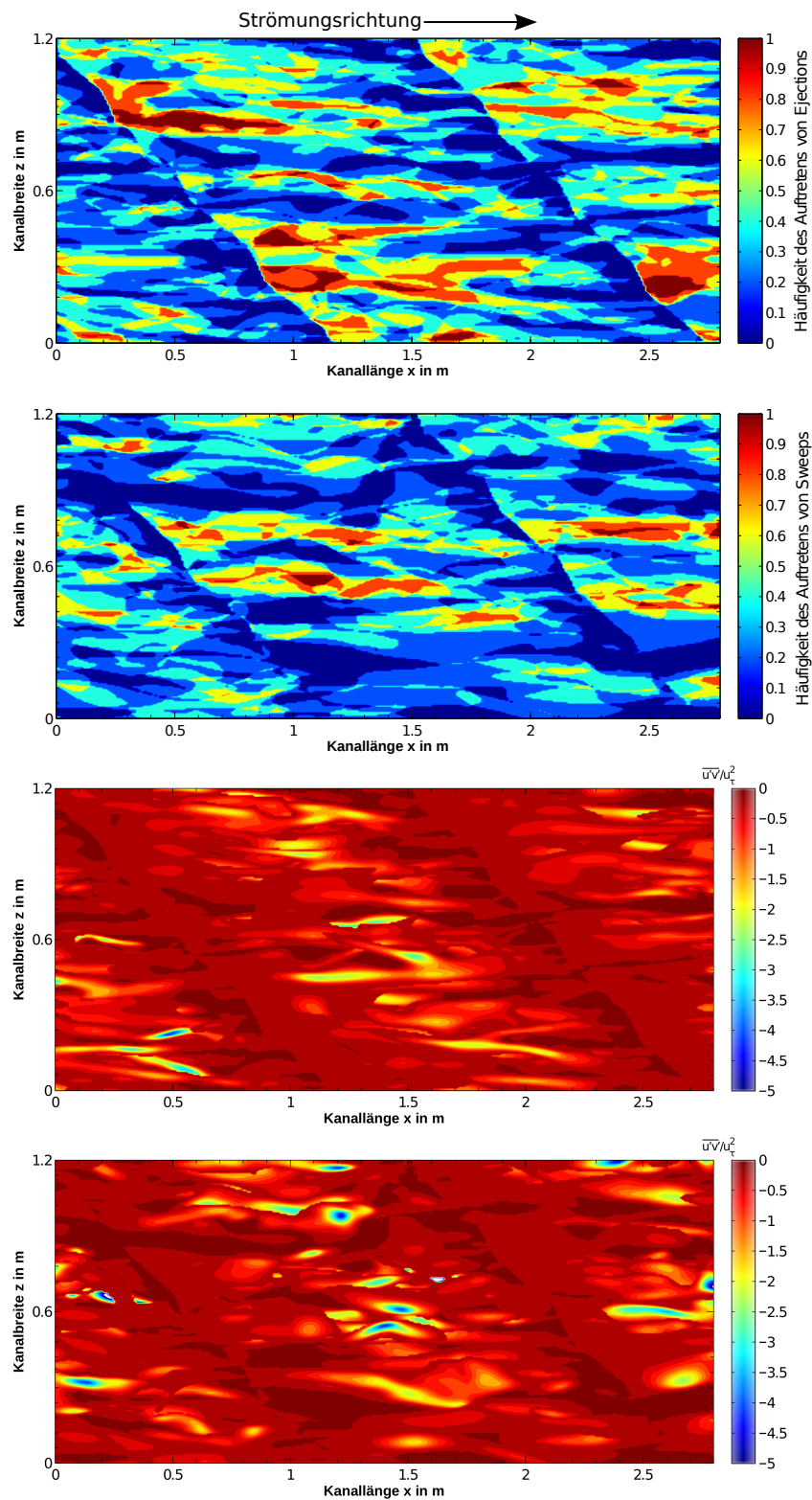


Abbildung 8.6: Kohärente Strukturen in der Wandnähe, Oberfläche *reg.*, *Nr.* 6_{ideal}^* . Von oben nach unten: Häufigkeit des Auftretens von Ejections und von Sweeps, Stärke von Ejections und von Sweeps.

8.4 Entropiegenerierung durch Oberflächenstrukturen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die verschiedenen Oberflächenstrukturen die Bildung von Ejections und Sweeps begünstigen. Ein wesentlicher Bestandteil der beschriebenen instationären Vorgänge in der Grenzschicht ist das Bursting, in dem die Ejections in einem sehr schnellen Vorgang in Wirbel kleinerer Skalen zerfallen (Pope 2011). Die nachfolgende Dissipation der kleinen Wirbel in innere Energie ist ein irreversibler Vorgang und erfolgt über Scherung. Die innere Energie des Fluids kann nicht mehr zur Verrichtung einer Arbeit genutzt werden und stellt somit einen Verlust dar, der über die Entropiegenerierung infolge von Scherung s_{ij} quantifiziert werden kann (Denton 1993). Im Folgenden wird die Änderung der Entropiegenerierung durch Oberflächenstrukturen im Vergleich zu einer glatten Oberfläche betrachtet. Die Entropiegenerierung s_{ij} infolge Scherbewegung ergibt sich mit $i \neq j$ nach Greitzer et al. (2004) zu

$$s_{ij} = \frac{1}{T} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}. \quad (8.3)$$

Bei den durchgeführten Simulationen werden die Wände als adiabatisch definiert. Weiterhin folgt aus der inkompressiblen Strömung $\rho = \text{konst.}$, so dass $\tau_{ij} \sim \overline{u'_i u'_j}$ und die Dichte vernachlässigt wird. Damit vereinfacht sich Gleichung 8.3 und es folgt für die Änderung der Entropiegenerierung

$$\Delta s_{ij} = s_{ij,rau} - s_{ij,glatt} \sim \left(\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_{rau} - \left(\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)_{glatt}. \quad (8.4)$$

Dargestellt wird jeweils eine xy -Ebene in der Kanalmitte. Zu beachten ist, dass die Oberflächenstrukturen überhöht dargestellt sind.

In Abbildung 8.7 ist die Änderung der Entropiegenerierung infolge der idealen Fräsrauhheit *reg.*, Nr. 6^{*ideal} dargestellt, die in einem Winkel von 45° zur Fräszeile überströmt wird. Zu erkennen ist, dass es sowohl Gebiete mit einer reduzierten als auch Gebiete mit einer erhöhten Entropiegenerierung gibt. Die erhöhte Entropiegenerierung liegt insbesondere in den Bereichen vor, in denen verstärkt Ejections und Sweeps auftreten (vergleiche Abbildung 8.6). Die maximale Änderung der Entropiegenerierung liegt bei einem Wandabstand von $y^+ = 10$ (Spitze der Fräsbahnflanke) bis $y^+ = 18$ (Tal der Fräsbahnflanke) vor, reicht jedoch bis zu einer Kanalhöhe von $y = 0,3$ m, was einem dimensionslosen Wandabstand von $y^+ \approx 100$ entspricht. Die Änderung der Entropiegenerierung bedingt durch betriebsbeanspruchte Oberflächenstrukturen, dargestellt in Abbildung 8.8, ist im wandnahen Bereich verringert und ab einer Kanalhöhe von $y \approx 0,075$ m erhöht. Dies ist auf ein geändertes Nullniveau durch die Oberflächenelemente in der Kanalmitte zurückzuführen. Dennoch sind auch in diesem Fall Bereiche erhöhter Entropiegenerierung infolge von Oberflächenstrukturen zu identifizieren. Insbesondere bei einer Kanallänge von $x/l = 0,75$ m und $x/l = 2,35$ m ist ein signifikanter Anstieg der Entropiegenerierung hinter den Oberflächenelementen zu erkennen. Es besteht ein enger Zusammenhang zwischen der Änderung der Entropiegenerierung und dem lokalen mittleren Druckgradienten $\frac{dp}{dx}$ der Strömung. Die Bereiche mit einer erhöhten Entropiegenerierung liegen

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

im Wesentlichen in Bereichen mit einem positiven Druckgradienten $\frac{d\bar{p}}{dx} > 0$, während die Entropiegenerierung in Bereichen mit einem negativen Druckgradienten $\frac{d\bar{p}}{dx} < 0$ abnimmt.

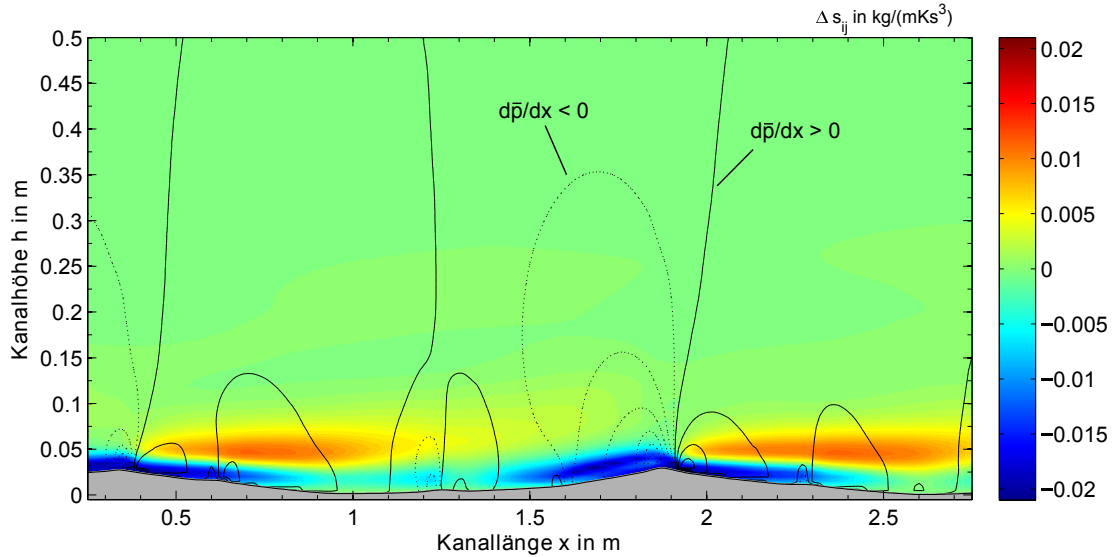


Abbildung 8.7: Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. 6_{ideal}^*

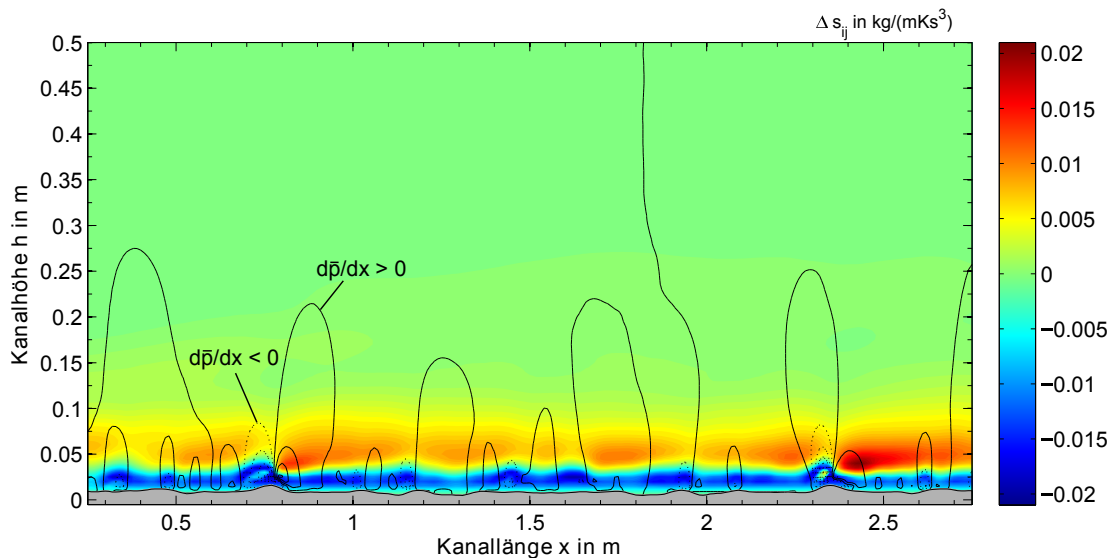


Abbildung 8.8: Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch betriebsbeanspruchte Oberflächenstruktur *betrieb*.

8.4 Entropiegenerierung durch Oberflächenstrukturen

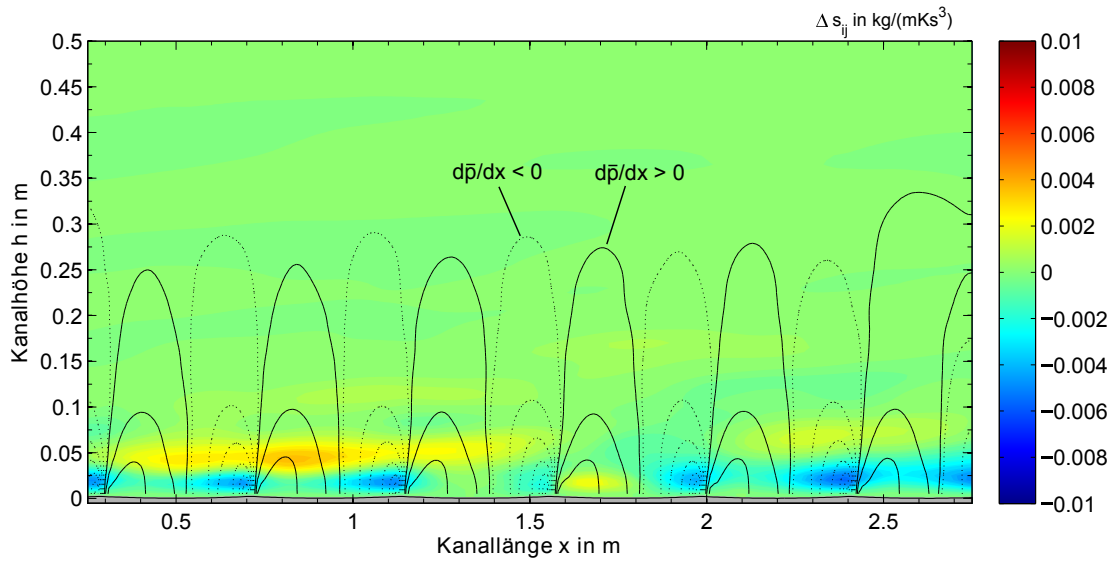


Abbildung 8.9: Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. 4_{ideal}

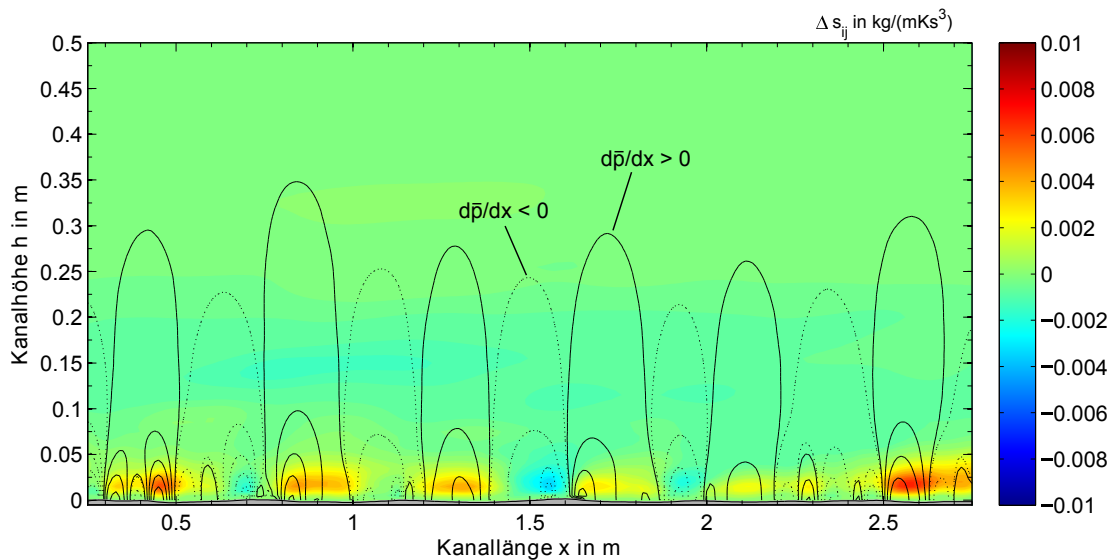


Abbildung 8.10: Änderung der Entropiegenerierung infolge Schubspannungen und Isolinien konstanter Druckgradienten durch regenerationsspezifischer Oberflächenstruktur Nr. 4

Dies ist besonders deutlich an den regenerationsspezifischen Oberflächentopographien *reg.*, Nr. 4_{ideal} und *reg.*, Nr. 4 in den Abbildungen 8.9 und 8.10 zu erkennen, deren Strömungsfelder einen alternierend positiven und negativen mittleren Druckgradienten in Hauptströmungsrichtung aufweisen. Ähnlich zu den Oberflächen *reg.*, Nr. 6_{ideal}^* und *betrieb.* ist eine Erhöhung der Entropiegenerierung in Bereichen mit $\frac{d\bar{p}}{dx} > 0$ und eine

Reduzierung der Entropiegenerierung in Bereichen mit $\frac{d\bar{p}}{dx} < 0$ zu erkennen.

Aus der Abhängigkeit zwischen dem lokalen mittleren Druckgradient und der Änderung der Entropiegenerierung folgt der Schluss, dass der Druckgradient einen direkten Einfluss auf die Stabilität der kohärenten Strukturen und die Grenzschicht in Wandnähe hat. Der Ausgangspunkt für die Bildung kohärenter Strukturen sind nach Scholz et al. (2009) Störungen im wandnahen Bereich, die zur Ausbildung von Streaks und Ejections führen. Bei einem negativen lokalen Druckgradienten $\frac{d\bar{p}}{dx} < 0$ erfolgt eine Dämpfung der Störungen in der Grenzschicht. Die Grenzschicht wird stabilisiert und die Ausbildung von Ejections und Sweeps signifikant reduziert. Zudem erfolgt über die lokale Beschleunigung der Strömung eine Stabilisierung bereits vorhandener Wirbel ähnlich zu den Störungen in der beschleunigten laminaren Grenzschicht auf der Turbinenschaufel in den experimentellen Untersuchungen. Im Gegensatz dazu bewirkt ein positiver lokaler Druckgradient $\frac{d\bar{p}}{dx} > 0$ eine Anfachung von Störungen und begünstigt somit die Bildung von Streaks und Ejections, die über das Bursting Scherbewegungen in die Grenzschicht induzieren. Zusätzlich werden vorhandene Wirbel destabilisiert und das Bursting dieser begünstigt.

Der Vergleich der idealen *reg.*, Nr. 4_{ideal} mit der realen Frästopographie *reg.*, Nr. 4 zeigt, dass die mittleren Druckgradienten in einer Höhe von $y \approx 0,25$ m bzw. $y^+ \approx 90$ sowohl qualitativ als auch quantitativ gleich sind. Die Unterschiede in der Änderung der Entropiegenerierung resultieren daher aus Unterschieden in den Druckgradienten in Wandnähe. Im Fall der realen Frästopographie werden durch die Rauheitselemente wesentlich stärkere Druckgradienten in die Strömung induziert, wie Abbildung 8.10 bei einer Kanallänge von $x = 0,45$ m und $x = 2,52$ m entnommen werden kann, so dass an diesen Stellen die Entropiegenerierung stark zunimmt.

8.5 Anisotropie der Turbulenz

Die Ergebnisse der Strömungssimulationen zeigen, dass die instationären Strömungsgrößen und damit die Turbulenz der Strömung von entscheidender Bedeutung hinsichtlich der Verluständerung sind. Zur Beschreibung der Struktur der Turbulenz einer Strömung eignet sich die in Abschnitt 2.2.3 vorgestellte Anisotropie Invariantenkarte nach Lumley und Newman (1977). Mit Hilfe der Invariantenkarte sind Aussagen über das Verhältnis der Größen der turbulenten Schwankungsbewegungen der drei Raumrichtungen zueinander möglich. Die Berechnung der zweiten (II_a) und dritten (III_a) Invariante erfolgt für jede der simulierten Oberflächen in drei xz-Ebenen an jeweils 10.000 Punkten. Die Ebenen befinden sich in einer Kanalhöhe von $y = 0,05$ m, $y = 0,1$ m und $y = 0,15$ m, was einem dimensionslosen Wandabstand von $y^+ \approx 18$, $y^+ \approx 36$ und $y^+ \approx 54$ entspricht. Damit decken die drei Ebenen den Bereich ab, in dem die Änderung der Entropiegenerierung im Vergleich zur glatten Oberfläche, wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, am größten ist.

In Abbildung 8.11 sind die Invariantenkarten der Oberfläche *reg.*, Nr. 6*_{ideal} und der glatten Referenzoberfläche dargestellt. Direkt an der Wand liegt sowohl im Fall der glatten als auch der strukturierten Oberfläche eine Zwei-Komponenten-Turbulenz vor, die

mit einem steigenden Wandabstand hin zu einer Ein-Komponenten-Turbulenz tendiert ($y = 0,05 \text{ m}$). Die Streuung der Werte der zweiten und dritten Invariante zeigt, dass in einer Ebene die Turbulenzstruktur lokal unterschiedlich stark ausgeprägt sein kann. Die lokale Inhomogenität der Turbulenz verringert sich mit steigendem Wandabstand. Gleichzeitig nimmt die Isotropie der Turbulenz, gekennzeichnet durch $II_a = III_a = 0$, zu. Bei einem Wandabstand von $y^+ \approx 18$ ist eine starke Tendenz in Richtung der Ein-Komponenten Turbulenz zu erkennen. Mit steigendem Wandabstand nehmen die Schwankungsbewegungen v' und w' zu und es stellt sich eine axialsymmetrische Turbulenz ein ($y = 0,1 \text{ m}$ und $y = 0,15 \text{ m}$). Die axialsymmetrische Turbulenzstruktur steht in gutem Einklang mit dem Vorhandensein von Streaks und Sweeps in der Grenzschicht. Der Vergleich der glatten und der strukturierten Oberfläche zeigt, dass die Anisotropie der strukturierten Oberfläche über die drei betrachteten Kanalhöhen stets größer ist als bei der glatten Oberfläche. Dies ist auf die verstärkte Ausbildung von Streaks und Ejections infolge der Oberflächenstrukturen zurückzuführen.

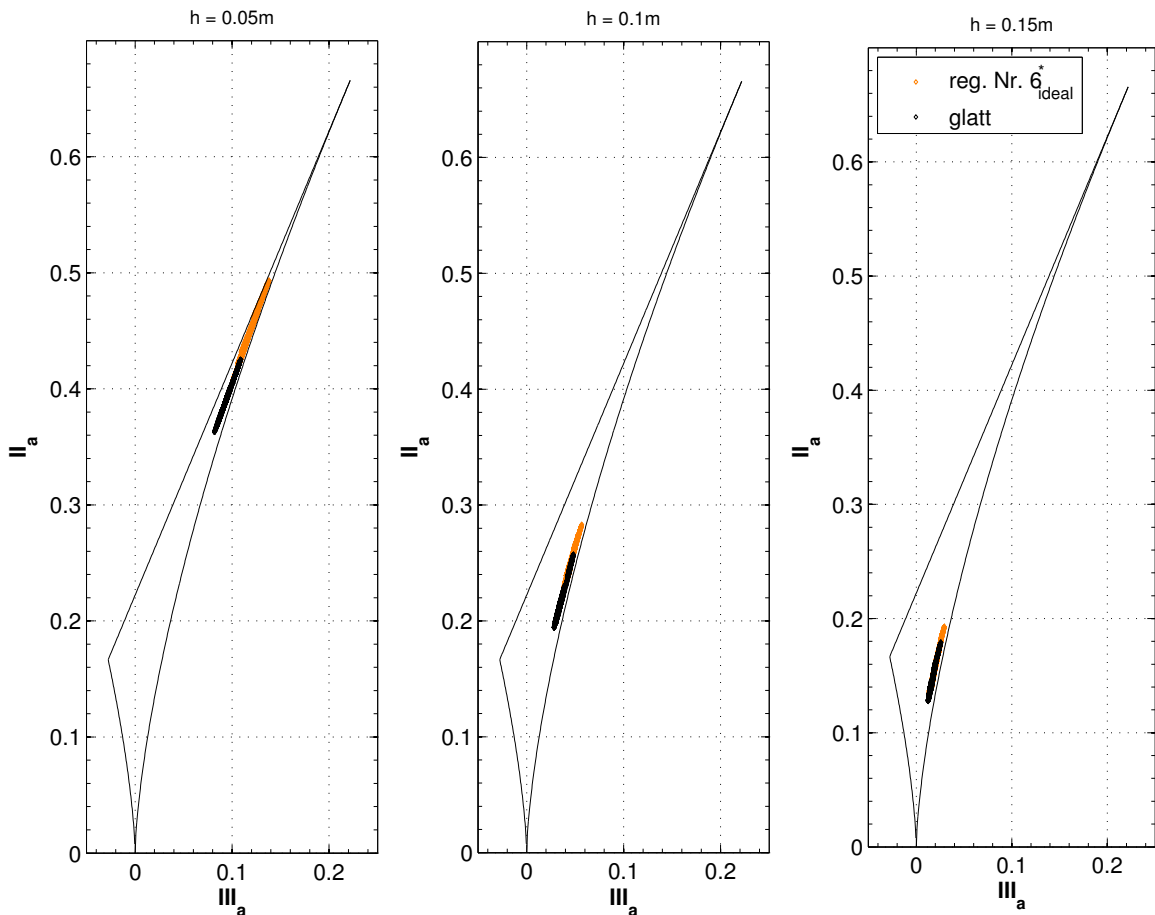


Abbildung 8.11: Invariantenkarte der wandnahen Strömung: ideale Fräsrauhheit, Strömungsrichtung 45° zur Fräsrichtung

Die Invariantenkarte der simulierten betriebsbeanspruchten Oberfläche *betrieb.* ist in Abbildung 8.12 dargestellt. Auch in diesem Fall liegt direkt an der Wand die Struktur

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

einer Zwei-Komponenten Turbulenz vor, die sich mit steigendem Wandabstand in Richtung der Ein-Komponenten Turbulenz verlagert. Bei einer Kanalhöhe von $y = 0,05$ m weist die Turbulenz über der betriebsbeanspruchten Oberfläche einen breiteren Wertebereich der zweiten und dritten Invariante mit $0,25 \leq II_a \leq 0,48$ und $0,024 \leq III_a \leq 0,13$ auf als die glatte Referenzfläche. Es ist zu erkennen, dass durch die betriebsbeanspruchte Oberfläche sowohl die lokale Isotropie als auch die lokale Anisotropie der Turbulenz im Vergleich zur glatten Oberfläche verstärkt werden. Insbesondere die Strömung über der betriebsbeanspruchten Oberfläche weist eine deutlich ausgeprägte axialsymmetrische Turbulenz auf. Mit steigendem Wandabstand nehmen II_a und III_a und damit die Anisotropie ab und die Isotropie der Turbulenz somit zu. Die Isotropie der Turbulenz wird mit steigendem Wandabstand durch die betriebsbeanspruchte Oberfläche verstärkt. Ab einem Wandabstand von $y^+ = 56$ weist die Turbulenz im Fall der strukturierten Oberfläche eine signifikant stärkere Isotropie auf als die glatten Oberfläche, wie in Abbildung 8.12 dargestellt ist.

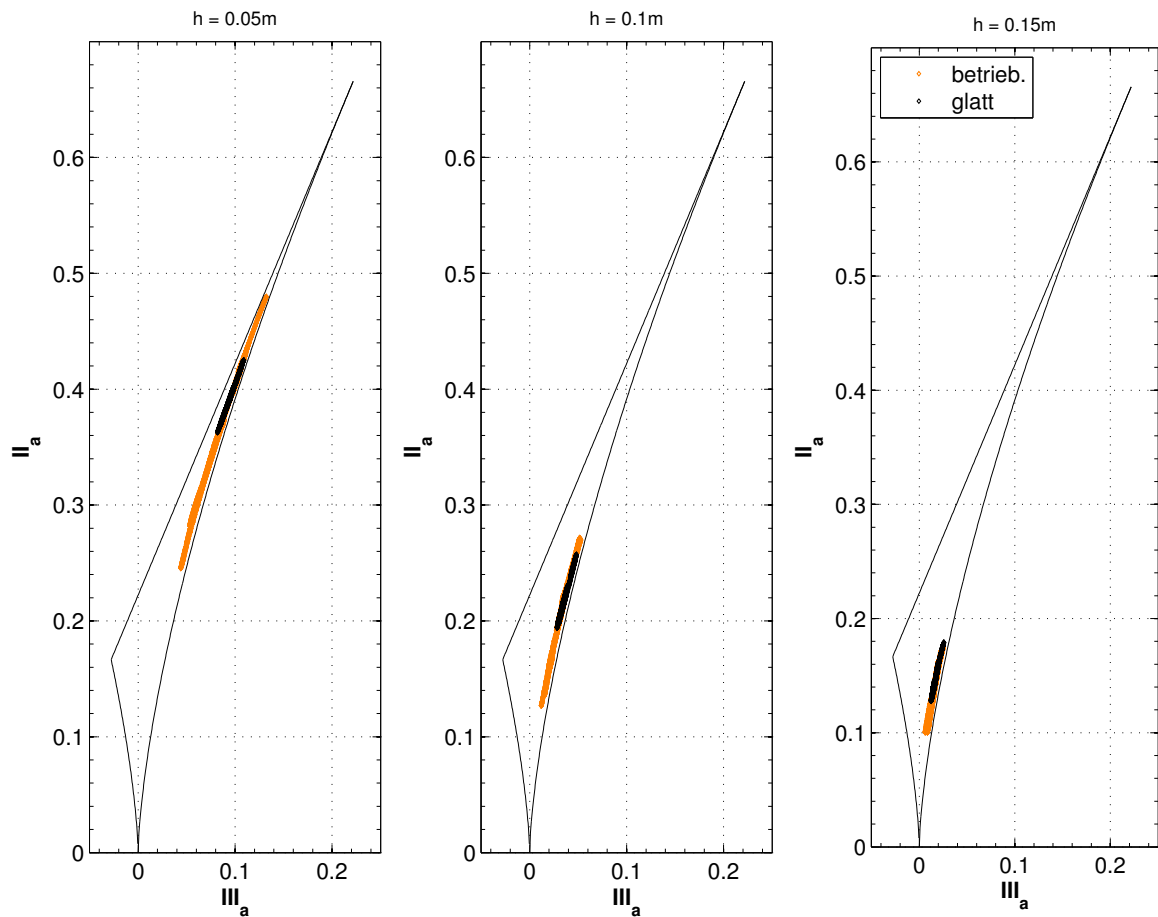


Abbildung 8.12: Invariantenkarte der wandnahen Strömung: betriebsbeanspruchte Oberflächenstrukturen

Wie bereits gezeigt wurde, ergeben sich für die reale Oberflächenstruktur *reg.*, Nr. 4 und die ideale Topographie *reg.*, Nr. 4_{ideal} infolge Fräsbearbeitung Unterschiede sowohl

in der Beeinflussung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit als auch in den Schwankungsbewegungen. Ein ähnliche Tendenz ist auch in der Beeinflussung der Struktur der Turbulenz zu erkennen, die von der idealen Frästopographie wesentlich stärker beeinflusst wird als von der kombiniert idealen-stochastischen Topographie. In Abbildung 8.13 sind die Invariantenkarten der idealen Fräsoberfläche *reg.*, *Nr.* 4_{ideal} für verschiedene Wandabstände mit den Ergebnissen der glatten Referenzoberfläche dargestellt. Wie im Fall der betriebsbeanspruchten Oberfläche weisen die zweite und dritte Invariante II_a und III_a der strukturierten Wand eine wesentlich größere Streuung der Werte auf, als bei der glatten Oberfläche. Bei einer Kanalhöhe von $y = 0,05$ m ist eine stärkere Ausprägung der Turbulenzstruktur hin zur Ein-Komponenten Turbulenz zu erkennen, verglichen mit der glatten Oberfläche. Auf der anderen Seite ist jedoch auch eine Zunahme der Isotropie der Turbulenz auszumachen. Demnach weist die Turbulenzstruktur infolge von Oberflächenrauheiten eine lokal stärkere Inhomogenität auf. Mit zunehmendem Wandabstand stellt sich eine verstärkt isotrope Turbulenz ein. Dabei erfolgt die Änderung der Turbulenzstruktur von der Ein-Komponenten Turbulenz hin zu einer isotropen Turbulenz über eine stark ausgeprägte axialsymmetrische Turbulenz. Mit einer stets positiven dritten Invariante liegt eine zigarrenförmige Turbulenzstruktur vor, die aus dem Vorhandensein kohärenter Wirbelstrukturen resultiert.

In Abbildung 8.14 ist die Struktur der Turbulenz in einem Wandabstand von $y^+ \approx 18$, $y^+ \approx 36$ und $y^+ \approx 54$ über realen Frästopographie sowie über der glatten Referenzoberfläche dargestellt. Im Vergleich zu den Invariantenkarten der zuvor betrachteten Oberflächenstrukturen sind die Unterschiede in der Turbulenzstruktur zwischen der glatten und strukturierten Oberfläche wesentlich geringer. Es zeigt sich auch hier eine lokal inhomogene Turbulenzstruktur. Auch in diesem Fall liegt direkt an der Wand eine reine Zwei-Komponenten Turbulenz vor, die mit zunehmenden Wandabstand zuerst die Struktur eine Ein-Komponenten Turbulenz annimmt, die anschließend in die Form der isotropen Turbulenz übergeht. Der Übergang vollzieht sich bei der Oberfläche *reg.*, *Nr.* 4 ebenfalls von der Ein-Komponenten-Turbulenz hin zur isotropen Turbulenz entlang des Grenzfalls der axialsymmetrischen Turbulenz mit zigarrenförmiger Struktur.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass Oberflächenstrukturen, die einen ähnlichen Einfluss auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und die mittlere Wandschubspannung haben, die Struktur der Turbulenz sehr unterschiedlich beeinflussen können. Für eine ganzheitlich Betrachtung des Einflusses von Oberflächenrauheiten in turbulenten Grenzschichten ist demnach nicht nur die Betrachtung der mittleren Geschwindigkeit, sondern auch der instationären Strömungsgrößen von Bedeutung. Die regenerationsspezifische Oberfläche *reg.*, *Nr.* 6_{ideal}^* und die betriebsbeanspruchte Oberfläche *betrieb.* weisen mit $\Delta u^+ = 0,57$ respektive $\Delta u^+ = 0,78$ eine ähnliche Verschiebung des Geschwindigkeitsprofils auf, zeigen in der Anisotropie jedoch signifikante Unterschiede. Während die Oberfläche *reg.*, *Nr.* 6_{ideal}^* bei Wandabständen von $y^+ \approx 18$ und $y^+ \approx 36$ eher die Anisotropie der Turbulenz begünstigt, ergeben sich für die Oberfläche *betrieb.* eine größere Streuung in den Werten der zweiten und dritten Invarianten mit der Tendenz, die Isotropie der Turbulenz zu begünstigen.

Die Invariantenkarten der regenerationsspezifischen Oberflächen *reg.*, *Nr.* 4_{ideal} , *reg.*, *Nr.* 6_{ideal}^* und *reg.*, *Nr.* 4 zeigen, dass bei der Bewertung von Fräsbahnen nicht nur die

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

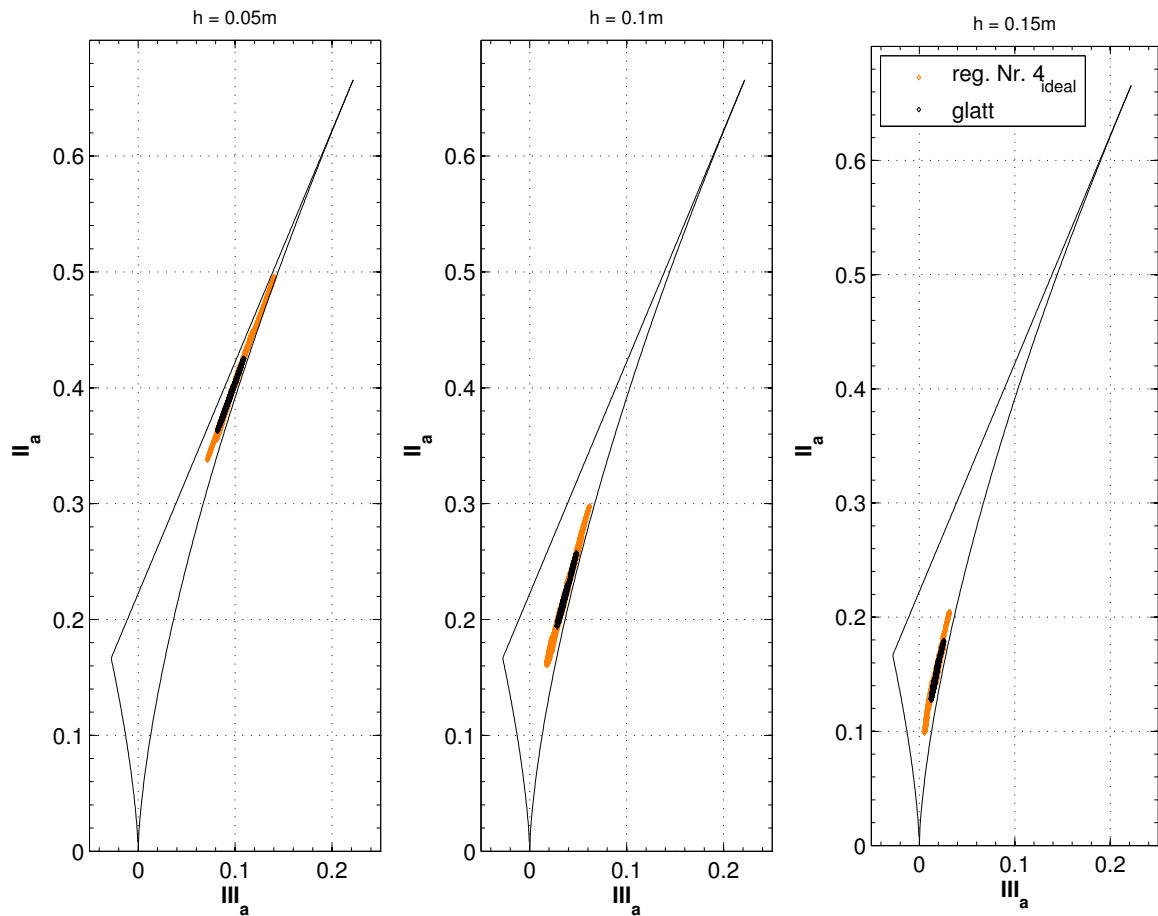


Abbildung 8.13: Invariantenkarte der wandnahen Strömung: ideale Fräsrauheit

Prozesseinstellgrößen, welche die ideale Topographie maßgeblich beeinflussen, berücksichtigt werden müssen, sondern auch die Prozesseinstellgrößen die stochastische Topographie beeinflussen. Aus den Abbildungen 8.11 und 8.13 geht deutlich hervor, dass die ideale Frässtruktur die Anisotropie der Turbulenz fördert, während die gemischt idealstochastische Struktur, die einer realen Fräsbahn entspricht, keine signifikanten Unterschiede in der Turbulenzstruktur im Vergleich zu einer glatten Oberfläche aufweist.

In vorangegangenen numerischen und experimentellen Untersuchungen (Shafi und Antonia 1995, Keirsbulck et al. 2002, Smalley et al. 2002) wurde einheitlich gezeigt, dass Rauheiten vom d- und k-Typ die Bildung von isotroper Turbulenz fördern. Im Gegensatz dazu zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit, dass durch solche Oberflächenstrukturen nicht nur die Isotropie sondern auch die Anisotropie der Turbulenz begünstigt wird. Dies ist auf die breite Streuung der Werte der zweiten und dritten Invariante in einer wandparallel Ebene zurückzuführen, die auf eine lokal sehr inhomogene Turbulenzstruktur schließen lassen. Alle untersuchten Oberflächen weisen in Wandnähe Werte der zweiten und dritten Invariante auf, die der Turbulenz eine zigarrenförmige, axialsymmetrische Form zuschreiben, was in guten Einklang mit dem Vorhandensein kohärenter Strukturen steht. Dabei werden die Ergebnisse von Choi und Lumley (2001) bestätigt, dass die Tur-

bulenz den Zustand einer axialsymmetrischen Turbulenz stärker als den einer isotropen Turbulenz bevorzugt.

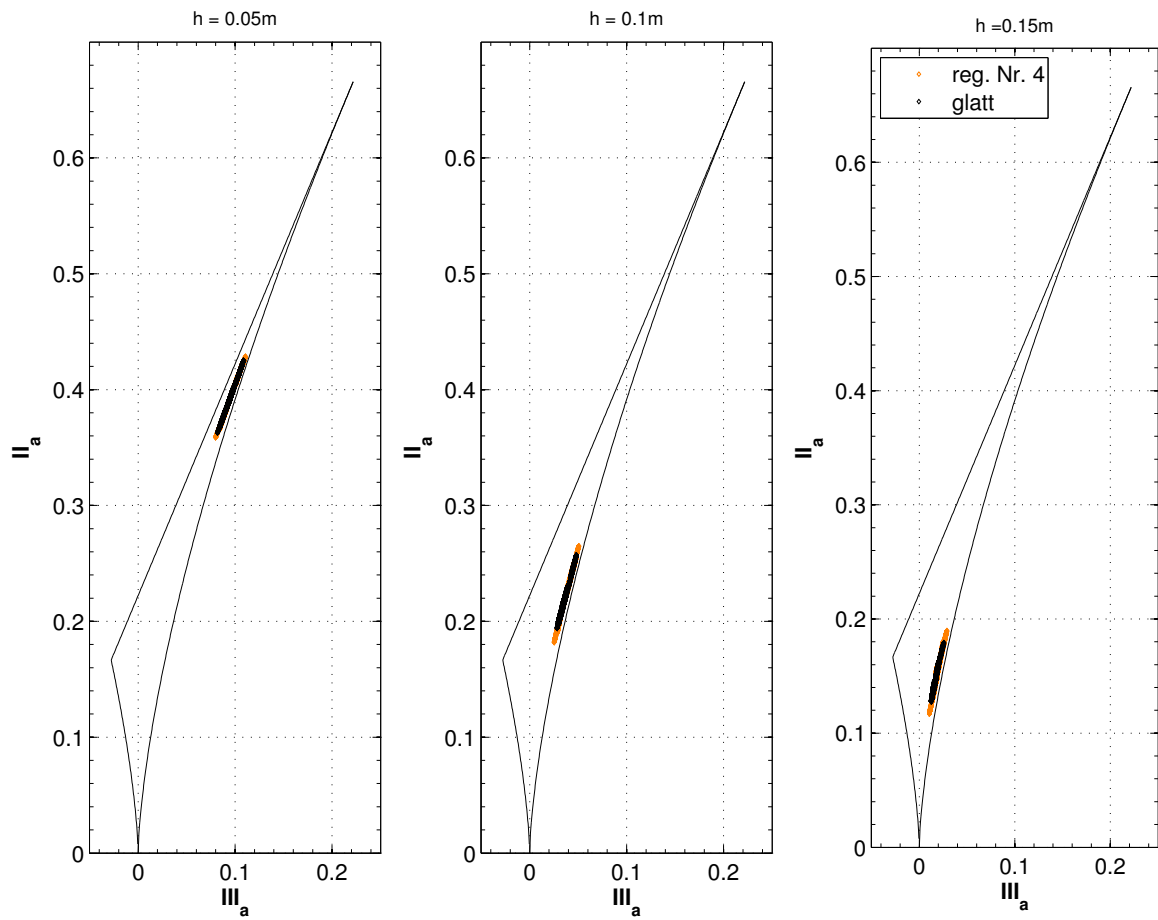


Abbildung 8.14: Invariantenkarte der wandnahen Strömung: reale Fräsrauhheit

8 Lokale aerodynamische Verluste in der turbulenten Grenzschicht

9 Schlussfolgerungen

Unter dem Aspekt einer effizienten und damit kostengünstigen Regeneration von Turbinenschaufeln ist die Kenntnis über die Wechselwirkung zwischen Fertigungsprozessen und den funktionalen Eigenschaften von Turbinenschaufeln wichtig. Besondere Bedeutung kommt den Oberflächen von Turbinenschaufeln zu, da diese aufgrund der hohen Belastung einem erhöhten Verschleiß unterliegen und gleichzeitig den Wirkungsgrad und so den Kraftstoffverbrauch beeinflussen. Aus dem hohen Verschleiß resultiert eine häufige Regeneration der Turbinenschaufeln.

Aus den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen zum integralen Verlustverhalten von Turbinenschaufeln mit lokalen und komplexen Oberflächenstrukturen geht hervor, dass Oberflächenstrukturen einen signifikanten Einfluss auf den Reibungswiderstand haben und der Einfluss auf den Druckwiderstand gering ist. Daraus folgt, dass die Änderung der Profilverluste auf den Grenzschichtzustand zurückzuführen ist. Es zeigt sich hierbei, dass neben der Höhe der Rauheit auch die Position auf der Schaufel einen wesentlichen, aerodynamischen Einfluss hat.

Rauheiten in der laminaren Grenzschicht induzieren Störungen, deren Stärke sowie Dämpfung und Anfachung von den lokalen Strömungsbedingungen, insbesondere der Beschleunigung der Strömung, und der Rauheitshöhe abhängt. Die Messungen liefern das Ergebnis, dass das Verlustverhalten von Rauheiten in der laminaren Grenzschicht mit dem Transitionsende korreliert. Es konnte gezeigt werden, dass je früher die Transition abgeschlossen ist, desto höher die Profilverluste sind. Oberflächenrauheiten im vorderen Schaufelbereich haben nur einen geringen Einfluss auf die Profilverluste. Bei beschleunigten Strömungen mit $K < 2 \cdot 10^{-4}$, wie sie im vorderen Schaufelbereich vorliegen, werden Störungen nahezu komplett gedämpft. Eine Anfachung erfolgt im Gegensatz dazu bei Strömungen mit $K > 2 \cdot 10^{-4}$.

Die durchgeführten L2F-Grenzschichtmessungen liefern das Ergebnis, dass die turbulente Grenzschicht infolge von Oberflächenrauheiten stark an Dicke zunimmt, was auf einen erhöhten wandnormalen Impulsaustausch zurückzuführen ist. Daraus folgt, dass Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht eine erhöhte Dissipation von kinetischer Energie bewirken. Rauheiten in der turbulenten Grenzschicht kommt deshalb eine besondere Bedeutung zu. Obwohl die turbulente Grenzschicht im Vergleich zur laminaren und transitionellen Grenzschicht relativ kurz ist, ist diese entscheidend für das Verlustverhalten, da Rauheiten in diesem Bereich die Verluste um bis zu 8% erhöhen können.

Aus den durchgeführten Direkten Numerischen Simulationen der Wechselwirkung von wandnaher Strömung und realen Oberflächenstrukturen infolge von Betriebsbeanspruchung und Fertigungsprozessen geht hervor, dass auch Rauheiten mit einer geringen Rauheitshöhe von $k_s^+ \leq 5$ die aerodynamischen Verluste in turbulenten Grenzschichten mit $\frac{\Delta\tau_w}{\tau_{w,0}} \approx 5\%$ signifikant erhöhen. Die erhöhte Dissipation von Energie in der turbulenten

ten Grenzschicht infolge von Oberflächenstrukturen ist eine Folge der Beeinflussung von wandnahen, kohärenten Wirbelstrukturen. Der Wesentliche Einflussparameter ist dabei der lokale Druckgradient an den Flanken der Rauheitselemente in Strömungsrichtung. Während mit der Strömungsrichtung steigende Flanken einen negativen Druckgradienten induzieren und somit dämpfend auf Wirbelstrukturen wirken, wird bei abfallenden Flanken ein positiver Druckgradient induziert, der die Bildung von Sweeps und Streaks fördert. Es ergibt sich somit, dass nicht nur die Höhe sondern auch die Form der Rauheitselemente einen direkten Einfluss auf die Dissipation in turbulenten Grenzschichten hat.

Vorangegangene Untersuchungen an diskreten Rauheiten kamen zu dem Ergebnis, dass durch Rauheiten die Isotropie der Turbulenz begünstigt wird. Dieses Ergebnis wird durch die vorliegende Arbeit nicht bestätigt. Im Gegensatz zu diskreten Rauheiten führen reale Oberflächenstrukturen zu einer lokal inhomogenen Turbulenzstruktur mit starken lokalen Unterschieden in der Isotropie bzw. Anisotropie der Turbulenz. Ebenfalls nicht bestätigt wird die Annahme von Frohnäpfel et al. (2007), dass die Ausprägung hinsichtlich einer Ein-Komponenten Turbulenzstruktur maßgeblich entscheidend für die verlustmindernde oder verlust erhöhende Wirkung von Oberflächenstrukturen ist.

Für die Anwendung der im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse bei der Regeneration von Turbinenschaufeln wurde aus den experimentellen Ergebnissen ein Modell abgeleitet, dass die analytische Vorhersage der Verluständerung von Turbinenschaufeln aufgrund von Rauheiten in Abhängigkeit von der Rauheitshöhe und der Position auf der Schaufel ermöglicht. Weiterhin wurde eine analytische Rauheitsfunktion für den technisch wichtigen Bereich $k_s^+ \leq 20$ aus Messwerten vorangegangener Untersuchungen abgeleitet. Die Gültigkeit der Rauheitsfunktion wurde anhand der durchgeführten Direkten Numerischen Simulationen validiert. Somit steht nun eine Methode zur Verfügung, den Einfluss von Oberflächenrauheiten mit $k_s^+ \leq 5$ auf die mittlere Dissipation in turbulenten Grenzschicht zuverlässig vorherzusagen.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Oberflächenstrukturen auf der Saugseite von betriebsbeanspruchten Turbinenschaufeln liefern das Ergebnis, dass die Oberflächenrauheiten lokal sehr inhomogen sind. Charakteristisch für betriebsbeanspruchte Turbinenschaufeln ist, dass die Höhe der Rauheiten an der Vorderkante am größten ist und mit zunehmender Sehnenlänge eine konstante Höhe annimmt. Dabei sind die Schaufelvorderkanten durch großskalige Einschläge von Partikeln mit Rauheitshöhen von bis zu $Ra = 10 \mu\text{m}$ geprägt, während im hinteren Schaufelbereich kleinskaliger erosiver und korrosiver Verschleiß mit Rauheitshöhen im Bereich von $Ra = 3,5 \mu\text{m}$ dominieren.

Aufgrund der Komplexität und der Inhomogenität der auftretenden Rauheiten ist eine eindeutige, quantitative Beschreibung von Oberflächenstrukturen notwendig. Ohne eine geeignete Parametrisierung von Oberflächenrauheiten ist eine Bewertung des Einflusses auf die aerodynamischen Verluste nicht durchführbar. Die Parametrisierung erfolgt im Wesentlichen über die Höhe, die Form und die aerodynamische Wirkung von Rauheiten.

Mit dem in dieser Arbeit eingeführten Anisotropie-Parameter Λ_A ist es erstmals möglich die Isotropie bzw. Anisotropie von Oberflächenstrukturen zu quantifizieren. Damit steht zusammen mit den Kenngrößen Kurtosis, Schiefe und dem Form und Dichte-

Parameter Λ_S eine Kombination von Parametern zur vollständigen, quantitativen Beschreibung von Oberflächenstrukturen zur Verfügung. Aus aerodynamischer Sicht ist die Beschreibung von Rauheiten mittels der äquivalenten Sandkornrauheit k_s wichtig, da diese ein Maß für die aerodynamische Wirkung von Rauheiten ist. Auf Basis einer empirischen Korrelation, welche die Höhe R_a und die Form und Dichte der Rauheiten über Λ_S berücksichtigt, ist eine Überführung von dreidimensionalen Rauheitstopographien in eine skalare Kenngröße möglich. Dazu wurde in dieser Arbeit mittels Direkter Numerischer Simulationen der Nachweis erbracht, dass auf diese Weise stark unterschiedliche Topographien parametrisiert werden können.

Der Einfluss komplexer Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals ganzheitlich und unter Turbomaschinen-ähnlichen Bedingungen durchgeführt. Die Kopplung von experimentellen Untersuchungen im Gitterwindkanal mit wandaufgelösten Direkten Numerischen Simulationen ermöglicht es die Verlustentstehung infolge von Rauheiten auf verschiedenen Skalen zu bewerten. So erweitern die durchgeführten Direkten Numerischen Simulationen die Grenzschichtmessungen hin zur Wand, da L2F-Messungen in direkter Wandnähe nicht möglich sind. Auf der anderen Seite erweitern die experimentellen Untersuchungen im GWK die numerischen Simulationen, da die Simulation einer kompletten Turbinenschaufel mit Oberflächenrauheiten außerhalb der momentanen technischen Möglichkeiten liegt. Die ganzheitliche Betrachtung schließt weiterhin die Erfassung von sowohl der Höhe von Oberflächenrauheiten als auch deren Topographie und Orientierung zur Strömungsrichtung mit ein.

Aufgrund der Reynolds-Ähnlichkeit der Oberflächenstrukturen auf den Schaufeln im GWK und den Rauheiten auf realen Turbinenschaufeln ist eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Flugtriebwerke gegeben. Für die zukünftige, effiziente Reparatur von Turbinenschaufeln ergeben sich aus den Ergebnissen folgende Schlussfolgerungen:

- Bei den Fertigungsprozessen sollten die lokalen Strömungsbedingungen berücksichtigt werden. In Bereichen, die einen Beschleunigungsparameter von $K > 2 \cdot 10^{-4}$ sollte die Oberflächenrauheit möglichst gering sein.
- Die Fertigungsprozesse sollten so angepasst werden, dass durch Oberflächenstrukturen in der turbulenten Grenzschicht keine lokalen Druckgradienten in Strömungsrichtung induziert werden. Diese haben einen signifikanten Einfluss auf die Verlustentstehung infolge von Rauheiten in turbulenten Grenzschichten.
- Durch die lokale, an die Strömungsbedingungen der Turbinenschaufel angepasste Reparatur kann zum einen die Reparaturzeit und zum anderen die Menge an Werkstoffen, die für die Reparatur benötigt wird, reduziert werden. Dadurch ist eine Reduzierung von Kosten bei der Reparatur und Wartung von Flugzeugtriebwerken möglich.

9 Schlussfolgerungen

10 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen liefern das Ergebnis, dass der Einfluss lokaler und komplexer Oberflächenstrukturen auf das aerodynamische Verlustverhalten von Turbinenschaufeln von den lokalen Strömungsbedingungen entlang der Schaufeloberfläche abhängt. Um das aus den Messergebnissen abgeleitete analytische Modell zur Vorhersage der Profilverluständerung infolge von lokalen Oberflächenrauheiten zu verbessern, sollten weitere Messungen durchgeführt werden und in die Regressionsanalyse einfließen. Somit wird die Vorhersagequalität, die in Form des Bestimmtheitsmaßes und des korrigierten Bestimmtheitsmaßes gegeben ist, verbessert.

Eine Anfachung und Dämpfung von Störungen, die durch Oberflächenrauheiten in die laminare Profilgrenzschicht eingebracht werden, hängt im Wesentlichen von der Beschleunigung der Strömung ab. Im Gegensatz zu Turbinenprofilen weisen typische Verdichterbeschaufelungen nur einen kurzen Bereich mit einer beschleunigten Strömung auf (siehe Abbildung 10.1). Über einen großen Bereich der Schaufel liegt ein positiver Druckgradient vor, der auf Störungen anfachend wirkt. Die Oberflächenrauheit auf Verdichterschaufeln nimmt durch erosiven Materialabtrag infolge von Fremdkörpern während des Betriebs zu. Aus diesem Grund sollte aufbauend auf den Erkenntnissen der vorliegenden Arbeit die Sensitivität von Verdichterbeschaufelungen gegenüber dem Einfluss lokaler und komplexer Oberflächenstrukturen untersucht werden.

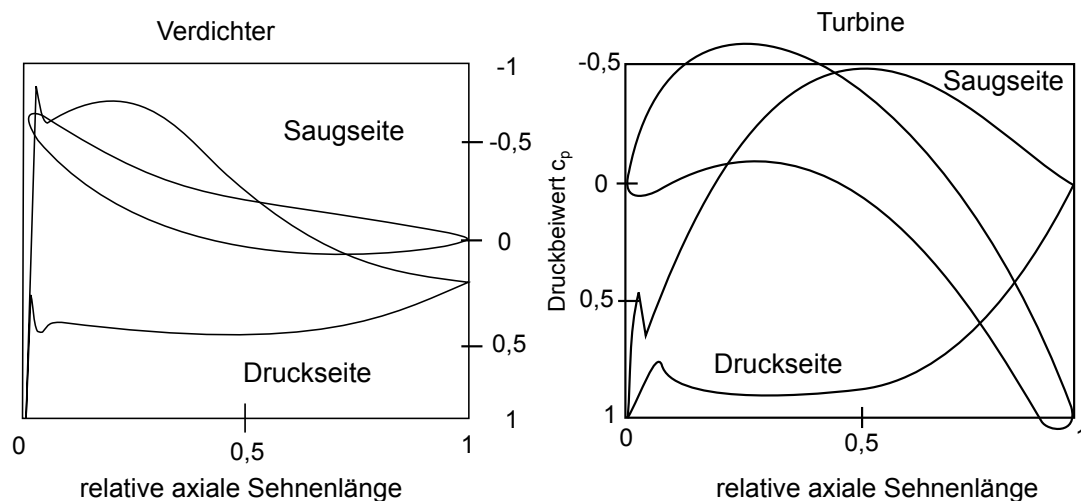


Abbildung 10.1: Typische Druckverteilungen von Verdichter- und Turbinenbeschaufelungen, nach Mayle (1991)

Literaturverzeichnis

- Abu-Ghannam, B. J. und Shaw, R. (1980): Natural transition of boundary layers—the effects of turbulence, pressure gradient, and flow history. In: *Journal of Mechanical Engineering Science*, (22(5)):S. 213–228.
- Abuaf, N.; Bunker, R. S. und Lee, C. P. (1998): Effects of Surface Roughness on Heat Transfer and Aerodynamic Performance of Turbine Airfoils. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (120):S. 522–529.
- Achary, M.; Bornstein, J. und Escudier, M. P. (1986): Turbulent boundary layers on rough surfaces. In: *Experiments in Fluids*, (4):S. 33–47.
- Alhaj, O. (2011): Optical Investigation of Profile Loss in a Linear Turbine Cascade. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, Hannover.
- Alhaj, O. und Seume, J. (2010): Optical investigation of profile losses in a linear turbine cascade. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, (GT2010-23166).
- Allen, J.; Shockling, M.; Kunkel, G. und Smits, A. J. (2007): Turbulent flow in smooth and rough pipes. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, (365):S. 699–714. ISSN 1364-503X. doi:10.1098/rsta.2006.1939.
- Amecke, J. (1967): Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern.
- Antonia, R. A. und Krogstad, P. A. (2001): Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness. In: *Fluid Dynamics Research*, (28):S. 139–157.
- Ashrafian, A.; Andersson, H. I. und Manhart, M. (2004): DNS of turbulent flow in a rod-roughened channel. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow*, (25(3)):S. 373–383. ISSN 0142727X. doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.02.004.
- Bammert, K. und Fiedler, K. (1966a): Der Reibungsverlust von rauhen Turbinenschaukelgittern. In: *Brennstoff-Wärme-Kraft*, (18(9)):S. 430–436.
- Bammert, K. und Fiedler, K. (1966b): Hinterkanten- und Reibungsverlust in Turbinenschaukelgittern. In: *Forschung im Ingenieurwesen*, (32(5)):S. 133–164.
- Bammert, K. und Sandstede, H. (1973): Strömungsverluste durch Oberflächenrauigkeit der Schaufeln in einer Turbine. In: *VDI-Berichte*, (193):S. 225–232.

Literaturverzeichnis

- Bammert, K. und Sandstede, H. (1980): Measurement of the Boundary Layer Development along a Turbine Blade with Rough Surfaces. In: ASME Journal of Engineering for Power, (102):S. 978–983.
- Bettermann, D. (1965): Contribution a l'étude de la convection forcee turbulente le long de plaques rugueuses. In: International Journal of Heat Mass Transfer, (9):S. 153–164.
- Bhaganagar, K.; Kim, J. und Coleman, G. (2004): Effect of Roughness on Wall-Bounded Turbulence. In: Flow, Turbulence and Combustion, (72):S. 463–492.
- Bons, J. P. (2005): A Critical Assessment of Reynolds Analogy for Turbine Flows. In: ASME Journal of Heat Transfer, (127):S. 472–485.
- Bons, J. P. (2010): A Review of Surface Roughness Effects in Gas Turbines. In: ASME Journal of Turbomachinery, (132). doi:10.1115/51.3066315.
- Bons, J. P.; Taylor, R. P.; McClain, S. T. und Rivir, R. B. (2001): The Many Faces of Turbine Surface Roughness. In: ASME Journal of Turbomachinery, (123):S. 739–748.
- Boyle, R. J. und Senyitko, R. G. (2003): Measurements and Predictions of Surface Roughness Effects on the Turbine Vane Aerodynamics. In: Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2003-38580).
- Boynton, J. L.; Tabibzadeh, R. und Hudson, S. T. (1993): Investigation of Rotor Blade Roughness Effects on Turbine Performance. In: ASME Journal of Turbomachinery, (115):S. 614–620.
- Bradshaw, P. (2000): A note on “critical roughness height” and “transitional roughness”. In: Physics of Fluids, (12(6)):S. 1611. doi:10.1063/1.870410.
- Bräunling, W. J. (2009): Flugzeugtriebwerke. Springer, Berlin and Heidelberg, dritte Auflage. ISBN 978-3-540-76368-0. doi:10.1007/978-3-540-76370-3.
- Bronstein, I.; Samedjajew, K.; Musiol, G. und Mühlig, H. (2001): Taschenbuch der Mathematik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, fünfte Auflage. ISBN 3817120052.
- Buske, C. (2013): Numerical Study of Incidence Angles and Gap Heights in Turbine Cascades and Rotors on Tip Clearance Losses. In: Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2013-94872).
- Cardillo, J.; Guillermo, A.; Newman, J.; Jansen, K. und Castillo, L. (2013): DNS of a turbulent boundary layer with surface roughness. In: Journal of Fluid Mechanics, (729):S. 603–637.
- Choi, K.-S. und Lumley, J. L. (2001): The return to isotropy of homogeneous turbulence. In: Journal of Fluid Mechanics, (436):S. 59–84.

- Colebrook, C. F. (1939): Turbulent flow in pipes, with particular reference to the transitional region between smooth and rough wall laws. In: *J. Inst. Civil Engrs*, (11):S. 133–156.
- Cui, J.; Lin, C.-L. und Patel, V. C. (2003a): Use of Large-Eddy-Simulation to Characterize Roughness Effect of Turbulent Flow Over a Wavy Wall. In: *Journal of Fluids Engineering*, (125):S. 1075–1077.
- Cui, J.; Patel, V. C. und Lin, C.-L. (2003b): Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel with rib roughness. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow*, (24(3)):S. 372–388. ISSN 0142727X. doi:10.1016/S0142-727X(03)00002-X.
- Curtis, E. M.; Hodson, H. P.; Banieghal, M. R.; Denton, J. D.; Howell, R. J. und Harvey, N. (1997): Development of Blade Profiles for Low Pressure Turbine Applications. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (119):S. 531–538.
- Dassler, P.; Kozulovic, D. und Fiala, A. (2010): Modelling of Roughness-Induced Transition using local Variables.
- Denkena, B.; Böß, V.; Nesper, D. und Samp, A. (2011): Kinematic and Stochastic Surface Topography of Machined TiAl6V4-Parts by means of Ball Nose End Milling. In: *Procedia Engineering*, (19):S. 81–87. ISSN 18777058. doi:10.1016/j.proeng.2011.11.083.
- Denton, J. D. (1993): Loss Mechanisms in Turbomachines. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (115):S. 621–656.
- Dirling, R. B. J. (1973): A method for computing roughwall heat transfer rates on reentry nosetips. In: *Proceedings of the AIAA 8th Thermophysics Conference*, (AIAA 73-763). doi:10.2514/6.1973-763. URL <http://arc.aiaa.org/doi/book/10.2514/MTC73>.
- Dvorak, F. A. (1969): Calculation of turbulent boundary layers on rough surfaces in pressure gradient. In: *AIAA Journal*, (7(9)):S. 1752–1759. ISSN 0001-1452. doi:10.2514/3.5386.
- El-Batsh, H. (2001): Modeling Particle Deposition on Compressor and Turbine Blade Surfaces. Dissertation, Technische Universität Wien, Wien.
- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2008): *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin and Heidelberg, erste Auflage. ISBN 978-3-540-67586-0. doi:10.1007/978-3-540-68228-8.
- Finnie, I. (1960): Erosion of Surfaces by Solid Particles. In: *Wear*, (3):S. 87–103.
- Flack, K. A.; Schultz, M. P. und Shapiro, T. A. (2005): Experimental support for Townsend's Reynolds number similarity hypothesis on rough walls. In: *Physics of Fluids*, (17(3)):S. 035102. doi:10.1063/1.1843135.

- Fröhlich, J. (2006): Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen. Teubner, Wiesbaden. ISBN 3-8351-0104-8.
- Frohnappel, B.; Lammers, P.; Jovanovic, J. und Durst, F. (2007): Interpretation of the mechanism associated with turbulent drag reduction in terms of anisotropy invariants. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (577):S. 457–466. doi:10.1017/S0022112007005083.
- Fuchs, N. A. (1964): *The Mechanics of Aerosols*. Pergamon, New York.
- Gersten, K. (1959): Der Einfluss der Reynoldszahl auf die Strömungsverluste in ebenen Schaufelgittern, Band Abhandlungen der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig.
- Gilge, P. (2012): Charakterisierung und Parametrisierung der Oberflächenstrukturen von Triebwerksschaufeln: Projektarbeit.
- Gilge, P. (2014): Verlust- und Grenzschichtmessungen an Turbinenschaufeln mit komplexen Oberflächenstrukturen im Gitterwindkanal GWK: Diplomarbeit.
- Grabow, R. M. und White, C. O. (1975): Surface Roughness Effects on Noretip Ablation Characteristics. In: *AIAA Journal*, (13(5)):S. 605–609.
- Grass, A. J.; Stuart, R. J. und Mansour-Tehrani, M. (1991): Vortical Structures and Coherent Motion in Turbulent Flow over Smooth and Rough Boundaries. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, (336):S. 35–65. ISSN 1364-503X. doi:10.1098/rsta.1991.0065.
- Greitzer, E. M.; Tan, C.; Graf, M.; Tan, C. S. und Graf, M. B. (2004): *Internal Flows: Concepts and applications*, Band 3. Cambridge University Press, Cambridge, erste Auflage. ISBN 0521343933.
- Hamed, A.; Tabakoff, W. C. und Wenglarz, R. (2006): Erosion and Deposition in Turbomachinery. In: *Journal of Propulsion and Power*, (22(2)):S. 350–360. ISSN 0748-4658. doi:10.2514/1.18462.
- Hamed, A. A. und Kuhn, T. P. (1995): Effects of Variational Particle Restitution Characteristics on Turbomachinery Erosion. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, (117):S. 432–440.
- Hamed, A. A.; Tabakoff, W. C.; Rivir, R. B.; Das, K. und Arora, P. (2005): Turbine Blade Surface Deterioration by Erosion. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (127(3)):S. 445–452. doi:10.1115/1.1860376.
- Harbecke, U. (2001): Aerodynamische Wirkung fertigungsbedingter technischer Rauheiten und Geometriefehler an gefrästen Turbinenschaufeln. In: *Fortschrittsberichte VDI*, (419).
- Hatman, A. und Wang, T. (1999): A Prediction Model for Separated-Flow Transition. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (121):S. 594–602.

- Herbst, F. (2013): Modellierung des Einflusses von Ausblasungen auf die Grenzschichttransition in hochbelasteten Niederdruckturbinen. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, Hannover.
- Herbst, F.; Kozulovic, D. und Seume, J. (2013): Transition Modeling for Vortex Generating Jets on Low-Pressure Turbine Profiles. In: ASME Journal of Turbomachinery, (135).
- Hohenstein, S.; Aschenbruck, J. und Seume, J. (2013): Aerodynamic Effects of Non-Uniform Surface Roughness on a Turbine Blade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2013-95433).
- Hohenstein, S. und Seume, J. (2013): Numerical Investigation on the Influence of Anisotropic Surface Roughness on the Skin Friction. In: Proceedings of the European Turbomachinery Conference.
- Hourmouziadis, J. (1989): Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines.
- Hourmouziadis, J. und Hofmann, G. (2007): Response of Separation Bubble to Velocity and Turbulence Wakes.
- Hummel, F.; Lötzerich, M.; Cardamone, P. und Fottner, L. (2005): Surface Roughness Effects in Turbine Blade Aerodynamics. In: ASME Journal of Turbomachinery, (127):S. 453–461.
- Hurlbrink, J. (2013): Bestimmung der aerodynamischen Eigenschaften eines Gitterkastens im Gitterwindkanal (GWK) und Vergleich mit numerischen Rechnungen: Projektarbeit.
- Issa, R. I. (1985): Solution of the Implicitly Discretised Fluid Flow Equations by Operator-Splitting. In: Journal of Computational Physics, (62):S. 40–65.
- Jetter, C. (1997): Strömungstechnische Qualitätskriterien von spanabhebend gefertigten Turbinenschaufelprofilen. In: Fortschrittsberichte VDI, (314).
- Jimenez, J. (2004): Turbulent Flows over Rough Walls. In: Annual Review of Fluid Mechanics, (36(1)):S. 173–196. ISSN 0066-4189. doi:10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103.
- Johnson, B. E. und Christensen, K. T. (2009): Turbulent Flow over Low-Order Models of Highly Irregular Surface Roughness. In: AIAA Journal, (47(5)):S. 1288–1299. doi: 10.2514/1.41266.
- Jovanovic, J. und Hillerbrand, R. (2005): On Peculiar Property of the Velocity Fluctuations in Wall-Bounded Flows. In: Thermal Science, (9(1)):S. 3–12.
- Kato, M. und Launder, B. E. (1993): The Modelling of the Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders. In: Proceedings of the 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, (1):S. 10–4–1 – 10–4–6.

Literaturverzeichnis

- Keirsbulck, L.; Labraga, L.; Mazouz, A. und Tournier, C. (2002): Influence of surface roughness on anisotropy in a turbulent boundary layer flow. In: *Experiments in Fluids*, (33(3)):S. 497–499. doi:10.1007/s00348-002-0424-9.
- Kind, R. J.; Serjak, P. J. und Abbott, M. W. (1996): Measurements and prediction of the effects of surface roughness on profile losses and Deviation in a turbine Cascade. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*, (96-GT-203).
- Kozulovic, D. (2007): Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Deutschland.
- Krogstad, P. A. und Antonia, R. A. (1999): Surface Roughness Effects in Turbulent Boundary Layers. In: *Experiments in Fluids*, (27):S. 450–460.
- Krogstad, P. A.; Antonia, R. A. und Brown, L. W. B. (1992): Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (245):S. 599–617.
- Kügeler, E. (2005): Numerisches Verfahren zur genauen Analyse der Kühleffektivität filmgekühlter Turbinenschaufeln. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, Bochum.
- Kunen, J. M. G. (1984): On the Detection of Coherent Structures in Turbulent Flows. Dissertation, Technische Hochschule Delft, Delft.
- Kunkel, G. J.; Allen, J. J. und Smits, A. J. (2007): Further support for Townsend's Reynolds number similarity hypothesis in high Reynolds number rough-wall pipe flow. In: *Physics of Fluids*, (19):S. 055109–1–055109–6.
- Langston, L. S. (2001): Secondary Flows in Axial Turbines - A Review. Dissertation, University of Connecticut, Connecticut.
- Lechner, C. und Seume, J. (Hg.) (2010): Stationäre Gasturbinen. Springer Berlin Heidelberg, Berlin and Heidelberg. ISBN 978-3-540-92787-7. doi:10.1007/978-3-540-92788-4.
- Lee, S.-H.; Lee, J. H. und Sung, H. J. (2010): Direct Numerical Simulation and PIV Measurement of Turbulent Boundary Layer over a Rod-Roughened Wall. doi:10.1007/978-90-481-9631-9.
- Lietmeyer, C. (2008): Auswahl und experimentelle Vorbereitung einer optischen Laser- messtechnik für den Einsatz im Staubkanal: Diplomarbeit.
- Lietmeyer, C. (2013): Berechnungsmodell zur Widerstandsbeeinflussung nicht-idealer Riblets auf Verdichterschaufeln. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, Hannover.
- Lu, S. und Willmarth, W. (1973): Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (60):S. 481–511.

- Lumley, J. L. und Newman, G. R. (1977): The return to isotropy of homogeneous turbulence. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (82):S. 161–178.
- Lyko, C.; Dähnert, J. und Peitsch, D. (2011): Transition Mechanisms in Laminar Separated Flow under Unsteady Main Flow Conditions - Part I: Steady Flowfield. In: *Proceedings from 10th International Gas Turbine Congress, (IGTC2011-0254)*.
- Matsuda, H.; Otomo, F.; Kawagishi, H.; Inomata, A. N. Y. und Sasaki, T. (2006): Influence of Surface Roughness on Turbine Nozzle Profile Loss and Secondary Loss. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2006-90828)*.
- Mayle, R. E. (1991): The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (113):S. 509–536.
- McAuliffe, B. und Yaras, M. I. (2007): Transition Mechanisms in Separation Bubbles Under Low and Elevated Freestream Turbulence. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2007-27605)*.
- McIlroy, H. M. und Budwig, R. S. (2007): The Boundary Layer Over Turbine Blade Models With Realistic Rough Surfaces. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (129(2)):S. 318–330. doi:10.1115/1.2218572
- Mejia-Alvarez, R. und Christensen, K. T. (2009): Flow of Turbulent Boundary Layers Over Low-Order Representations of Irregular Surface Roughness. In: *Proceedings of the 39th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, (AIAA 2009-3681)*. doi:10.2514/6.2009-3681.
- Mejia-Alvarez, R.; Yanhua Wu und Kenneth Christensen (2007): Modifications of the Structure of Turbulent Flow by a Rough Surface. In: *Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition, (AIAA 2009-399)*.
- Menter, F. R.; Langtry, R. B.; Likki, S. R.; Suzen, Y. B.; Huang, P. G. und Völker, S. (2006): A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation. In: *ASME Journal of Turbomachinery*, (128(3)):S. 413–422. doi:10.1115/1.2184352
- Montis, M.; Niehuis, R. und Fiala, A. (2011): Aerodynamic Measurements on a Low Pressure Turbine Cascade With Different Levels of Distributed Roughness. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2011-45015)*.
- Moser, R. D.; Kim, J. und Mansour, N. N. (1999): Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re=590$. In: *Journal of Fluids Engineering*, (11(4)):S. 943–945.
- Neilson, J. H. und Gilchrist, A. (1968): Erosion by a Stream of Solid Particles. In: *Wear*, (II):S. 111–122.

Literaturverzeichnis

- Nicolaus, M.; Möhwald, K. und Bach, F.-W. (2012): A New Hybrid Process for Repair Brazing and Coating of Turbine Blades. In: Proceedings from the International Thermal Spray Conference and Exposition.
- Nikuradse, J. (1933): Strömungsgesetze in rauhen Rohren. In: VDI-Forschungsheft 361, (361).
- Nitsche, W. und Brunn, A. (2005): Strömungsmesstechnik. Springer, Berlin and Heidelberg, zweite Auflage. ISBN 103540209905.
- Oertel, H. j.; Böhle, M. und Dohrmann, U. (2006): Strömungsmechanik: Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele. Vieweg, Wiesbaden, vierte Auflage.
- OpenFOAM Foundation (2013): OpenFOAM The Open Source CFD Toolbox: Programmer's Guid.
- Peet, Y.; Sagaut, P. und Charron, Y. (2008): Turbulent Drag Reduction using Sinusoidal Riblets with Triangular Cross-Section. In: Proceedings of the 38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit.
- Pope, S. B. (2011): Turbulent Flows. Cambridge University Press, New York, 8. Auflage. ISBN 0521591252.
- Reynolds, O. (1895): On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Band 186(A):S. 123–164.
- Robinson, S. K. (1991): Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer. In: Annual Review of Fluid Mechanics, (23):S. 601–639. ISSN 0066-4189.
- Rolls-Royce (2012): Market Outlook. URL http://www.rolls-royce.com/civil/customers/market_outlook/index.jsp.
- Rupp, O. (2002): Instandhaltungskosten bei zivilen Strahltriebwerken.
- Sanz Garcia, E.; Nicot, C.; Point, R. und Plaza, F. (2007): Influence of surface micro-morphology on the turbulent boundary layer.
- Schlichting, H. (1936): Experimental Investigation of the Problem of Surface Roughness. In: Ingenieur-Archiv, (1(3)).
- Schlichting, H. und Gersten, K. (2005): Grenzschichttheorie. Springer, Berlin-Heidelberg, 10. Auflage.
- Schodl, R. (1998): Advanced Measurement Techniques: Laser Two Focus Velocimetry Two and Three-Dimensional Techniques.
- Scholz, N. (1965): Aerodynamik der Schaufelgitter: Band 1. Verlag G. Braun, Karlsruhe.

- Scholz, P.; Kozulovic, D. und Radespiel, R. (2009): Turbulenz und Transition.
- Schreyer, B. (2008): Verlustverhalten fräserauer Turbinen- und Verdichtergitter. Dissertation, Leibniz Universität Hannover, Hannover.
- Schultz, M. P. und Flack, K. A. (2007): The rough-wall turbulent boundary layer from the hydraulically smooth to the fully rough regime. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (580):S. 381–405. doi:10.1017/S0022112007005502.
- Shafi, H. S. und Antonia, R. A. (1995): Anisotropy of the Reynolds stresses in a turbulent boundary layer on a rough wall. In: *Experiments in Fluids*, (18):S. 213–215.
- Shockling, M.; Allen, J. J. und Smits, A. J. (2006): Roughness effects in turbulent pipe flow. In: *Journal of Fluid Mechanics*, (564):S. 267–285. doi:10.1017/S0022112006001467.
- Siemens (2011): The New Age of Electricity: Facts and Forecasts. URL http://www.siemens.com/innovation/apps/pof_microsite/_pof-spring-2011/_pdf/pof_0111_strom_facts_en.pdf.
- Sigal, A. und Danberg, J. E. (1990): New Correlation of Roughness Density Effect on the Turbulent Boundary Layer. In: *AIAA Journal*, (28(3)):S. 554–556.
- Simpson, R. L. (1973): A generalized correlation of roughness density effects on the turbulent boundary layer. In: *AIAA Journal*, (11(2)):S. 242–244. ISSN 0001-1452. doi:10.2514/3.6736.
- Singh, K. M.; Sandham, N. D. und Williams, J. J. R. (2007): Numerical Simulation of Flow over a Rough Bed. In: *Journal of Hydraulic Engineering*, (133):S. 386–398.
- Smalley, R.; Leonardi, S.; Antonia, R. A.; Djenidi, L. und Orlandi, P. (2002): Reynolds stress anisotropy of turbulent rough wall layers. In: *Experiments in Fluids*, (33(1)):S. 31–37. doi:10.1007/s00348-002-0466-z.
- Song, T.; Sohn, J.; Kim, T.; Kim, J. und Ro, S. (2005): An Analytical Approach to Predicting Particle Deposits by Fouling in the Axial Compressor of the Industrial Gas Turbine. In: *Proceedings of the IMechE*, Glasgow.
- Speidel, L. (1954): Einfluß der Oberflächenrauigkeit auf die Strömungsverluste in ebenen Schaufelgittern. In: *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens*, (20(5)):S. 129–140.
- Stripf, M. (2007): Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die transitionale Grenzschicht an Gasturbinenschaufeln. Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe.
- Sutherland, W. (1893): LII. The viscosity of gases and molecular force. In: *Philosophical Magazine Series 5*, (5):S. 507–531. ISSN 1941-5982. doi:10.1080/14786449308620508.

Literaturverzeichnis

- Taylor, R. P. (1990): Surface Roughness Measurements on Gas Turbine Blades. In: ASME Journal of Turbomachinery, (112):S. 175–180.
- Thomas, T. R. (1981): Characterization of surface roughness. In: Precision Engineering, (3):S. 97–104.
- van Rij, J. A.; Belnap, B. J. und Ligrani, P. M. (2002): Analysis and Experiments on Three-Dimensional, Irregular Surface Roughness. In: ASME Journal of Fluids Engineering, (124):S. 671–677.
- Vera, M.; Hodson, H. P. und Vazquez, R. (2005): The Effects of a Trip Wire and Unsteadiness on a High-Speed Highly Loaded Low-Pressure Turbine Blade. In: ASME Journal of Turbomachinery, (127(4)):S. 747–754. doi:10.1115/1.1934446
- Vera, M.; Zhang, X. F.; Hodson, H. und Harvey, N. (2007): Separation and Transition Control on an Aft-Loaded Ultra-High-Lift LP Turbine Blade at Low Reynolds Numbers: High-Speed Validation. In: ASME Journal of Turbomachinery, (129(2)):S. 340–347. doi:10.1115/1.2437220
- Volino, R. J. (2003): Passive Flow Control on Low-Pressure Turbine Airfoils. In: ASME Journal of Turbomachinery, (125(4)):S. 754–764. doi:10.1115/1.1626685
- Volk, R. (2013): Rauheitsmessung - Theorie und Praxis. Beuth Verlag GmbH, Berlin, zweite Auflage. ISBN 3410238824.
- Wilcox, D. C. (1988): Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. In: AIAA Journal, (26(11)):S. 1299–1310.
- Wilcox, D. C. (2006): Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., La Canada and California, dritte Auflage. ISBN 978-1928729-08-2.
- Yuan, L. Q. und Kind, R. J. (2006): Measurements and Computations of Compressible Flow Through a Turbine Cascade With Surface Roughness. In: Proceedings of ASME Turbo Expo, (GT2006-90018).
- Yun, Y. I.; Park, I. Y. und Song, S. S. (2005): Performance Degradation due to Blade Surface Roughness in a Single-Stage Axial Turbine. In: ASME Journal of Turbomachinery, (127):S. 137–143.
- Zhang, Q. und Ligrani, P. M. (2006): Aerodynamic Losses of a Cambered Turbine Vane: Influences of Surface Roughness and Freestream Turbulence Intensity. In: ASME Journal of Turbomachinery, (128(3)):S. 536–546. doi:10.1115/1.2185125

A Literaturüberblick zu Rauheitsuntersuchungen in Turbinen

Tabelle A.1: Abkürzungslegende zu Tabelle A.2

Abkürzung	Bedeutung
HDT	Hochdruckturbine
NDT	Niederdruckturbine
h	homogene Rauheit
ih	inhomogene Rauheit
SS	Rauheit auf der Saugseite appliziert
DS	Rauheit auf der Druckseite appliziert
E	experimentelle Untersuchung
A	Analytische Untersuchung
K	Untersuchung an einer ebenen Kaskade
R	Untersuchung an einer rotierenden Maschine
-	keine Angabe möglich

Tabelle A.2: Details zu Untersuchungen zum Einfluss von Oberflächenrauheiten auf die Turbinenaerodynamik

Quelle	Profil	Rauheitstyp	Rauheitshöhe	Position	Ma	Re	Tu	Methode
Speidel (1954)	HDT	Sandkornerauhheit, h		SS und DS	0,13	$5,5 \cdot 10^5$	-	E, K
Gersten (1959)	HDT	Sandkornerauhheit, h		SS und DS	0,13	$5,5 \cdot 10^5$	-	E, A, K
Bannert und Fiedler (1966b)	HDT	Sandkornerauhheit, h, ih		SS und DS, VK	0,13	$5,5 \cdot 10^5$	-	E, K
Bannert und Fiedler (1966a)	HDT	Sandkornerauhheit, h	$k_s/l = 1, \dots, 10 \cdot 10^{-4}$	SS und DS	0,13	$5,5 \cdot 10^5$	-	E, K
Bannert und Sandstede (1973)	HDT	Sandkornerauhheit, h	$k_s/l = 0,57, \dots, 3,31 \cdot 10^{-3}$	SS und DS	0,14	$5,6 \cdot 10^5$	0,05...0,08	E, R
Bannert und Sandstede (1980)	HDT	Sandkornerauhheit, h	$Rq/l = 3,83 \dots 5,13 \cdot 10^{-5}$	SS und DS	-	$1,1 \cdot 10^7$	-	E, R
Boynton et al. (1993)	HDT	Polieren, h	$k_s/l = 1,28 \dots 1,8 \cdot 10^{-2}$	SS und DS	0,08	$3 \cdot 10^5$	0,003	E, K
Kind et al. (1996)	HDT	Sandkornerauhheit, ih		SS: $x/l = 0,1; 0,25; 0,53; 0,65,$ DS: $x/l = 0,25$				
Jetter (1997)	HDT	Eisrauhheiten, Gletschleifen, h	$R_z/l = 0,137 \dots 5,38 \cdot 10^{-5}$	SS und DS	-	-	0,045	E, K
Abuaf et al. (1998)	HDT	Fertigungsbedingt, h	$Ra/l_{ax} = 1,68 \dots 4,85 \cdot 10^{-4}$	SS und DS	-	$1,2 \dots 2,3 \cdot 10^6$	-	E, K
Harbecke (2001)	HDT	Eisrauhheiten, h	$Ra/l = 0,055 \dots 3,44 \cdot 10^{-5}$	SS und DS	-	-	0,045	E, K
Boyle und Senyitko (2003)	HDT	ZrO-Beschichtung, h	$Rq/l = 1,75 \cdot 10^{-4}$	SS und DS	0,2...0,9	$0,133 \dots 1,76 \cdot 10^6$	0,01...0,17	E, K
Volino (2003)	NDT	diskrete Rauheit, ih	$h/l = 2,35 \dots 9,39 \cdot 10^{-3}$	SS	-	$0,25 \dots 3 \cdot 10^5$	0,0037...0,068	E, K
Hummel et al. (2005)	HDT	Sandkornerauhheit, h	$Ra/l = 0,76 \dots 7,9 \cdot 10^{-5}$	SS und DS	0,75	$0,6 \dots 1,2 \cdot 10^6$	0,034...0,037	E, K
Matsuda et al. (2006)	HDT	Prästrauhheiten, Sandstrahlen, Polieren	$Ra/l = 0,007 \dots 1 \cdot 10^{-4}$	SS und DS	-	$0,3 \dots 1 \cdot 10^6$	-	E, K
Yun et al. (2005)	HDT	Sandkornerauhheit, h	$k_s/l = 0,0016; k_s/l = 0,0067$	SS und DS	-	$2 \cdot 10^5$	-	E, R
Vera et al. (2005)	NDT	diskrete Rauheit, ih	$h/l = 1,5 \cdot 10^{-3}$	SS	0,8	$1,3 \dots 2 \cdot 10^5$	0,005	E, K
Yuan und Kind (2006)	HDT	Sandkornerauhheit, ih	$k_s/l = 0,0022 \dots 0,0064$	SS	0,4...1,13	$0,4 \dots 1 \cdot 10^6$	-	E, K
Zhang und Liqrani (2006)	HDT	Sandkornerauhheit, h, ih	$k_s/l = 0,722 \dots 1,72 \cdot 10^{-3}$	SS und DS	0,35	$0,9 \cdot 10^6$	0,011...0,077	E, K
Vera et al. (2007)	NDT	diskrete Rauheit, ih		DS inhomogen	0,64	$0,7 \dots 2,5 \cdot 10^5$	0,0005	E, K
Striuf (2007)	HDT, NDT	diskrete Rauheit, h	$k_s/l \leq 2,53 \cdot 10^{-3}$	SS	0,05...0,22	$0,35 \dots 1 \cdot 10^6$	0,035...0,08	E, K
Montis et al. (2011)	NDT	Sandkornerauhheit, h	$Ra/l = 0,11 \dots 2,9 \cdot 10^{-4}$	SS und DS	-	$0,5 \dots 7 \cdot 10^5$	0,025...0,05	E, K

B Profilkoordinaten

Tabelle B.1: Position der Profildruckbohrungen

Bezeichnung	l in mm	x/l
SS1	3,14	0,048
SS2	7,47	0,113
SS3	11,49	0,173
SS4	20,34	0,307
SS5	24,95	0,377
SS6	30,71	0,464
SS7	34,70	0,524
SS8	38,67	0,584
SS9	43,44	0,656
SS10	48,56	0,733
SS11	58,24	0,879
DS1	4,30	0,065
DS2	14,86	0,224
DS3	26,13	0,394
DS4	44,59	0,673
DS5	59,62	0,900

B Profilkordinaten

Tabelle B.2: Profilkordinaten des untersuchten Turbinenprofils

x/l	y/l	x/l	y/l	x/l	y/l	x/l	y/l	x/l	y/l	x/l	y/l	x/l	y/l
0,9982	-0,5200	0,8814	-0,2776	0,7133	-0,0273	0,0514	0,0760	0,0961	0,0026	0,7856	-0,2254	0,9654	-0,5109
0,9992	-0,5175	0,8772	-0,2704	0,6984	-0,0086	0,0384	0,0612	0,1194	0,0083	0,7910	-0,2328	0,9698	-0,5189
0,9998	-0,5148	0,8730	-0,2633	0,6829	0,0096	0,0262	0,0457	0,1428	0,0132	0,7963	-0,2402	0,9704	-0,5200
1,0000	-0,5121	0,8688	-0,2562	0,6667	0,0272	0,0149	0,0296	0,1664	0,0172	0,8015	-0,2477	0,9719	-0,5223
0,9997	-0,5094	0,8645	-0,2490	0,6500	0,0442	0,0044	0,0130	0,1901	0,0204	0,8068	-0,2551	0,9737	-0,5243
0,9989	-0,5067	0,8602	-0,2420	0,6326	0,0607	0,0028	0,0102	0,2140	0,0228	0,8120	-0,2626	0,9759	-0,5260
0,9986	-0,5062	0,8559	-0,2349	0,6147	0,0765	0,0019	0,0086	0,2378	0,0244	0,8173	-0,2701	0,9784	-0,5272
0,9952	-0,4986	0,8515	-0,2278	0,5963	0,0917	0,0013	0,0070	0,2618	0,0251	0,8224	-0,2776	0,9810	-0,5280
0,9918	-0,4911	0,8472	-0,2208	0,5773	0,1062	0,0007	0,0053	0,2857	0,0250	0,8276	-0,2851	0,9837	-0,5284
0,9884	-0,4835	0,8428	-0,2137	0,5578	0,1201	0,0003	0,0036	0,3096	0,0240	0,8327	-0,2927	0,9865	-0,5282
0,9849	-0,4760	0,8384	-0,2067	0,5379	0,1333	0,0001	0,0018	0,3335	0,0222	0,8378	-0,3002	0,9891	-0,5276
0,9814	-0,4685	0,8339	-0,1997	0,5198	0,1444	0,0000	0,0000	0,3573	0,0196	0,8429	-0,3078	0,9917	-0,5265
0,9779	-0,4610	0,8295	-0,1927	0,5026	0,1540	0,0001	-0,0018	0,3810	0,0161	0,8479	-0,3154		
0,9743	-0,4535	0,8250	-0,1857	0,4849	0,1627	0,0003	-0,0036	0,4046	0,0119	0,8530	-0,3230		
0,9708	-0,4460	0,8205	-0,1788	0,4668	0,1705	0,0007	-0,0053	0,4280	0,0068	0,8580	-0,3307		
0,9672	-0,4385	0,8160	-0,1718	0,4483	0,1773	0,0012	-0,0070	0,4512	0,0009	0,8629	-0,3383		
0,9635	-0,4311	0,8114	-0,1649	0,4295	0,1831	0,0019	-0,0087	0,4741	-0,0059	0,8679	-0,3460		
0,9599	-0,4236	0,8068	-0,1580	0,4104	0,1879	0,0027	-0,0102	0,4969	-0,0134	0,8728	-0,3537		
0,9562	-0,4162	0,8022	-0,1511	0,3911	0,1917	0,0037	-0,0118	0,5193	-0,0217	0,8777	-0,3614		
0,9525	-0,4088	0,7976	-0,1442	0,3716	0,1945	0,0047	-0,0132	0,5415	-0,0307	0,8826	-0,3691		
0,9488	-0,4014	0,7929	-0,1374	0,3520	0,1963	0,0059	-0,0145	0,5633	-0,0406	0,8874	-0,3768		
0,9450	-0,3940	0,7882	-0,1305	0,3323	0,1971	0,0073	-0,0157	0,5848	-0,0512	0,8922	-0,3846		
0,9412	-0,3866	0,7835	-0,1237	0,3127	0,1968	0,0087	-0,0168	0,6059	-0,0625	0,8970	-0,3924		
0,9374	-0,3793	0,7788	-0,1169	0,2930	0,1955	0,0102	-0,0178	0,6230	-0,0725	0,9017	-0,4001		
0,9336	-0,3719	0,7741	-0,1101	0,2735	0,1931	0,0118	-0,0186	0,6384	-0,0821	0,9065	-0,4079		
0,9297	-0,3646	0,7693	-0,1033	0,2541	0,1898	0,0134	-0,0193	0,6535	-0,0922	0,9112	-0,4158		
0,9258	-0,3572	0,7645	-0,0965	0,2349	0,1854	0,0151	-0,0198	0,6682	-0,1029	0,9158	-0,4236		
0,9219	-0,3499	0,7597	-0,0898	0,2159	0,1801	0,0168	-0,0202	0,6826	-0,1141	0,9205	-0,4315		
0,9180	-0,3426	0,7548	-0,0830	0,1973	0,1737	0,0186	-0,0205	0,6965	-0,1257	0,9251	-0,4393		
0,9140	-0,3353	0,7500	-0,0763	0,1790	0,1664	0,0204	-0,0205	0,7100	-0,1379	0,9297	-0,4472		
0,9100	-0,3281	0,7451	-0,0696	0,1611	0,1581	0,0222	-0,0205	0,7231	-0,1505	0,9342	-0,4551		
0,9060	-0,3208	0,7401	-0,0630	0,1437	0,1490	0,0239	-0,0202	0,7358	-0,1636	0,9388	-0,4630		
0,9020	-0,3136	0,7352	-0,0563	0,1268	0,1389	0,0257	-0,0199	0,7479	-0,1771	0,9433	-0,4710		
0,8979	-0,3064	0,7303	-0,0497	0,1104	0,1279	0,0274	-0,0193	0,7596	-0,1910	0,9478	-0,4789		
0,8938	-0,2991	0,7253	-0,0430	0,0947	0,1161	0,0277	-0,0192	0,7708	-0,2053	0,9522	-0,4869		
0,8897	-0,2919	0,7203	-0,0364	0,0795	0,1035	0,0502	-0,0111	0,7749	-0,2107	0,9566	-0,4948		
0,8856	-0,2848	0,7152	-0,0298	0,0651	0,0901	0,0731	-0,0039	0,7802	-0,2180	0,9610	-0,5028		

C Messgenauigkeit und Fehlerrechnung

Bei der Auswertung der Messdaten ist zu beachten, dass diese fehlerbehaftet sind. Die Fehler werden in die folgenden vier Arten unterteilt:

- Bekannte systematische Fehler bezeichnen Fehler, die unabhängig von der Anzahl der Messungen sind. Diese beschreiben eine Tendenz und sind hinsichtlich des Vorzeichens und der Größe konstant. Eine typische Quelle bekannter systematische Fehler ergeben sich aus einer fehlerhaften Kalibrierung von Messgeräten.
- Unbekannte systematische Fehler sind Fehler, die in ihrer Größe und ihrem Vorzeichen nicht konstant sind. Unbekannte systematische Fehler können nur in der maximal auftretenden Größe bestimmt werden. Sie werden bei Messgeräten in Form einer Toleranz angegeben.
- Zufällige Fehler ergeben sich aus zufällig schwankenden äußeren Einflüssen bei der Wiederholung von Messungen. Die Größe und das Vorzeichen dieser Fehler sind unbekannt. Es können jedoch für die zufälligen Fehler der Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt werden.
- Grobe Fehler stellen signifikante Abweichungen von Messwerten im Vergleich zu den anderen Messwerten dar.

Bei der Auswertung von Messungen können der bekannte systematische Fehler und der grobe Fehler berücksichtigt werden. Auch wenn die Ursache der Fehler nicht bekannt ist, können Messwerte um die Tendenz des bekannten systematischen Fehlers korrigiert werden. Grobe Fehler können aufgrund ihrer signifikanten Abweichung durch eliminieren der entsprechenden Messwerte berücksichtigt werden. Daher gehen in die Fehlerrechnung nur der unbekannt systematische und der zufällige Fehler ein.

Während der unbekannt systematische Fehler über die vom Hersteller von Messgeräten vorgegebene Toleranz in der Fehlerrechnung berücksichtigt wird, wird der zufällige Fehler über Reproduzierbarkeitsmessungen bestimmt. Dazu werden zu unterschiedlichen Zeiten bei gleichen Einstellungen des Prüfstands n_W Wiederholungsmessungen durchgeführt. Für die Messwerte wird der Mittelwert

$$\bar{x} = \frac{1}{n_W} \sum_{i=1}^n x_i \quad (\text{C.1})$$

C Messgenauigkeit und Fehlerrechnung

und die Streuung um den Mittelwert in Form der Standardabweichung

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n_w - 1}} \quad (\text{C.2})$$

bestimmt. Über den Stichprobenumfang n und den Korrekturfaktor t geht diese in die Standardabweichung $\sigma_{\bar{x}}$, die auf den Mittelwert der Messwerte bezogen wird, ein.

$$\sigma_{\bar{x}} = \pm \frac{t \cdot s}{\sqrt{n}} \quad (\text{C.3})$$

Für eine Anzahl von $n_W \rightarrow \infty$ nähert sich die Häufigkeitsverteilung des Fehlers der Gauß'schen Normalverteilung an. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird die Häufigkeitsverteilung aufgrund der endlichen Anzahl an Wiederholungsmessungen über die Student-t-Verteilung mit einem beidseitigen Vertrauensbereich von 95% beschrieben. Daraus folgt, dass der wahre Mittelwert des Messwerts μ im Bereich

$$\bar{x} - \sigma_{\bar{x}} \leq \mu \leq \bar{x} + \sigma_{\bar{x}} \quad (\text{C.4})$$

liegt.

Die Genauigkeit eines Messwerts ergibt sich neben der Messtoleranz des Messgeräts (siehe Abbildung C.2) auch über den Versuchsaufbau und die Messkette. Für eine beliebige Funktion F_i , die von mehreren Messwerten x_i abhängt, wird der wahrscheinliche Fehler ΔF über die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung bestimmt.

$$\Delta F = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial F}{\partial x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2} \quad (\text{C.5})$$

Tabelle C.1: Bezeichnung der Messstellen und Messtoleranz

Abkürzung	Bedeutung
PoSoR	Totaldruck, Keilsonde, Referenzschaufel
PoSoP	Totaldruck, Keilsonde, Probeschaufel
PsSoR	statischer Druck, Keilsonde, Referenzschaufel, Saugseite
PsSoRr	statischer Druck, Keilsonde, Referenzschaufel, Druckseite
PsSoP	statischer Druck, Keilsonde, Probeschaufel, Saugseite
PsSoPr	statischer Druck, Keilsonde, Probeschaufel, Druckseite
PoPr	Totaldruck Druck, Prandtl-Sonde
PsPr	statischer Druck, Prandtl-Sonde

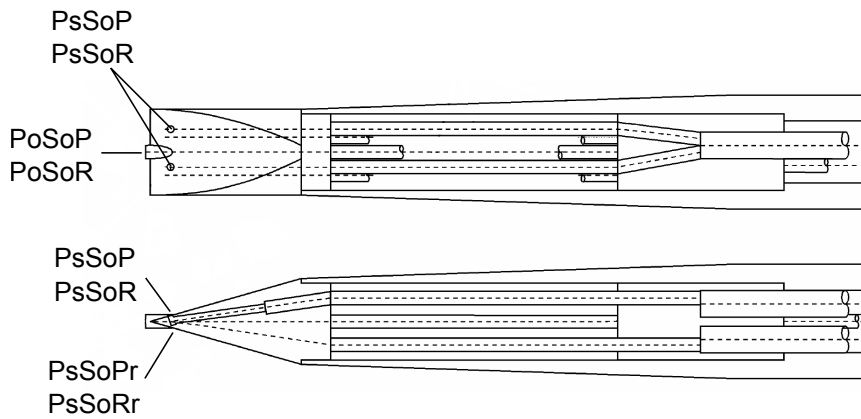


Abbildung C.1: Messstellen der Keilsonden, nach Schreyer (2008)

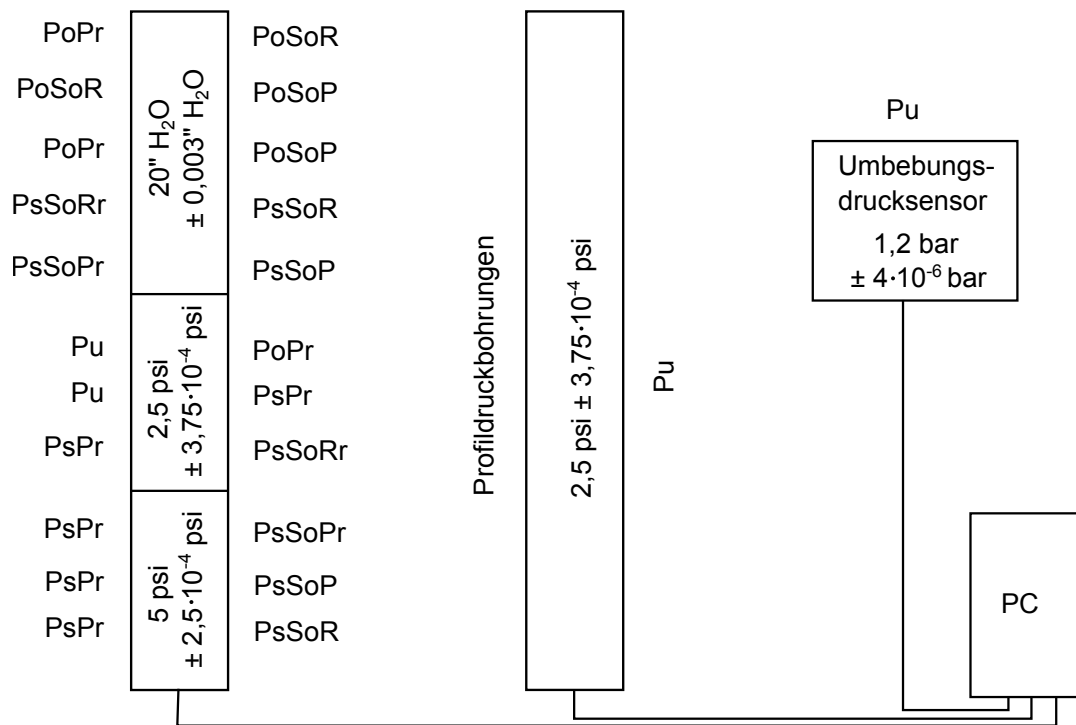


Abbildung C.2: Messkette und Messbereiche inkl. Messtoleranz nach Herstellerangaben der Druckmesstechnik

D Kennwerte von Oberflächentopographien infolge Fräsbearbeitung

Tabelle D.1: Oberflächenkennwerte typischer Topographien infolge von Fräsbearbeitung

Nr.	b_r in mm	f_z in mm	$\Lambda_{A,ideal}$	$\Lambda_{A,real}$	Ra in μm	Strömungsrichtung relativ zur Vorschubsrichtung		
						k_s	k_s	k_s
						in μm	in μm	in μm
1	0,1	0,005	0,3658	0,5612	0,117	0,044	-	0,057
2	0,1	0,02	0,3841	0,9894	0,319	0,034	0,031	0,032
3	0,2	0,01	0,2046	0,3021	0,274	0,013	0,018	0,023
4	0,3	0,02	0,3807	0,5469	0,648	0,076	0,085	0,097
5	0,4	0,03	0,4700	0,5781	1,119	1,630	1,182	2,041
6	0,5	0,02	0,1325	0,3220	1,604	2,319	3,099	3,892
7	0,5	0,04	0,4253	0,6893	1,842	5,580	5,129	4,991
8	0,7	0,02	0,0623	0,4776	3,128	8,029	9,979	12,08
9	0,7	0,06	0,7156	0,9566	6,996	3,292	3,309	3,439
10	1,0	0,005	0,0009	0,1336	6,307	11,08	21,45	30,06
11	1,0	0,02	0,022	0,2413	6,343	15,71	24,26	32,35

D Kennwerte von Oberflächentopographien infolge Fräsbearbeitung

E Validierung von OpenFOAM

2.1.1

Bei dem Strömungslöser OpenFOAM handelt es sich um Paket mit frei verfügbaren Strömungslösern mit offenen Quellcodes. Das bietet den wesentlichen Vorteil gegenüber kommerziell erhältlichen Produkten, dass keine Kosten für Software-Lizenzen anfallen und dass Modifikationen zur Anpassung der Strömungslöser an spezielle Aufgabenstellungen problemlos erfolgen können. Aufgrund der offenen Struktur von OpenFOAM ist jedoch zur Sicherung der wissenschaftlichen Qualität eine Validierung der Eignung von OpenFOAM zur Durchführung von Direkten Numerischen Simulationen notwendig.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Strömungslöser *channelFoam* der OpenFOAM Version 2.1.1 anhand der Daten von Moser et al. (1999) überprüft. Moser et al. (1999) haben mehrere DNS von ebenen Kanalströmungen mit verschiedenen Schubspannungs-Reynoldszahlen von $Re_\tau = 180$ bis $Re_\tau = 590$ durchgeführt. In Abhängigkeit von der Schubspannungs-Reynoldszahl ändert sich die Auflösung der Anteil der turbulenten Grenzschicht, der mit der Simulation aufgelöst wird. Die Validierung von OpenFOAM wird für eine Schubspannungs-Reynoldszahlen von $Re_\tau = 180$ durchgeführt, da diese eine guten Kompromiss zwischen Auflösung der Grenzschicht und Rechenzeit darstellt.

Die Rechendomäne besteht aus einem ebenen Kanal (vgl. Abbildung 7.3) mit zyklischen Randbedingungen in Hauptströmungsrichtung sowie normal dazu. Die Rechendomäne hat die Ausmaße $L_x \times L_y \times L_z = 6\delta \times \delta \times 3\delta$ mit einer Netzauflösung von $N_x \times N_y \times N_z = 128 \times 129 \times 128$. Damit entspricht die Netzauflösung $\Delta x^+ = 9,15$, $\Delta z^+ = 4,66$, $\Delta y_c^+ = 3,68$ in der Kanalmitte und $\Delta y_w^+ = 1,05$ an der Wand. Das verwendete Rechenetz erreicht somit eine leicht höhere Auflösung als das Netz von Moser et al. (1999). Die zeitlich und räumlichen Diskretisierungsmethoden sowie Verfahren zur Lösung der linearisierten Gleichungen sind detailliert in Kapitel 7.3 dargestellt. Das inkompressible Fluid strömt mit einer mittleren Geschwindigkeit in x-Richtung von $u_b = 1$ m/s. Es ergibt sich so eine mittlere Reynoldszahl von

$$Re = \frac{2\delta u_b}{\nu} = 6265 . \quad (\text{E.1})$$

Nachdem sich eine vollausgebildetes, turbulente Kanalströmung eingestellt hatte erfolgte eine Mittelung der Strömung zur statistischen Auswertung über 207 Kanaldurchströmungen. Dies entspricht einer dimensionslosen Zeit von

$$t^+ = \frac{t u_b}{\delta} \approx 1242. \quad (\text{E.2})$$

Gemäß den Ergebnissen von Peet et al. (2008) ist die Mittelung über eine Zeit von

$t^+ \approx 500$ ausreichend zur Auswertung der mittleren Strömungsgrößen. Es kann also im vorliegenden Fall davon ausgegangen, dass eine statistische Auswertung möglich ist.

Die Auswertung der mittleren Strömungsgrößen zeigt, dass die Schubspannungs-Reynoldszahl mit $Re_\tau = 195,16$ den geplanten Wert von $Re_\tau = 180$ übersteigt. Der Unterschied in den Schubspannungs-Reynoldszahlen ist in den Geschwindigkeitsverteilungen in Abbildung E.1 zu erkennen: wie von Moser et al. (1999) gezeigt, ist der logarithmische Part der dimensionslosen Geschwindigkeitsverteilung $u^+ = f(y^+)$ im Bereich niedriger Re_τ stark von der Schubspannungs-Reynoldszahl abhängig. Aufgrund des höheren Werts für Re_τ ergibt sich ein leicht längerer logarithmischer Bereich in der Geschwindigkeitsverteilung für die in dieser Arbeit durchgeführte Rechnung. Unter Berücksichtigung der leicht unterschiedlichen Schubspannungs-Reynoldszahlen zeigen die Geschwindigkeitsverteilungen von Moser et al. (1999) und der Simulation dieser Arbeit eine sehr gute Übereinstimmung.

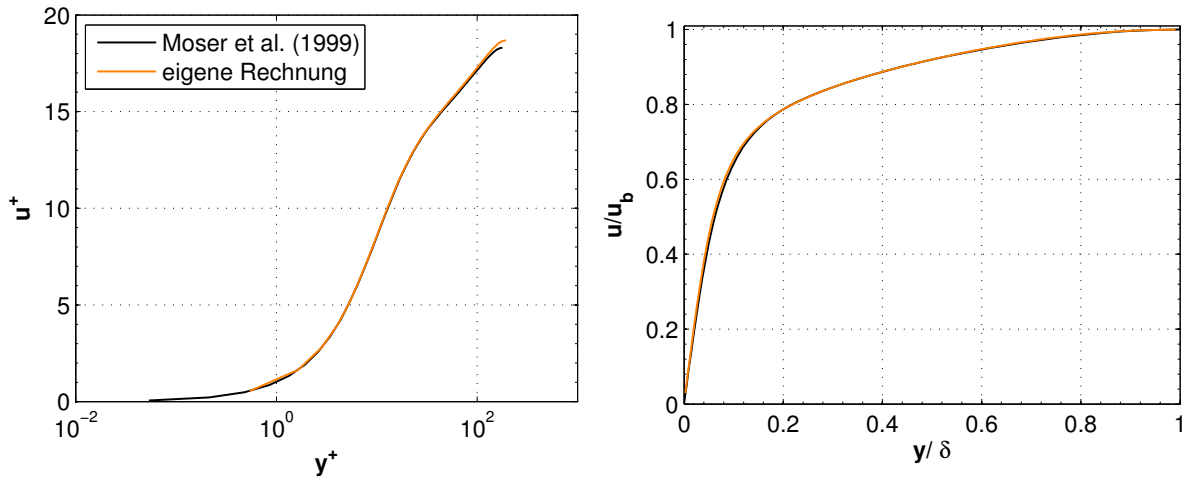


Abbildung E.1: Vergleich der mit OpenFOAM 2.1.1 berechneten Geschwindigkeitsverteilung mit den Ergebnissen von Moser et al. (1999). Links: innere Skalierung, rechts: äußere Skalierung

Abbildung E.2 zeigt die mit OpenFOAM 2.1.1 im Rahmen dieser Arbeiten berechneten und die von Moser et al. (1999) berechneten Reynold'schen Normalspannungen $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ und Reynold'sche Schubspannung $\overline{u'v'}$. Die Reynold'spannungen $\overline{u'u'}$ zeigen eine sehr gute Übereinstimmung sowohl in der Position der maximalen Spannung als auch im Verlauf mit steigendem Wandabstand. Die Reynold'schen Normalspannungen $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ weisen jedoch leichte Differenzen auf. Während die Normalspannungen $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ im wandnahen Bereich identisch sind ist das Maximum der Simulationen dieser Arbeit im Vergleich zu Moser et al. (1999) zu einem größeren Wandabstand hin verschoben. Zudem erreichen die Spannungen, die mit OpenFOAM berechnet wurden, einen höheren Wert als die Spannungen von Moser et al. (1999). Bedingt durch die höhere Spannungen und die Verschiebung des Maximums ist der Verlauf der Normalspannungen $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$ für Werte von $y^+ > 50$ parallel verschoben. Dieser Unterschiede resultieren, wie auch die Unterschiede in den Geschwindigkeitsverteilungen, aus einer

höheren Schubspannungs-Reynoldszahl in dieser Arbeit. Die Simulationen von Moser et al. (1999) zeigen für eine steigende Re_τ die Verschiebung und Vergrößerung der Maxima für $\overline{v'v'}$ und $\overline{w'w'}$. Da die Reynold'sche-Schubspannung $\overline{u'v'}$ wesentlich zur Erhöhung der Viskosität der Strömung beiträgt, ist diese ebenfalls in Abbildung E.2 im Vergleich zu den Ergebnissen von Moser et al. (1999) dargestellt. Auch hier ist in der Simulation dieser Arbeit eine leichter Verschiebung und Erhöhung des Maximums der Spannung zu erkennen, die ebenfalls aus der höheren Schubspannungs-Reynoldszahl resultiert.

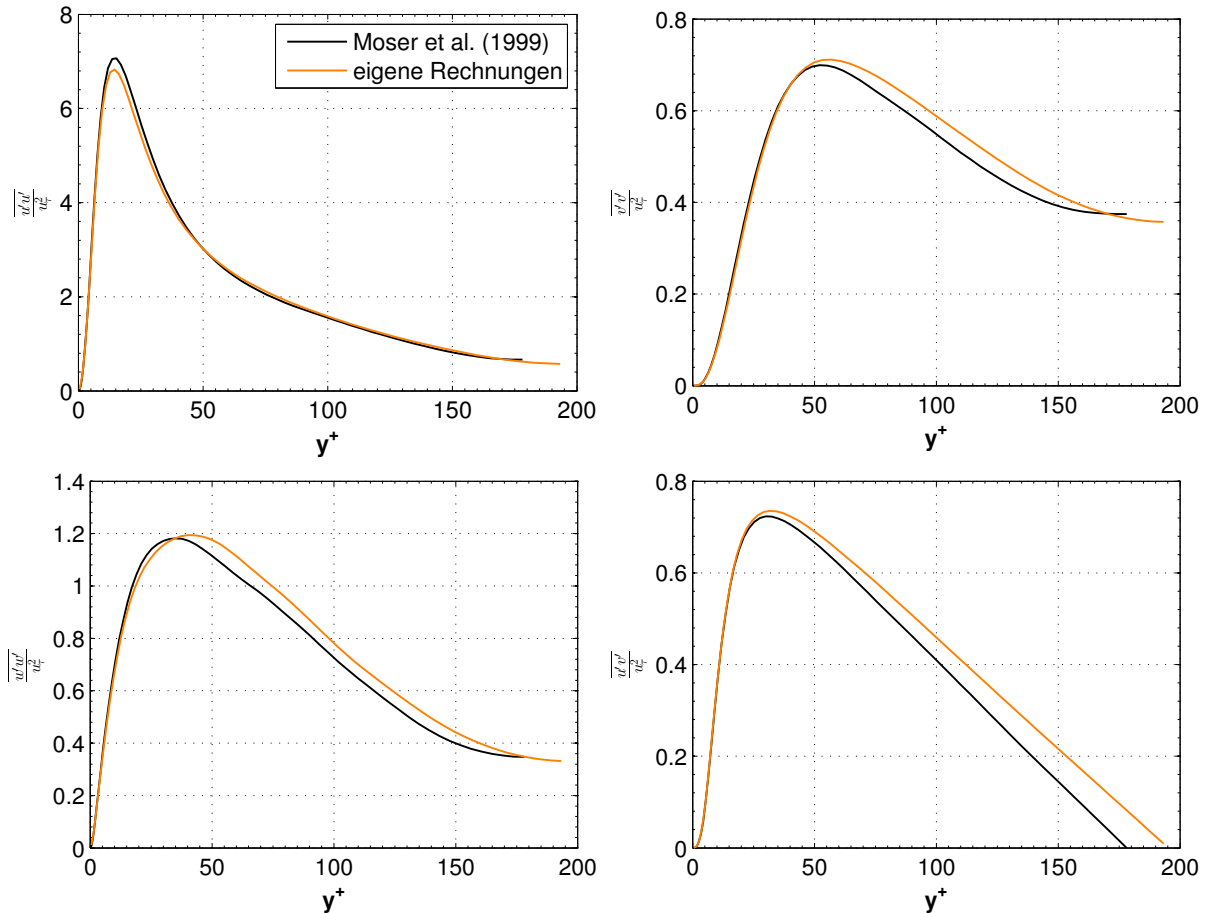


Abbildung E.2: Vergleich der mit OpenFOAM 2.1.1 berechneten Reynoldsspannungen mit den Ergebnissen von Moser et al. (1999)

Die Ergebnisse der Simulationen mit OpenFOAM 2.1.1 in dieser Arbeit zeigen unter Berücksichtigung eine leichten Differenz in der Schubspannungs-Reynoldszahl Re_τ eine sehr gute Übereinstimmung mit etablierten Werten aus der Literatur. Der Vergleich der Ergebnisse der Rechnungen mit OpenFOAM 2.1.1 mit den Ergebnissen von Moser et al. (1999) zeigen, dass OpenFOAM mit den verwendeten Einstellungen für die Durchführung von Direkten Numerischen Simulationen geeignet ist.

E Validierung von OpenFOAM 2.1.1

F Numerische Strömungssimulationen mit TRACE

Im Rahmen dieser Arbeit werden numerische Strömungssimulationen mit dem RANS-Strömungslöser TRACE sowohl bei der Schaufelauslegung als auch unterstützend für die Einstellung der Gitterkaskade am GWK durchgeführt. Der Strömungslöser TRACE (**T**urbomachinery **R**esearch **A**erodynamic **C**omputational **E**nvironment) wird der vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) entwickelt. Im folgenden Abschnitt werden neben den wesentlichen Grundgleichungen die angewendeten numerischen Verfahren bei der Durchführung von RANS-Simulationen vorgestellt.

Der Strömungslöser TRACE wurde zur Berechnung von Strömungen in Turbomaschinen entwickelt. Als Basis dienen die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie (Gleichungen 7.1 - 7.3). Die räumliche Diskretisierung der Bewegungsgleichungen, der Transportgleichungen, des Turbulenzmodells und der Transportgleichungen des Transitionsmodells erfolgt mit einem Finite-Volumen-Verfahren. Dabei kommt ein krummliniges, körperangepasstes, block-strukturiertes Rechennetz, das aus Hexaedern besteht, zum Einsatz (Abbildung F.1). Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Rechennetz weist eine HCOG-Block Topologie und eine Wandauflösung von $y^+ \leq 1$ auf. Da eine zweidimensionale Strömung Gegenstand der Untersuchung ist, wird ein Quasi-3D Ansatz gewählt, mit dem eine räumliche Diskretisierung in Spannweitenrichtung mit vier Zellen erfolgt. Die Begrenzungsflächen werden als reibungsfreie Wände definiert, so dass sich ein zweidimensionales Strömungsfeld einstellt. Das Rechennetz hat eine Gesamtgröße von ca. 94.100 Netzknoten.

TRACE nutzt ein zellzentriertes Verfahren mittels einer Bilanzierung über die Zellflächen zur Bestimmung der Flüsse. Die konvektiven Flüsse werden mit einem Upwind Verfahren nach Roe und einer Genauigkeit zweiter Ordnung mit Hilfe des MUSCL Ansatzes nach van Leer und dem Fromm-Schema mit dem Limiter nach van Albada zur Einhaltung der TVD Bedingung diskretisiert. Die diffusiven Flüsse folgen einer zentralen Diskretisierung. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt für die stationäre Rechnung mit dem Euler-Backward Verfahren erster Ordnung in einem impliziten Prädiktor-Korrektor Verfahren. Für detaillierte Beschreibung der genannten Verfahren wird an dieser Stelle auf Kügeler (2005) verwiesen. Das Schließungsproblem wird mit dem $k-\omega$ -Turbulenzmodell (Abschnitt F.2) gelöst. Die Modellierung des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags erfolgt mit dem $\gamma-Re_\Theta$ -Transitionsmodell (Abschnitt F.3).

Als Randbedingungen für die Simulationen wird am Eintritt ein Totaldruck von $p_{t1} = 102.901\text{Pa}$ und eine Totaltemperatur von $T_{t1} = 293,6\text{K}$ gesetzt. Der Turbulenzgrad

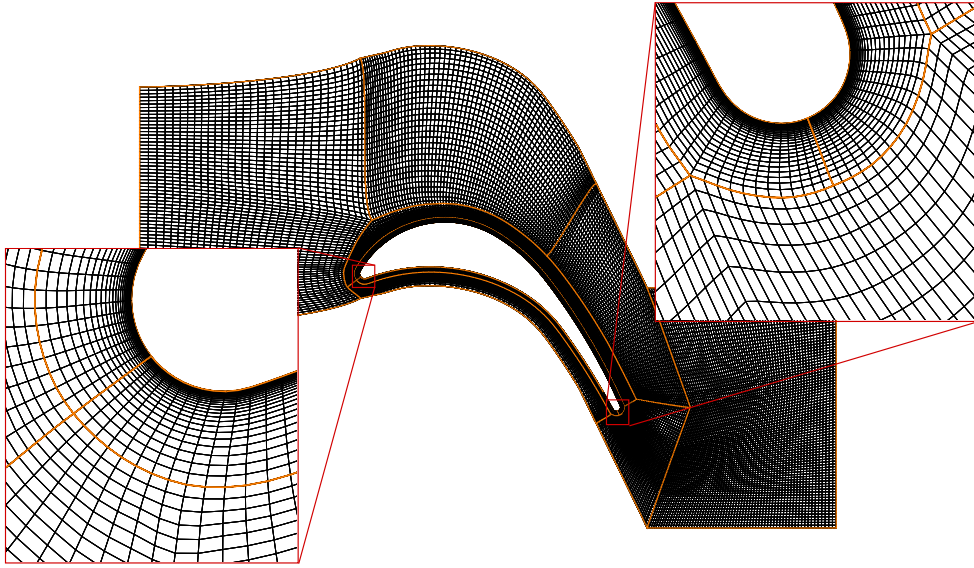


Abbildung F.1: Verwendetes Rechenetz bei der numerischen Strömungssimulation der Turbinenschaufel

beträgt $Tu_1 = 4,5\%$ mit einem turbulenten Längenmaß von $l_T = 115\mu\text{m}$. Am Austritt der Rechendomäne wird ein statischer Druck von $p_2 = 101.300\text{Pa}$ vorgegeben.

F.1 Statistische Beschreibung der Turbulenz

Handelt es sich um eine statistisch stationäre Strömung kann nach Reynolds (1895) eine Zerlegung der Größe ϕ in einen zeitlichen Mittelwert $\bar{\phi}$ und eine Schwankungskomponenten ϕ' erfolgen:

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \phi(x_i, t) dt \quad (\text{F.1})$$

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' . \quad (\text{F.2})$$

Der zeitliche Mittelwert der Schwankungskomponente ist immer Null, nicht jedoch die Quadrate der Schwankungskomponenten oder Produkte verschiedener Schwankungskomponenten. Durch Einsetzen der Schwankungsgrößen in die Gleichungen 7.1 bis 7.3 und anschließender Mittelung erhält man die Reynolds-gemittelte Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \quad (\text{F.3})$$

sowie die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichung (RANS) für inkompressible Strömungen

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (\text{F.4})$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial(u_i e)}{\partial x_i} = -\frac{p}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (-q_i - q_{T,i}) \quad (\text{F.5})$$

Für eine vollständige Herleitung wird an dieser Stelle auf die Fachliteratur, z.B. Oertel et al. (2006), verwiesen. In Gleichung F.4 ist zu erkennen, dass zusätzlich zur molekularen Schubspannung $(\tau_{ij})_{mol}$ ein Spannungstensor enthalten ist, der nur von der Schwankungskomponente der Strömung abhängig ist.

$$(\tau_{ij})_{mol} = \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (\text{F.6})$$

$$(\tau_{ij})_{turb} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = (-\rho) \cdot \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{v'u'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{w'u'} & \overline{w'v'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (\text{F.7})$$

Die Reynolds-Spannungen aus Gleichung F.7 lassen sich in die turbulenten Normalspannungen $-\rho \overline{u'^2}$, $-\rho \overline{v'^2}$ und $-\rho \overline{w'^2}$ und die turbulenten Schubspannungen $-\rho \overline{u'v'}$, $-\rho \overline{u'w'}$ und $-\rho \overline{w'v'}$ unterteilen. Die Reynold'schen Normalspannungen stellen die turbulente kinetische Energie des Fluids dar. Der Impulsaustausch wird über die Reynold'schen Schubspannungen beschrieben (Scholz et al. 2009). Das Gleichungssystem der Reynolds-Spannungen führt zu dem Problem, dass die Lösung über zusätzliche Bilanzgleichungen zu immer neuen, zusätzlichen Termen führt. Dieses Problem des unterbestimmten und damit nicht analytisch lösbaren Gleichungssystem wird Schließungsproblem genannt. Die Schließung des Reynolds-Spannungstensors sowie der turbulenten Wärmeleitung $q_{T,i}$ in Gleichung F.5 erfolgt in der Regel durch eine geeignete Modellbildung.

F.2 Turbulenzmodellierung

Der Reynolds-Spannungstensors τ_{ij} kann mit der Boussinesq-Approximation (Wilcox 2006) modelliert werden:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_i u'_j} = 2\mu_T S_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (\text{F.8})$$

Darin stellt S_{ij} den Scherratentensor dar:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{F.9})$$

Durch diesen Ansatz vereinfacht sich das Schließungsproblem des Reynolds-Spannungstensors auf die Bestimmung der skalaren Wirbelviskosität. Im Rahmen dieser Arbeit kommt das k- ω Turbulenzmodell nach Wilcox (1988) zum Einsatz, das im Strömungslöser TRACE implementiert und bereits in vorangegangenen Arbeiten erfolgreich zum Einsatz gekommen ist (Herbst et al. 2013, Dassler et al. 2010, Kozulovic 2007). Die Wirbelviskosität wird mit dem k- ω Turbulenzmodell aus der turbulenten kinetischen Energie k und der spezifischen turbulenten Dissipationsrate berechnet:

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega} \quad (\text{F.10})$$

Die Transportgleichungen zur Berechnung der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen turbulenten Dissipationsrate können Wilcox (1988) entnommen werden. Zwei-Gleichungsmodelle wie das k - ω Turbulenzmodell neigen zu unphysikalisch hoher Produktion turbulente kinetischer Energie in rotationsfreien Strömungen. Um dies zu unterbinden ist die Modifikation nach Kato und Launder (1993) implementiert. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist die Möglichkeit des k - ω Turbulenzmodells den Einfluss rauher Wände auf die Strömung zu berücksichtigen. Für die Strömung über eine glatte Wand ergibt sich die spezifische turbulente Dissipationsrate für $y=0$ zu

$$\omega = \frac{6\nu}{(\beta\gamma^2)} \text{ mit } \beta = \frac{3}{40} \text{ und } \gamma = \frac{5}{9} \quad (\text{F.11})$$

und für die raue Wand

$$\omega_r = \frac{u_\tau^2}{\nu} S_R \quad (\text{F.12})$$

mit dem von der Höhe der Rauheit abhängigen Parameter S_R :

$$S_R = \begin{cases} \left(\frac{50}{k_s^+}\right)^2 & k_s^+ < 25 \\ \frac{100}{k_s^+} & 25 \geq k_s^+ \leq 400 \end{cases} \quad (\text{F.13})$$

Ein Vergleich der Gleichungen F.11 und F.12 zeigt, dass die spezifische turbulente Dissipationsrate ω im Fall rauher Wände in unmittelbarer Wandnähe geringer ist als im Fall glatter Wände. Zudem ergibt sich eine stärkere Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie zu Beginn des logarithmischen Bereichs des universellen Wandgesetzes. Dies hat eine stärkere Turbulenz und stärkere viskose Verluste in der Grenzschicht entlang einer rauhen Oberfläche zur Folge.

F.3 Transitionsmodellierung

Die Berechnung des laminar-turbulenten Umschlags erfolgt in dieser Arbeit mit dem γ - Re_Θ -Transitionsmodell nach Menter et al. (2006), das auf lokalen Variablen basiert. Das Modell beruht auf der Intermittenztheorie, in dem die Intermittenz γ den zeitlichen Anteil angibt, den eine Strömung turbulent ist. Demnach liegt für $\gamma = 0$ eine laminare, $\gamma = 1$ eine voll-turbulente und für $0 < \gamma < 1$ eine transitionelle Grenzschicht vor. Die Berechnung der Intermittenz und der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl erfolgt über die Transportgleichungen F.14 und F.15.

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right] \quad (\text{F.14})$$

$$\frac{\partial(\rho\tilde{R}e_{\Theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \tilde{R}e_{\Theta t})}{\partial x_i} = P_{\Theta t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\sigma_{\Theta t} (\mu + \mu_T) \frac{\partial \tilde{R}e_{\Theta t}}{\partial x_i} \right] \quad (\text{F.15})$$

In Gleichung F.14 stellen die Terme $P_{\gamma 1}$ und $P_{\gamma 2}$ Produktionsterme und $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ Destruktionsterme dar, die auf der lokalen Wirbelstärke sowie empirischen Korrelationen

beruhen. Die Korrelationen dienen dabei der Bestimmung der kritischen Reynoldszahl Re_{Θ_c} , bei der die Intermitenz erstmals zu steigen beginnt, und verküpfen diese mit der Transitions-Reynoldszahl Re_{Θ_t} . Zudem wird über die Korrelationen die Transitionslänge bestimmt. Die Terme P_{γ_2} und E_{γ_2} sind von der absoluten Wirbelstärke abhängige Erweiterungen des ursprünglichen Transitionsmodells und dienen der Sicherstellung, dass die Intermitenz in der laminaren Grenzschicht $\gamma = 0$ ist (Dassler et al. 2010). Der Produktionsterm P_{Θ_t} in Gleichung F.14

$$P_{\Theta_t} = c_{\Theta_t} \frac{\rho}{t} \left(Re_{\Theta_t} - \tilde{Re}_{\Theta_t} \right) (1 - F_{\Theta_t}) \quad \text{mit } t = \frac{500\mu}{\rho u^2} \quad (\text{F.16})$$

sorgt dafür, dass die skalare Transportgröße \tilde{Re}_{Θ_t} auf den über empirische Korrelationen außerhalb der Grenzschichtströmung bestimmten Wert von Re_{Θ_t} angepasst wird. Mit Hilfe der Blendfunktion F_{Θ_t} wird sichergestellt, dass P_{Θ_t} in der laminaren Grenzschicht den Wert 0 annimmt und somit den Produktionsterm in der laminaren Grenzschicht ausgeschaltet.

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name	Sebastian Hohenstein
Geburtsdatum	19. Januar 1984
Geburtsort	Hamburg
Familienstand	verheiratet

Schulbildung

1990 - 1994	Katholische Grundschule Eberhofweg, Hamburg, Grundschule
1995 - 1996	Gymnasium Ohmoor, Hamburg, Orientierungsstufe
1996 - 2000	Sophie-Barat-Schule, Hamburg
2000 - 2001	Peach-County-High School, Georgia, USA
2001 - 2003	Gymnasium Bondenwald, Hamburg Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Studium

2003 - 2010	Technische Universität Braunschweig Abschluss: Diplom Maschinenbau, Fachrichtung Luft- und Raumfahrttechnik
2010 - 2014	Leibniz Universität Hannover Promotionsstudium Maschinenbau

Berufstätigkeit

2010 - 2014	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover
seit 2014	Ingenieur in der Technologieentwicklung von Gasturbinen, Siemens AG

Düsseldorf, im September 2014